

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

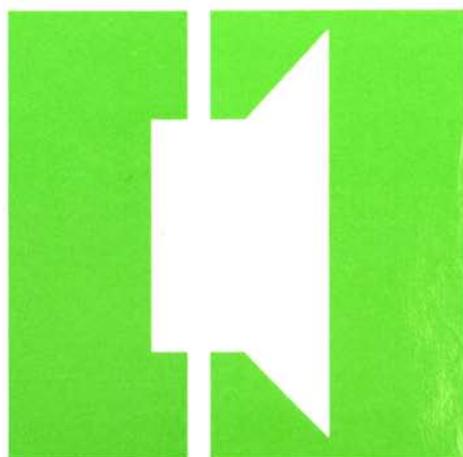
Traité d'Électricité

PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION DE JACQUES NEIRYNCK

VOLUME XXI

ÉLECTROACOUSTIQUE

Mario Rossi



PRESSES POLYTECHNIQUES ROMANDES

TRAITÉ D'ÉLECTRICITÉ

XXI
ÉLECTROACOUSTIQUE

TRAITÉ D'ÉLECTRICITÉ

DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE
PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION DE JACQUES NEIRYNCK

VOLUME XXI

ÉLECTROACOUSTIQUE

par Mario Rossi



PRESSES POLYTECHNIQUES ROMANDES

Cet ouvrage fait partie d'une série de vingt-deux volumes
dont les titres sont les suivants :

- I INTRODUCTION À L'ÉLECTROTECHNIQUE
- II MATÉRIAUX DE L'ÉLECTROTECHNIQUE
- III ÉLECTROMAGNÉTISME
- IV THÉORIE DES RÉSEAUX DE KIRCHHOFF
- V ANALYSE ET SYNTHÈSE DES SYSTÈMES LOGIQUES
- VI THÉORIE ET TRAITEMENT DES SIGNAUX
- VII DISPOSITIFS À SEMICONDUCTEUR
- VIII ÉLECTRONIQUE
- IX TRANSDUCTEURS ÉLECTROMÉCANIQUES
- X MACHINES ÉLECTRIQUES
- XI MACHINES SÉQUENTIELLES
- XII ÉNERGIE ÉLECTRIQUE
- XIII HYPERFRÉQUENCES
- XIV CALCULATRICES
- XV ÉLECTRONIQUE DE PUISSANCE
- XVI ÉLECTRONIQUE DE RÉGLAGE ET DE COMMANDE
- XVII SYSTÈMES DE MESURE
- XVIII SYSTÈMES DE TÉLÉCOMMUNICATIONS
- XIX FILTRES ÉLECTRIQUES
- XX TRAITEMENT NUMÉRIQUE DES SIGNAUX
- XXI ÉLECTROACOUSTIQUE
- XXII HAUTE TENSION



Le Traité d'Electricité est une publication des
Presses polytechniques romandes, fondation scientifique
dont le but est principalement la diffusion des travaux de
l'Ecole polytechnique fédérale de Lausanne.

Le catalogue de ces publications peut être obtenu aux
Presses polytechniques romandes, CH-1015 Lausanne.

Première édition
ISBN (série) 2-604-00002-4
ISBN (ce volume) 2-88074-061-4
© 1986 Presses polytechniques romandes
CH-1015 Lausanne
Imprimé en Suisse

INTRODUCTION

Organisation du volume

Ce volume comporte dix chapitres qu'il n'est pas nécessaire de lire consécutivement. Conçu comme ouvrage de référence, il propose de solides bases pour l'étude, la conception et la réalisation de dispositifs électroacoustiques, principalement les transducteurs. Organisé en vue des applications, l'ouvrage est volontairement limité à une présentation succincte des théories de l'acoustique. De nombreux exemples et applications concrets illustrent les principes, modèles et méthodes proposés.

Il est conseillé au lecteur d'organiser son étude en fonction d'abord d'une formation de base, puis d'approfondir sa lecture en fonction de son domaine d'application spécifique. Dans tous les cas, l'étude des chapitres 1, 5 et 10 est vivement recommandée.

Le premier chapitre est consacré aux notions fondamentales nécessaires, en particulier d'acoustique.

Le deuxième chapitre traite des sources de son, dans l'optique des applications aux transducteurs électroacoustiques.

Quelques problèmes de propagation, intervenant dans les domaines d'applications de l'électroacoustique sont exposés dans le chapitre 3.

Le chapitre 4 décrit quelques systèmes à propagation (espaces clos, conduits acoustiques, pavillons, corps vibrants) et comprend les résultats fondamentaux d'acoustique et d'élasticité nécessaires aux applications.

Le chapitre 5 traite des systèmes mécaniques et acoustiques, de leurs composants et de leurs représentations par des réseaux de Kirchhoff. Ce chapitre est l'un des plus importants de l'ouvrage car il est à la base de l'étude des transducteurs électroacoustiques.

Le sixième chapitre présente les principaux couplages électromécaniques mis en œuvre dans les transducteurs électroacoustiques. A partir des phénomènes physiques, on en établit les propriétés, puis on en donne les modèles sous forme de schémas. Les problèmes constructifs et technologiques sont également abordés.

Le chapitre 7 est consacré aux haut-parleurs. Après la présentation du haut-parleur électrodynamique, une place importante est accordée aux systèmes haut-parleurs, leur analyse et synthèse. Une section traite des aspects technologiques et constructifs. Elle inclut l'étude des haut-parleurs à voies multiples et des réseaux séparateurs. Enfin, une section est dévolue aux haut-parleurs à pavillon.

Les microphones font l'objet du chapitre 8. Une grande place est accordée à leurs diverses réalisations et applications.

Le chapitre 9 présente les supports d'enregistrement usuels, disques et bandes magnétiques. Une section est consacrée à l'audio numérique, dernière née des techniques de l'électroacoustique.

Le chapitre 10 donne les connaissances nécessaires de physio- et de psychoacoustique et montre leurs incidences sur les applications de l'électroacoustique.

Conventions

Le *Traité d'Electricité* est composé de volumes (vol.) repérés par un chiffre romain (vol. V). Chaque volume est partagé en chapitres (chap.) repérés par un nombre arabe (chap. 2). Chaque chapitre est divisé en sections (sect.) repérées par deux nombres arabes séparés par un point (sect. 2.3). Chaque section est divisée en paragraphes (§) repérés par trois nombres arabes séparés par deux points (§ 2.3.11). Les références internes stipulent le volume, le chapitre, la section ou le paragraphe du *Traité* auquel on renvoie. Dans le cas de la référence à une partie du même volume, on omet le numéro de celui-ci.

Les références bibliographiques sont numérotées continûment par volume et repérées par un seul nombre arabe entre crochets; les pages concernées sont éventuellement précisées entre parenthèses: [33] (pp. 12-15).

Un terme apparaît en *italique maigre* la première fois qu'il est défini dans le texte.

Les équations hors texte sont numérotées continûment par chapitre et repérées par deux nombres arabes placés entre parenthèses et séparés par un point (3.14). Les figures et tableaux sont numérotés continûment par chapitre et repérés par deux nombres arabes précédés de Fig. (Fig. 4.12) ou Tableau (Tableau 4.13).

TABLE DES MATIÈRES

	INTRODUCTION	v
CHAPITRE 1	NOTIONS FONDAMENTALES	
	1.1 Introduction.	1
	1.2 Champ acoustique	5
	1.3 Energie des ondes acoustiques	13
	1.4 Ondes planes et sphériques	16
	1.5 Ondes sinusoïdales.	20
	1.6 Analogies formelles	25
	1.7 Echelles et grandeurs logarithmiques.	31
	1.8 Caractérisation et représentation des sons.	38
CHAPITRE 2	SOURCES DE SON	
	2.1 Introduction.	55
	2.2 Sources théoriques.	56
	2.3 Diffraction à l'émission.	73
	2.4 Modèles.	81
	2.5 Directivité	85
	2.6 Réseaux.	93
	2.7 Pistons	103
CHAPITRE 3	PROPAGATION	
	3.1 Introduction.	115
	3.2 Absorption du son.	117
	3.3 Effets d'interfaces	121
	3.4 Diffraction.	134
	3.5 Propagation dans l'atmosphère.	137
	3.6 Propagation sous la mer	141
CHAPITRE 4	SYSTÈMES À PROPAGATION	
	4.1 Introduction.	149
	4.2 Champ acoustique dans un espace clos.	150
	4.3 Conduits uniformes	156
	4.4 Pavillons	165
	4.5 Corps vibrants.	173

CHAPITRE 5	SYSTÈMES MÉCANIQUES ET ACOUSTIQUES	
5.1	Introduction	185
5.2	Systèmes mécaniques	186
5.3	Systèmes acoustiques	198
5.4	Représentation des systèmes par des schémas	217
CHAPITRE 6	TRANSDUCTEURS	
6.1	Introduction	233
6.2	Conversion électrodynamique	238
6.3	Conversion électrostatique	244
6.4	Conversion électromagnétique	255
6.5	Conversion magnétostrictive	261
6.6	Conversion piézoélectrique	266
CHAPITRE 7	HAUT-PARLEURS	
7.1	Haut-parleur électrodynamique	283
7.2	Systèmes haut-parleurs	299
7.3	Réalisation des haut-parleurs	336
7.4	Haut-parleurs à pavillon	358
CHAPITRE 8	MICROPHONES	
8.1	Propriétés générales	369
8.2	Théorie des microphones	378
8.3	Réalisation des microphones	392
CHAPITRE 9	ENREGISTREMENT DU SON	
9.1	Introduction	421
9.2	Disques	422
9.3	Enregistrement magnétique	455
9.4	Audionumérique	488
CHAPITRE 10	HOMME ET SONS	
10.1	L'audition	507
10.2	Applications	523
	BIBLIOGRAPHIE	537
	INDEX ANALYTIQUE	545
	GLOSSAIRE	557

NOTIONS FONDAMENTALES

1.1 INTRODUCTION

1.1.1 Homme, expérience sonore et acoustique

Le son fait partie de l'environnement naturel de l'homme. C'est d'abord un phénomène perçu, une sensation, matériau brut fourni par le sens de l'audition. C'est ensuite le cri, la voix, la parole, donc la communication parlée, lien privilégié avec autrui. C'est aussi la musique, autre forme d'expression et de communication. C'est encore le bruit, sous-produit de la société industrielle.

Le vécu auditif quotidien conduit à trois constatations :

- le son perçu est associé à un mouvement oscillatoire d'un système vibrant : pour s'en convaincre il suffit d'effleurer du doigt le larynx en parlant à voix haute ;
- le son n'est pas un phénomène immédiat et simultané dans l'espace : il y a propagation à vitesse finie à partir de la source de son ; deux auditeurs en des points différents ne perçoivent pas au même moment le coup de tonnerre succédant à l'éclair, perçu lui simultanément ;
- à partir d'une distance parcourue de 20 à 30 m, le temps de propagation est perceptible ainsi que le montrent les phénomènes d'écho : la vitesse de propagation du son est faible.

Historiquement, de telles données brutes sont à l'origine de l'*acoustique*, partie des sciences qui se proposent d'« expliquer la Nature », traitant de la *production*, de la *propagation* et de la *perception* du son, en vue d'en découvrir les mécanismes et les lois.

L'acoustique montre que la nature physique du son consiste en la propagation d'un mouvement oscillatoire des particules d'un milieu, fluide ou solide. Certains milieux favorisent la propagation, d'autres la gênent.

Selon la fréquence du mouvement oscillatoire, un son est audible ou non. Pour l'homme, le domaine des sons audibles va grosso modo de 16 Hz à 16 kHz.

1.1.2 Définitions

Le *son* ou *vibration acoustique* est un mouvement des particules d'un milieu élastique de part et d'autre d'une position d'équilibre. Correspondant à l'expérience auditive brute de l'homme, le *son audible* a une double définition traduisant deux points de vue :

- vibration acoustique capable d'éveiller une sensation auditive ;
- sensation auditive engendrée par une vibration acoustique.

L'*acoustique physique* traite du son en tant que vibration acoustique audible ou non : son centre d'intérêt est le phénomène physique de production et de propagation d'oscillations dans des milieux élastiques, et par extension dans n'importe quel milieu, indépendamment du phénomène perçu.

L'acoustique de la perception, englobant *psychoacoustique* et *physioacoustique*, s'intéresse aux sons audibles selon la seconde définition : il s'agit de déterminer les mécanismes de l'audition et les relations entre caractères perçus et caractéristiques physiques des sons.

Les sons audibles sont les *audiofréquences* ou le *domaine audio*. Un *ultrason* est un son dont la fréquence est au-dessus du domaine audio. Celle d'un *infrason* est au-dessous.

1.1.3 Définition : électroacoustique

L'*électroacoustique* est une science de l'ingénieur, alliant acoustique et électrotechnique. Son objectif est l'étude, la conception et la réalisation de dispositifs techniques concernant la *production*, la *transmission*, l'*enregistrement*, la *reproduction*, la *mesure* et les *applications industrielles* des sons, dans lesquels sont généralement impliquées une ou plusieurs transformations d'énergie acoustique en électrique et réciproquement.

1.1.4 Commentaires

Comparée à l'acoustique physique, l'électroacoustique présente quatre caractéristiques :

- science de l'ingénieur, elle se propose moins d'expliquer les phénomènes de la nature que de les mettre à profit le plus judicieusement possible dans la construction de dispositifs : sur la base de modèles déduits des résultats de l'acoustique et de l'électricité, il s'agit de concevoir un dispositif en fonction de performances attendues et de contraintes technologiques;
- comme dans d'autres domaines de l'électrotechnique, il faut élaborer des méthodes de calcul permettant l'analyse d'un dispositif ou système, à savoir la description de son comportement sous différentes sollicitations et conditions, ou sa synthèse, c'est-à-dire son dimensionnement à partir d'un cahier des charges; il s'agit de vérifier expérimentalement le comportement d'un dispositif donc d'élaborer des méthodes de mesure;
- son principal centre d'intérêt sont les *transducteurs électroacoustiques*, dispositifs transformant l'énergie électrique en acoustique ou inversement, *haut-parleurs* ou *microphones* par exemple; la possibilité de transformer la nature de l'énergie est à l'origine de l'électroacoustique et explique son développement actuel;
- les analogies formelles existant entre les équations fondamentales de l'acoustique, de l'électromagnétisme et de l'électrotechnique permettent de transposer des méthodes de calcul d'un de ces domaines à un autre; ainsi l'électroacoustique généralise-t-elle l'emploi de méthodes de la théorie des lignes et des circuits à l'étude des transducteurs par exemple; en fait ces méthodes sont appliquées à l'étude de phénomènes et à la conception de dispositifs acoustiques voire

mécaniques n'impliquant aucunement une énergie électrique; ainsi le champ d'application de l'électroacoustique est élargi à des dispositifs relevant à première vue de l'acoustique appliquée.

1.1.5 Exemple

Le disque microsillon, produit grand public par excellence de l'industrie électroacoustique, est un support d'enregistrement sonore connu de tous. Il implique la mise en œuvre d'une cascade de processus: enregistrement d'une bande magnétique mère, gravure d'un original, fabrication de matrices par duplications successives de l'original, pressage des disques, diffusion par un réseau de distribution et de vente, et finalement reproduction. Les deux premiers et le dernier sont représentés schématiquement dans la figure 1.1 sous forme de chaînes.

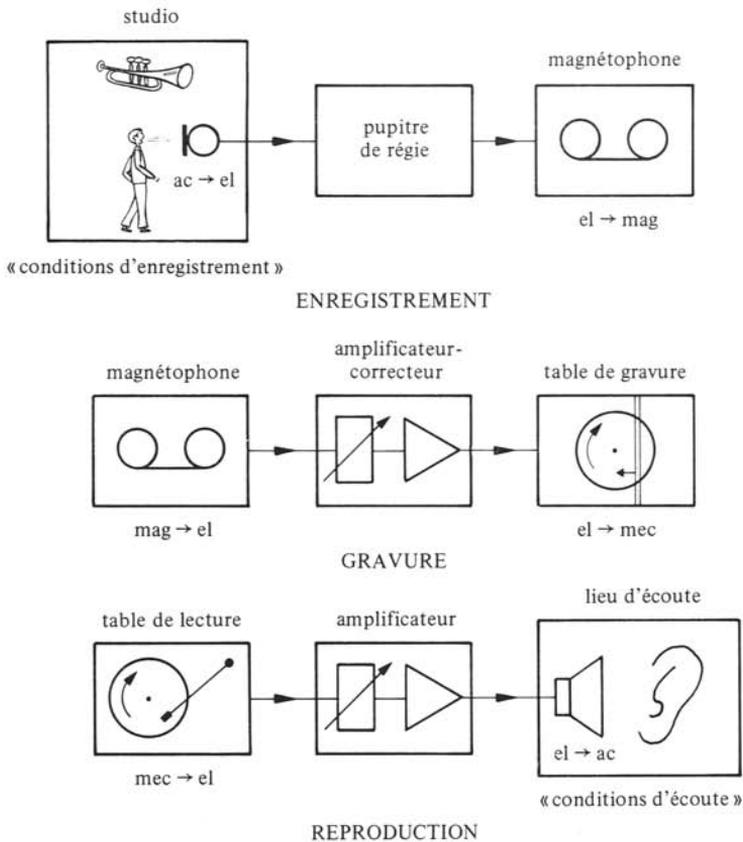


Fig. 1.1

A l'enregistrement, la chaîne comprend :

- un studio où prennent place musiciens, solistes, choristes, etc.;
- un ou plusieurs microphones;
- un pupitre de régie ou table de mélange;
- un magnétophone le plus souvent multipiste.

A la gravure, on a :

- un magnétophone en mode lecture;
- un amplificateur avec différents correcteurs et réglages;
- une table de gravure entraînant une laque dans laquelle le graveur taille un sillon.

La chaîne de reproduction est composée :

- d'une table de lecture entraînant le disque et munie d'un phonocapteur dont l'aiguille explore le sillon;
- d'un amplificateur avec réglages et corrections;
- d'un ou plusieurs haut-parleurs;
- d'un local ou d'un lieu d'écoute où se trouvent les auditeurs.

La figure 1.1 met en évidence :

- les transformations successives du son au moyen de transducteurs en des signaux correspondants électriques, magnétiques et mécaniques, analogiques ou numériques;
- le rôle quasi exclusif de l'électronique, basse fréquence ou audio et numérique, pour l'amplification, le conditionnement, le mélange, la correction des signaux, etc.;
- l'importance des conditions d'enregistrement définies par l'acoustique du studio (ou du lieu d'enregistrement) et les caractéristiques et emplacements des microphones, en fonction du genre de musique, d'orchestre, etc.;
- l'importance des conditions d'écoute définies par l'acoustique du lieu d'écoute, les caractéristiques et la disposition des haut-parleurs, en fonction des exigences;
- la diversité des technologies manifestée par la mise en œuvre d'éléments, composants et matériaux acoustiques, électriques, magnétiques, mécaniques, électroniques, etc.

1.1.6 Commentaires

La qualité du son obtenue à la reproduction d'un disque dépend de tous les dispositifs et éléments des différentes chaînes et des conditions d'enregistrement et d'écoute. En conséquence, le cahier des charges de chaque dispositif, appareil ou transducteur, résulte au premier chef d'exigences fixées en fonction de son incidence propre sur la qualité du son de l'ensemble. Interviendront également des exigences techniques, technologiques et finalement commerciales, liées au type de marché et au coût consenti.

Par exemple, le cahier des charges d'un haut-parleur résulte de l'examen des conditions d'écoute prévues, de contraintes technologiques et d'éléments économiques. En dressant un tel cahier des charges, il s'agit de répondre à des questions du type: quelle est la plus basse fréquence que le haut-parleur doit pouvoir reproduire tenant compte de la faisabilité technologique, de l'utilité, de l'incidence sur d'autres caractéristiques et du coût?

Dresser un cahier des charges est le premier problème à résoudre pour la conception d'un dispositif électroacoustique. C'est souvent un problème difficile exigeant de définir des critères de qualité et de performances en fonction de l'application prévue.

1.1.7 Normes

La conception des dispositifs électroacoustiques est grandement facilitée par des normes spécifiant différentes caractéristiques (par exemple, valeurs d'adaptation pour le raccordement des équipements) et leurs méthodes de mesure (par exemple, directivité d'un haut-parleur). Les principales organisations de normalisation pour l'électroacoustique sont :

- l'Organisation Internationale de Normalisation (ISO);
- la Commission Electrotechnique Internationale (CEI);
- l'American National Standards Institute (ANSI);
- l'Audio Engineering Society (AES);
- l'Association Française de Normalisation (AFNOR);
- le Deutsches Institut für Normung (DIN).

Dans ce volume, le renvoi à une norme est indiqué par le sigle de l'institution concernée suivie de sa référence, par exemple CEI 268.

1.1.8 Applications

Les applications de l'électroacoustique sont nombreuses et diversifiées. Historiquement, c'est la commercialisation du téléphone de G. Bell qui marque, en 1876, les débuts industriels de l'électroacoustique. La radiodiffusion, la télévision, le cinéma, les industries de l'enregistrement sont les domaines d'applications les plus connus, importants aussi bien pour le matériel grand public que professionnel. L'acoustique sous-marine est un domaine en pleine expansion, pour des applications civiles et militaires. Tous les domaines de l'acoustique appliquée mettent en œuvre des dispositifs électroacoustiques, que ce soit l'acoustique musicale, architecturale, la bioacoustique, la lutte contre le bruit, etc. Les applications industrielles des ultrasons se développent considérablement : soudage, assemblage, nettoyage, usinage, traitement de surface, mesurage de différentes grandeurs physiques, etc. Enfin, la médecine utilise des ultrasons soit pour le diagnostic non invasif soit à des fins thérapeutiques.

1.2 CHAMP ACOUSTIQUE

1.2.1 Nature du son

Soit un milieu matériel. Supposons que par un procédé quelconque, une particule de ce milieu subisse un ébranlement autour de sa position de repos. Ce mouvement est communiqué de proche en proche aux particules voisines puis à tout le milieu.

Cette propagation n'est pas immédiate : elle se fait à vitesse finie, si bien qu'en un instant donné le mouvement des particules n'est pas le même en tout point de l'espace. Ainsi, peu de temps après l'ébranlement initial, seule une zone autour de la particule ébranlée est en mouvement. Au contraire, après que l'ébranlement ait cessé, il subsiste une perturbation qui se propage dans le milieu.

Après le passage de l'onde, le milieu reprend son état initial : l'onde ne crée pas de modification permanente ; c'est un phénomène sans mémoire.

Lorsque le milieu est un fluide compressible, chaque particule subit lors de son mouvement des compressions et détentes successives: c'est une onde acoustique de pression. Il en résulte des variations de volume des particules: on a affaire à une transformation au sens de la thermodynamique.

1.2.2 Hypothèses: acoustique linéaire

On considère un fluide compressible, liquide ou gaz, homogène, continu, isotrope, isotherme et isobare en l'absence d'onde acoustique.

Il n'y a pas de forces extérieures appliquées (pesanteur par exemple) ni de mouvement d'entraînement (pas d'écoulement).

Le milieu est illimité: il n'y a pas lieu d'introduire de conditions aux limites.

Les mouvements dus à une onde acoustique sont des oscillations continues de petite amplitude: c'est l'*hypothèse des petits mouvements* rencontrée dans bien d'autres domaines, permettant la linéarisation des équations.

Il n'y a pas de pertes d'énergie sous forme de dissipation thermique.

1.2.3 Définitions: champ et grandeurs acoustiques

Un *champ acoustique* est le milieu dans lequel se propage une onde acoustique et l'ensemble de ses déformations. Il est caractérisé par des grandeurs physiques fonction du lieu et du temps, appelées *grandeurs* ou *paramètres acoustiques*.

Une *particule* est une portion de fluide dont les dimensions sont grandes devant celles des molécules, mais suffisamment petites pour que les variations des grandeurs acoustiques y soient infinitésimales.

Le mouvement des particules est caractérisé par:

- l'*élongation acoustique* ξ , vecteur dont l'origine est la position au repos d'une particule et l'extrémité celle à l'instant t

$$\xi(t, \mathbf{r}_s) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{r}_s \quad \text{m} \quad (1.1)$$

avec \mathbf{r}_s , rayon-vecteur au repos et $\mathbf{r}(t)$, rayon-vecteur en t ;

- la *vitesse acoustique* \mathbf{v}

$$\mathbf{v}(t, \mathbf{r}) = \partial \xi / \partial t \quad \text{m/s} \quad (1.2)$$

La déformation ou transformation des particules est caractérisée par

- la *pression acoustique* p , indiquant la variation locale de pression

$$p(t, \mathbf{r}) = p'(t, \mathbf{r}) - p_s \quad \text{Pa} \quad (1.3)$$

où p_s est la *pression statique* et p' , la *pression instantanée*;

- la *condensation* s , indiquant la variation relative de la masse volumique

$$s(t, \mathbf{r}) = [\rho'(t, \mathbf{r}) - \rho] / \rho \quad 1 \quad (1.4)$$

avec ρ , masse volumique statique (kg/m^3) et $\rho'(t, \mathbf{r})$, masse volumique instantanée.

1.2.4 Description

Les grandeurs acoustiques sont liées par des lois fondamentales de la physique :

- la loi de Newton régit le mouvement des particules;
- la masse des particules est constante (principe de conservation de la masse);
- une loi de compressibilité régit leur déformation.

En appliquant ces lois à une particule, en les linéarisant et en les combinant, on obtient l'équation de propagation du son.

Le cas le plus général est celui d'une propagation dans un espace à trois dimensions. Soit une particule en forme de parallépipède rectangle dont les arêtes sont parallèles aux axes de coordonnées cartésiennes et de longueur dx , dy et dz (fig. 1.2). Elle est repérée par son rayon-vecteur \mathbf{r} (m), sa masse est m (kg) et son volume V vaut $dx dy dz$ (m^3).

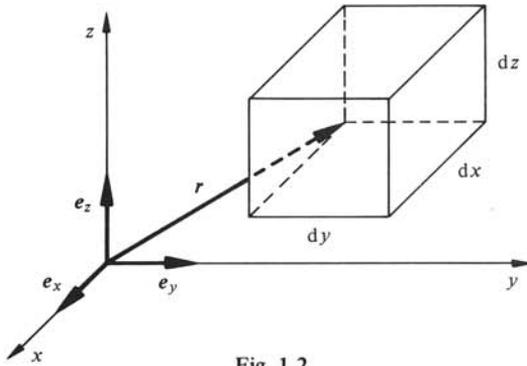


Fig. 1.2

1.2.5 Forme locale de la loi de Newton

Soit \mathbf{v} la vitesse acoustique de la particule et \mathbf{F} , la résultante des forces appliquées. La loi de Newton est

$$\mathbf{F} = m \dot{\mathbf{v}} \quad \text{N} \quad (1.5)$$

On calcule successivement les composantes cartésiennes de \mathbf{F} . Celle F_x selon x s'obtient en faisant le bilan des forces appliquées sur les deux faces homologues en x et $x + dx$. Les forces dues à la pression statique p_s se compensant, ce bilan s'écrit

$$F_x = [p(x) - p(x + dx)] dy dz \quad \text{N} \quad (1.6)$$

En linéarisant et en notant $\partial_x p = \partial p / \partial x$

$$p(x + dx) = p(x) + \partial_x p \cdot dx \quad \text{Pa} \quad (1.7)$$

les termes d'ordre supérieur étant négligés, l'on obtient

$$F_x = -\partial_x p \cdot dx dy dz = -\partial_x p \cdot V \quad \text{N} \quad (1.8)$$

On trouve F_y et F_z par permutation d'indice, si bien que finalement

$$\mathbf{F} = -(\partial_x p \cdot \mathbf{e}_x + \partial_y p \cdot \mathbf{e}_y + \partial_z p \cdot \mathbf{e}_z) V = -V \nabla p \quad \text{N} \quad (1.9)$$

où ∇ est l'opérateur nabla.

Dans ces calculs, l'hypothèse des petits mouvements a permis de négliger les termes du second ordre : ainsi, on ne tient pas compte d'une différence d'aire entre les faces homologues, donc de la déformation de la particule. On admet alors que la masse volumique varie peu

$$\rho'(t, \mathbf{r}) = m/V(t, \mathbf{r}) \cong \rho \quad \text{kg/m}^3 \quad (1.10)$$

A partir de (1.9) et (1.10), (1.5) devient

$$\nabla p = -\rho \dot{\mathbf{v}} \quad \text{Pa/m} \quad (1.11)$$

En toute rigueur, on a

$$\dot{\mathbf{v}} = \partial_t \mathbf{v} + (\partial_x \mathbf{v} \cdot \partial_t x + \partial_y \mathbf{v} \cdot \partial_t y + \partial_z \mathbf{v} \cdot \partial_t z) \quad \text{m/s}^2 \quad (1.12)$$

Le terme $\partial_t \mathbf{v}$ est l'accélération locale explicitant la variation temporelle de \mathbf{v} en un point donné. Le terme entre parenthèses s'écrit

$$\partial_x \mathbf{v} \cdot v_x + \partial_y \mathbf{v} \cdot v_y + \partial_z \mathbf{v} \cdot v_z = (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \quad \text{m/s}^2 \quad (1.13)$$

C'est l'accélération convective correspondant à la variation spatiale de \mathbf{v} en un instant donné : dans son mouvement, la particule se trouve en des points de vitesses différentes. Dans l'hypothèse des petits mouvements, l'élongation et la vitesse acoustiques sont petites et on néglige l'accélération convective par rapport à l'accélération locale.

Finalement, la forme locale de la loi de Newton est

$$\nabla p = -\rho \partial_t \mathbf{v} \quad \text{Pa/m} \quad (1.14)$$

1.2.6 Equation de continuité

La particule consistant toujours en les mêmes molécules, sa masse est constante

$$V(t, \mathbf{r}) \cdot \rho'(t, \mathbf{r}) = m \quad \text{kg} \quad (1.15)$$

En différenciant

$$(\delta V/V) + (\delta \rho'/\rho') = 0 \quad 1 \quad (1.16)$$

Dans l'hypothèse des petits mouvements et par définition de la condensation

$$s = -\delta V/V_s \quad 1 \quad (1.17)$$

où V_s est le volume de la particule au repos. La variation δV du volume de la particule est due uniquement à sa déformation, donc aux différences des élongations acoustiques des faces homologues. On décompose δV en trois contributions correspondant aux élongations selon les axes de coordonnées

$$\delta V = \delta V_x + \delta V_y + \delta V_z \quad \text{m}^3 \quad (1.18)$$

La différence d'élongation selon x des faces homologues en x et $x + dx$ est

$$\delta \xi_x = \xi_x(x + dx) - \xi_x(x) \cong \partial_x \xi_x \cdot dx \quad \text{m} \quad (1.19)$$

ce qui conduit à

$$\delta V_x = \delta \xi_x \cdot dydz = \partial_x \xi_x \cdot V_s \quad \text{m}^3 \quad (1.20)$$

On procède de manière identique pour δV_y et δV_z et finalement

$$\delta V = V_s(\partial_x \xi_x + \partial_y \xi_y + \partial_z \xi_z) \xi = V_s \nabla \cdot \xi \quad \text{m}^3 \quad (1.21)$$

Ce résultat est introduit dans (1.17) qui devient après dérivation par rapport au temps

$$\partial_t s + \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{s}^{-1} \quad (1.22)$$

Cette relation, appelée *équation de continuité*, est la forme locale du principe de conservation de la masse. Elle se rencontre dans d'autres domaines, en particulier en électromagnétisme où elle exprime la conservation des charges électriques (§ III.1.2.2).

1.2.7 Forme locale de la compressibilité

Soit un volume V de fluide compressible. Soumis à une variation de pression δp , son volume varie de δV . Pour un milieu sans pertes, la loi de compressibilité s'écrit

$$\delta p = -K \delta V / V \quad \text{Pa} \quad (1.23)$$

où K est le *module de compressibilité* en volume du fluide, exprimé en Pa. Dans l'hypothèse des petits mouvements, K est indépendant de δV et δp mais dépend de l'état statique du fluide.

En introduisant dans (1.23) la pression acoustique p et la condensation s selon (1.17), on obtient la *forme locale de la compressibilité*

$$p = Ks \quad \text{Pa} \quad (1.24)$$

1.2.8 Equation d'onde de la pression acoustique

L'équation d'onde de la pression acoustique est déduite des formes locales (1.14), (1.22) et (1.24) par les opérations suivantes :

- après y avoir introduit s d'après (1.24), (1.22) est dérivée par rapport au temps

$$K^{-1} \partial_t^2 p + \partial_t \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad 1/\text{s}^2 \quad (1.25)$$

- dans l'hypothèse des petits mouvements, il est licite d'invertir les dérivations spatiale et temporelle

$$K^{-1} \partial_t^2 p + \nabla \cdot \partial_t \mathbf{v} = 0 \quad 1/\text{s}^2 \quad (1.26)$$

- en y remplaçant $\partial_t \mathbf{v}$ selon (1.14) et la divergence d'un gradient étant un Laplacien, le second terme s'écrit

$$\nabla \cdot \partial_t \mathbf{v} = -\nabla \cdot (\nabla p) / \rho = -\nabla^2 p / \rho \quad 1/\text{s}^2 \quad (1.27)$$

- d'où finalement, l'équation d'onde de la pression acoustique

$$\nabla^2 p - (\rho/K) \partial_t^2 p = 0 \quad \text{Pa}/\text{m}^2 \quad (1.28)$$

1.2.9 Définition : célérité

L'analyse dimensionnelle de (1.28) montre que le rapport K/ρ a les dimensions du carré d'une vitesse. On définit alors la *célérité* c ou *vitesse de propagation* des ondes

acoustiques

$$c = (K/\rho)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (1.29)$$

1.2.10 Définition : équation de d'Alembert

Avec c selon (1.29), (1.28) s'écrit

$$\nabla^2 p - c^{-2} \partial_t^2 p = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (1.30)$$

Une équation de ce type, liant les dérivées deuxièmes par rapport à l'espace et au temps, est appelée de *d'Alembert* ou *des cordes vibrantes* : elle régit les phénomènes de propagation linéaires et sans pertes. Elle est rencontrée dans de nombreux domaines, par exemple en électromagnétisme (§ III.8.2.5).

1.2.11 Equation d'onde de la vitesse acoustique

Elle s'obtient en éliminant p et s entre les équations (1.14), (1.22) et (1.24) comme suit :

- (1.14) est dérivée par rapport au temps, après y avoir introduit p selon (1.24) et c^2 d'après (1.29)

$$\partial_t \nabla s = -\partial_t^2 \mathbf{v}/c^2 \quad 1/\text{ms} \quad (1.31)$$

- on prend le gradient de (1.22) et l'on y intervertit les dérivations de s dans l'espace et le temps

$$\partial_t \nabla s = -\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) \quad 1/\text{ms} \quad (1.32)$$

- ce qui conduit à

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) - \partial_t^2 \mathbf{v}/c^2 = 0 \quad 1/\text{ms} \quad (1.33)$$

- en tenant compte de l'identité vectorielle

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{v}) = \nabla^2 \mathbf{v} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) \quad 1/\text{ms} \quad (1.34)$$

on forme l'équation d'onde de la vitesse acoustique

$$\nabla^2 \mathbf{v} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{v}) - \partial_t^2 \mathbf{v}/c^2 = 0 \quad 1/\text{ms} \quad (1.35)$$

1.2.12 Définition : onde longitudinale

Au contraire d'un solide, un fluide n'a pas de structure bien définie : les molécules ne sont pas contraintes de garder des positions relatives données. Par conséquent, en l'absence de pertes, les efforts transversaux sont inexistantes : seules les forces longitudinales de pression sont non nulles. Il en résulte que dans un fluide le mouvement des particules se fait selon la direction de propagation : *l'onde est longitudinale*.

1.2.13 Propriété

Pour une onde longitudinale, \mathbf{v} est un vecteur irrotationnel, son rotationnel est nul et (1.35) devient

$$\nabla^2 \mathbf{v} - c^{-2} \partial_t^2 \mathbf{v} = 0 \quad \text{l/ms} \quad (1.36)$$

1.2.14 Définition: potentiel des vitesses

Le rotationnel d'un gradient étant identiquement nul, on définit un *potentiel des vitesses* Φ en m^2/s tel que

$$\mathbf{v} = -\nabla \Phi \quad \text{m/s} \quad (1.37)$$

le signe moins étant arbitraire. Le potentiel Φ permet souvent de simplifier la résolution d'un problème, les conditions aux limites étant plus aisées à exprimer pour un scalaire que pour un vecteur. Cependant Φ n'a pas de signification physique.

En introduisant Φ dans (1.14), on obtient

$$\nabla p = \rho \nabla \partial_t \Phi \quad \text{Pa/m} \quad (1.38)$$

En intégrant par rapport à l'espace

$$p = \rho \partial_t \Phi + \text{constante} \quad \text{Pa} \quad (1.39)$$

En remplaçant dans (1.30) p par (1.39) puis en intégrant par rapport au temps, on trouve avec des constantes d'intégration nulles

$$\nabla^2 \Phi - c^{-2} \partial_t^2 \Phi = 0 \quad \text{l/s} \quad (1.40)$$

La condensation s étant proportionnelle à p selon (1.24), et l'élongation ξ étant l'intégrale de \mathbf{v} dans le temps, toutes les grandeurs acoustiques peuvent s'exprimer à partir de Φ .

1.2.15 Célérité du son dans l'air

Pour trouver la célérité du son dans un fluide, il faut connaître son module de compressibilité K (§ 1.2.9). Dans le cas de l'air, en l'assimilant à un gaz parfait sans pertes, K est trouvé en appliquant une des lois de la thermodynamique à une particule [38]. Les transformations isentrope (à entropie constante) et isotherme d'un gaz parfait s'écrivent pour une portion de fluide de volume V soumise à la pression p'

$$p' V^\gamma = C_1 \quad (1.41)$$

et

$$p' V = C_2 \Theta \quad (1.42)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants, valant environ 1,402 pour les gaz diatomiques, C_1 et C_2 des constantes, C_2 étant liée à la constante des gaz parfaits R ($8,31 \cdot 10^3 \text{ J/kmol} \cdot \text{K}$), et Θ (K), la température absolue. Par définition, une transformation isentrope est adiabatique: il n'y a pas d'échanges de chaleur entre particules. Au contraire, une transformation isotherme implique de tels échanges. A priori, il y a lieu de considérer les deux cas.

La forme différentielle de (1.41) est

$$\gamma p' V^{\gamma-1} \delta V + V^\gamma \delta p' = 0 \quad (1.43)$$

En considérant une particule, on introduit dans (1.43) la pression acoustique p et la condensation s , et l'on obtient dans l'hypothèse des petits mouvements

$$p = \gamma p_s s \quad \text{Pa} \quad (1.44)$$

L'identification à (1.24) donne

$$K = \gamma p_s \quad \text{Pa} \quad (1.45)$$

En introduisant cette valeur dans (1.29), on trouve la célérité du son dans l'air pour le cas isentrope

$$c = (\gamma p_s / \rho)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (1.46)$$

La comparaison de (1.41) et (1.42) montre qu'en posant $\gamma = 1$, on trouve la célérité dans le cas isotherme.

1.2.16 Commentaires

Pour qu'il y ait échanges de chaleur entre particules, il ne faut pas que les phénomènes soient trop rapides: la chaleur doit avoir le temps de se transmettre. Expérimentalement on constate que ce n'est possible dans l'air que pour les infrasons, pour lesquels on tend vers une transformation isotherme lorsque la fréquence décroît.

À la limite inférieure des sons audibles, les phénomènes sont déjà isentropes: les valeurs observées de la célérité sont égales, aux incertitudes de mesure près, à celles données par (1.46), sauf dans le domaine des très basses pressions statiques ($p_s < 10^3$ Pa). Pour les fréquences supérieures à 500 kHz, les pertes dans le milieu ne sont plus négligeables: la transformation est encore adiabatique, mais n'est plus isentrope et la célérité observée ne correspond plus à (1.46).

La bonne concordance des célérités calculées et mesurées, hors des domaines limites définis ci-dessus, justifie a posteriori les hypothèses du paragraphe 1.2.2. Ainsi, le son dans l'air est une onde acoustique longitudinale dont la célérité est donnée par (1.46). On vérifie une nature identique du son dans d'autres gaz.

1.2.17 Valeurs de la célérité et de la masse volumique dans l'air

En appliquant (1.46) à l'air sec aux conditions normales définies par $p_s = 1,013 \cdot 10^5$ Pa, $\rho = 1,293$ kg/m³ et $\Theta = 273$ K, on obtient $c_0 = 331,4$ m/s.

La loi de transformation isotherme (1.42) appliquée au volume massique $1/\rho$ montre que p_s/ρ est proportionnel à Θ , d'où, d'après (1.42), la célérité c_θ à la température θ (°C)

$$c_\theta = c_0 (\Theta/273)^{1/2} = c_0 [1 + (\theta/273)]^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (1.47)$$

En pratique, cette relation est linéarisée. Ainsi, entre -30 et $+30$ °C, on utilise l'expression approchée

$$c_\theta = 331,4 + 0,607 \cdot \theta \quad \text{m/s} \quad (1.48)$$

Certains problèmes nécessitent la valeur de la masse volumique ρ dans des conditions autres que normales. De (1.42), on déduit

$$\rho(\theta, p_s) = 1,293 [273/(\theta + 273)] p_s / 1,013 \cdot 10^5 \quad \text{kg/m}^3 \quad (1.49)$$

Pour les calculs numériques, on adopte les valeurs $c \cong 340$ m/s et $\rho \cong 1,18$ kg/m³ correspondant aux conditions moyennes $p_s \cong 0,98 \cdot 10^5$ Pa et $\theta \cong 15^\circ\text{C}$.

1.2.18 Célérité du son dans l'eau

L'eau et les liquides en général sont beaucoup moins compressibles que les gaz : l'ordre de grandeur du module de compressibilité K de l'eau est de $2 \cdot 10^9$ Pa.

La célérité dans l'eau douce est d'environ 1480 m/s. Dans la mer la célérité observée est fonction de la température θ ($^\circ\text{C}$), de la profondeur z (m) et de la salinité Σ (‰) selon des lois très complexes. En pratique, on a recours à des formules approchées. Une bonne approximation est

$$\begin{aligned} c(\theta, \Sigma, z) \cong & 1449,1 + 4,565\theta - 0,048\theta^2 \\ & + 1,35(\Sigma - 35) - 0,012\theta(\Sigma - 35) \\ & + 16,4 \cdot 10^{-3}z + 150 \cdot 10^{-6}z^2 \quad \text{m/s} \end{aligned} \quad (1.50)$$

Il faut tenir compte que Σ et surtout θ dépendent de la profondeur. Son effet étant dominant, si θ décroît lorsque z augmente, c'est aussi le cas de c .

1.3 ÉNERGIE DES ONDES ACOUSTIQUES

1.3.1 Introduction

L'énergie d'une onde acoustique se détermine à partir du premier principe de la thermodynamique [38]

$$dW = \delta A + \delta Q \quad \text{J} \quad (1.51)$$

où dW est la différentielle totale exacte de l'énergie W , δA le travail fourni et δQ , la quantité de chaleur fournie.

En-dessus des infrasons, les phénomènes sont adiabatiques, δQ est nul et dW est trouvé en calculant δA pour le déplacement et la déformation d'une particule pendant un temps élémentaire dt .

1.3.2 Définition : énergie volumique

Les paramètres acoustiques étant des grandeurs locales, on introduit l'énergie volumique w en J/m³ d'une particule de volume V

$$dw = dW/V \quad \text{J/m}^3 \quad (1.52)$$

1.3.3 Description

L'hypothèse des petits mouvements permet de considérer successivement les déplacements et déformations selon les trois axes de coordonnées. On pose

$$\delta A = \delta A_x + \delta A_y + \delta A_z \quad \text{J} \quad (1.53)$$

Chaque travail s'obtient en faisant le bilan des produits force appliquée fois déplacement sur les faces homologues de la particule. Ainsi pour δA_x , les forces totales exercées sur les faces $dx \, dy$ sont en $x, p' \, dy \, dz$, p' étant la pression instantanée, et en $x + dx$

$$-p'(x + dx) \, dy \, dz = -(p' + \partial_x p' \cdot dx) \, dy \, dz \quad \text{N} \quad (1.54)$$

Leurs déplacements pendant dt sont en $x, v_x \, dt$, v_x étant la composante selon x de la vitesse acoustique \mathbf{v} , et en $x + dx$

$$v_x(x + dx) \, dt = (v_x + \partial_x v_x \cdot dx) \, dt \quad \text{m} \quad (1.55)$$

Après développement, on trouve

$$\delta A_x = -(p' \partial_x v_x + v_x \partial_x p' + \partial_x p' \cdot \partial_x v_x) V \, dt \quad \text{J} \quad (1.56)$$

Le troisième terme de la parenthèse est négligé, étant d'ordre supérieur. On obtient δA_y et δA_z par permutation des indices. Finalement, en substituant aux dérivées par rapport aux coordonnées, les opérateurs vectoriels correspondants, et en divisant par V il vient

$$dw = -(p' \nabla \cdot \mathbf{v} + \mathbf{v} \cdot \nabla p') \, dt \quad \text{J/m}^3 \quad (1.57)$$

En tenant compte successivement de (1.22), (1.24), (1.3) et (1.14), on établit

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = -\partial_t p / K \quad 1/s \quad (1.58)$$

$$\nabla p' = \nabla p = -\rho \partial_t \mathbf{v} \quad \text{Pa/m} \quad (1.59)$$

ce qui donne

$$dw = [(p_s/K) \partial_t p + (p \cdot \partial_t p)/K + \rho \mathbf{v} \cdot \partial_t \mathbf{v}] \, dt \quad \text{J/m}^3 \quad (1.60)$$

Le deuxième terme s'écrit $\partial_t p^2/2K$ et le troisième, les ondes étant longitudinales $\rho \partial_t v^2/2$, avec v module de \mathbf{v} . L'intégration est possible et donne

$$w = (p_s/K)p + (p^2/2K) + (\rho v^2/2) = w_d + w_p + w_c \quad \text{J/m}^3 \quad (1.61)$$

1.3.4 Définitions

Dans (1.61) w_d , w_p et w_c sont respectivement les *énergies volumiques de déformation, potentielle* et *cinétique*.

Elles sont définies en valeur instantanée. Le plus souvent, on s'intéresse à leurs valeurs moyennes dans le temps, représentatives du transport d'énergie par l'onde.

1.3.5 Définition : valeur moyenne

Soit une grandeur v fonction du temps. Sa *valeur moyenne* est

$$\bar{v} = (t_2 - t_1)^{-1} \int_{t_1}^{t_2} v \, dt \quad (1.62)$$

Dans ce volume, une barre placée au-dessus du symbole d'une grandeur indique sa valeur moyenne.

1.3.6 Propriété

En acoustique linéaire, la valeur moyenne \bar{p} est nulle, donc \bar{w}_d est nulle et la valeur moyenne de la relation (1.61) se réduit à

$$\bar{w} = \bar{w}_p + \bar{w}_c = [(\bar{p}^2)/2K] + [\rho \overline{(v^2)}/2] \quad \text{J/m}^3 \quad (1.63)$$

1.3.7 Définitions : grandeurs de puissance et de champ

Une grandeur physique proportionnelle ou correspondant à une puissance est appelée *grandeur de puissance* : ainsi w , w_p et w_c .

Une grandeur physique dont le carré est proportionnel à une puissance est appelée *grandeur de champ* : ainsi p et v .

1.3.8 Définition : valeur efficace

La *valeur efficace* d'une grandeur de champ v est

$$\tilde{v} = \sqrt{\overline{(v^2)}} = \sqrt{\frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} v^2 dt} \quad (1.64)$$

Dans ce volume, les notations suivantes sont appliquées :

- la valeur efficace d'une grandeur dont le symbole est une minuscule est désignée par la majuscule correspondante, lorsque cette dernière n'est pas le symbole d'une autre grandeur ;
- dans tous les autres cas, elle est désignée par un tilde (\sim) placé au-dessus du symbole.

1.3.9 Propriété

En introduisant les valeurs efficaces \tilde{p} et \tilde{v} , (1.63) devient

$$\bar{w} = \bar{w}_p + \bar{w}_c = (\tilde{p}^2/2K) + (\rho \tilde{v}^2/2) \quad \text{J/m}^3 \quad (1.65)$$

1.3.10 Définition : puissance acoustique surfacique instantanée

En un point de l'espace, la *puissance acoustique surfacique instantanée* Ψ en W/m^2 est l'énergie transportée par l'onde dans une direction et un sens de propagation donnés, par unité de surface et de temps. Soit un élément de surface dS tel que sa normale-unité \mathbf{n} est orientée dans la direction et le sens de propagation. La force exercée sur dS par la pression acoustique p vaut

$$d\mathbf{F} = p dS \mathbf{n} \quad \text{N} \quad (1.66)$$

Les ondes étant longitudinales, la vitesse acoustique \mathbf{v} est $v\mathbf{n}$. Selon (1.51), l'énergie transmise à travers dS pendant dt est égale au travail développé par $d\mathbf{F}$

$$\delta A = p dS \mathbf{n} \cdot v \mathbf{n} dt = p v dS dt \quad \text{J} \quad (1.67)$$

On en déduit

$$\Psi = p v \quad \text{W/m}^2 \quad (1.68)$$

1.3.11 Définition : intensité acoustique

L'intensité acoustique I en W/m^2 est la moyenne de Ψ

$$I = \bar{\Psi} = \overline{(pv)} \quad \text{W/m}^2 \quad (1.69)$$

Dans certains problèmes, on considère l'intensité acoustique vectorielle I valant $I\mathbf{e}$ où \mathbf{e} est un vecteur-unité selon les direction et sens de propagation.

1.3.12 Définition : puissance acoustique à travers une surface

La puissance acoustique P_a à travers une surface S est la puissance moyenne transmise par l'onde à travers S

$$P_a = \int_S \mathbf{I} \cdot d\mathbf{S} \quad \text{W} \quad (1.70)$$

Dans le cas particulier où I et l'angle β entre \mathbf{e} et $d\mathbf{S}$ sont constants sur S

$$P_a = IS \cos \beta \quad \text{W} \quad (1.71)$$

1.4 ONDES PLANES ET SPHÉRIQUES

1.4.1 Introduction

L'intégration de l'équation de d'Alembert dans le cas général est difficile. Pour l'ingénieur, le plus souvent le problème n'est pas d'obtenir une solution générale, mais une solution particulière satisfaisant à des conditions aux limites et initiales. Les conditions aux limites spécifient les valeurs que doivent prendre une ou plusieurs grandeurs acoustiques ou leurs dérivées sur des surfaces données correspondant à des obstacles, des frontières ou des sources selon les cas. Ces conditions consistent en des fonctions connues des coordonnées. Dans cette situation, il est avantageux de choisir un système de coordonnées tel que les surfaces en question soient des surfaces de coordonnées. On est ainsi amené à considérer l'équation de d'Alembert en coordonnées cartésiennes, sphériques, cylindriques, etc. Les conditions initiales spécifient les valeurs de grandeurs acoustiques dans le temps, par exemple à l'instant où une perturbation ébranle le milieu.

Dans ce qui suit, on s'intéresse à la solution générale en ondes planes et sphériques, cas particuliers pour lesquels les solutions sont simples à trouver.

1.4.2 Définition : principe de superposition

L'équation de d'Alembert étant linéaire, toute combinaison linéaire de solutions particulières est encore une solution. Cette propriété est le *principe de superposition* : on le rencontre en électromagnétisme (§ III.1.5.6), en théorie des réseaux de Kirchhoff (sect. IV.2.3), en mécanique, etc.

Appliqué à la pression acoustique, il s'écrit

$$p(t, \mathbf{r}) = \sum_i p_i(t, \mathbf{r}) \quad \text{Pa} \quad (1.72)$$

p étant la résultante de contributions p_i , dues par exemple à un ensemble de sources.

1.4.3 Définitions : front d'onde et rayon sonore

Un *front d'onde* est une surface sur laquelle chaque grandeur acoustique a même valeur en tout point, quel que soit l'instant considéré. En chaque point d'un front d'onde, la propagation se fait perpendiculairement.

Un *rayon sonore* est constitué des normales successives en un point d'un front d'onde lors de sa propagation.

1.4.4 Définition : onde plane

Une *onde plane* se propage dans une seule direction, définie par un axe x . Les fronts d'onde sont des plans perpendiculaires à x et les rayons sonores, des parallèles. L'équation de d'Alembert se réduit à

$$\partial_x^2 v - \partial_t^2 v/c^2 = 0 \quad (1.73)$$

où v est l'une des grandeurs scalaires Φ , p ou s ou la composante selon x des grandeurs vectorielles ξ ou \mathbf{v} , seule non nulle puisque les ondes sont longitudinales.

La solution générale de (1.73) est une fonction de x et de t seulement. Elle est de la forme

$$v(t, x) = v_+(ct - x) + v_-(ct + x) \quad (1.74)$$

où v_+ et v_- sont des fonctions arbitraires, continues et univoques ne dépendant de t et de x que par l'intermédiaire de respectivement $(ct - x)$ ou $(ct + x)$.

1.4.5 Propriété

Soit $v_+(t_1, x_1)$ la valeur de $v_+(ct - x)$ à l'instant t_1 et en x_1 (fig. 1.3). Pour tout couple (t_2, x_2) tel que

$$x_2 = x_1 + c(t_2 - t_1) \quad \text{m} \quad (1.75)$$

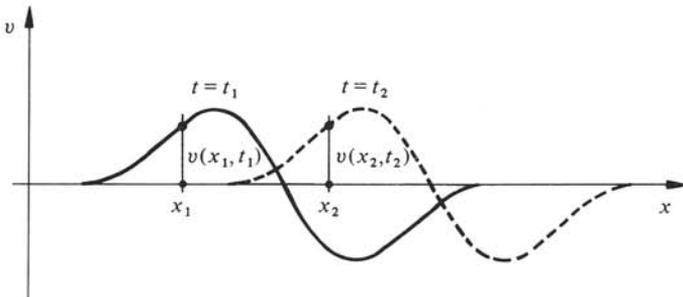


Fig. 1.3

ou

$$t_2 = t_1 + (x_2 - x_1)/c \quad \text{s} \quad (1.76)$$

on a

$$v_+(t_1, x_1) = v_+(t_2, x_2) \quad (1.77)$$

On en déduit que la valeur $v_+(t_1, x_1)$ se propage vers les x croissants à la célérité c . Elle passe en x_2 , pour $x_2 > x_1$ avec un retard par rapport à son passage en x_1 , égal au temps de propagation

$$\Delta t = t_2 - t_1 = c^{-1}(x_2 - x_1) = c^{-1}\Delta x \quad \text{s} \quad (1.78)$$

On a la même propriété pour $v_-(ct+x)$, la propagation se faisant vers les x décroissants.

1.4.6 Définitions : ondes planes progressive et rétrograde

L'onde $v_+(ct-x)$ se propageant dans le sens des x croissants est une *onde plane progressive*.

L'onde $v_-(ct+x)$ se propageant dans le sens des x décroissants est une *onde plane rétrograde*.

Pour l'une ou l'autre, les amplitudes des paramètres acoustiques sont conservées : la propagation est sans déformation. Cette propriété n'est pas vérifiée pour leur somme.

1.4.7 Propriété

Soit une onde plane progressive définie par le potentiel des vitesses $\Phi_+(ct-x)$. La vitesse $\mathbf{v}_+(v, 0, 0)$ est par définition de Φ

$$v_+(ct-x) = -\partial_x \Phi_+ = \partial_{(ct-x)} \Phi_+ \quad \text{m/s} \quad (1.79)$$

et la pression acoustique, selon (1.39)

$$p_+(ct-x) = \rho c \partial_{(ct-x)} \Phi_+ = \rho c v_+ \quad \text{Pa} \quad (1.80)$$

Pression et vitesse sont proportionnelles. De la même manière, on trouve pour une onde plane rétrograde

$$p_- = -\rho c v_- \quad \text{Pa} \quad (1.81)$$

1.4.8 Energies volumiques et intensité acoustique des ondes planes

En tenant compte de cette propriété et de (1.29), on constate l'égalité des énergies volumiques potentielle et cinétique (§ 1.3.4) pour les ondes planes progressive et rétrograde. On a

$$\bar{w}_+ = \rho \tilde{v}_+^2 = \tilde{p}_+^2 / \rho c^2 \quad \text{J/m}^3 \quad (1.82)$$

L'intensité acoustique (1.69) vaut

$$I_+ = \rho c \tilde{v}_+^2 = \tilde{p}_+^2 / \rho c = c \bar{w}_+ \quad \text{W/m}^2 \quad (1.83)$$

On vérifie les mêmes relations pour \bar{w}_- et I_- .

1.4.9 Définition : onde sphérique

Pour une *onde sphérique*, les fronts d'onde sont des sphères concentriques : la propagation est radiale. Les rayons sonores sont les demi-droites issues du centre des fronts d'onde. En choisissant un système de coordonnées sphériques (r, ϕ, θ) placé en ce centre, les grandeurs acoustiques ne dépendent que de t et de r . Dans l'expression du Laplacien en coordonnées sphériques, les dérivées par rapport à ϕ et θ sont nulles et l'équation de d'Alembert du potentiel des vitesses devient

$$\partial_r^2 \Phi + (2/r) \partial_r \Phi - \partial_t^2 \Phi / c^2 = 0 \quad 1/s \quad (1.84)$$

Après multiplication par r et en posant $\beta = r \Phi$ (1.84) s'écrit

$$\partial_r^2 \beta - \partial_t^2 \beta / c^2 = 0 \quad m/s \quad (1.85)$$

En comparant à (1.73), on en déduit que β se propage en ondes planes et d'après (1.74), on doit avoir

$$\Phi = [\beta_+(ct-r)/r] + [\beta_-(ct+r)/r] \quad m^2/s \quad (1.86)$$

Le premier terme de (1.86) correspond à une onde se propageant vers les r croissants à la célérité c : c'est une *onde sphérique centrifuge* dont l'amplitude décroît avec la distance r . Il n'est pas nécessaire de considérer l'*onde sphérique centripète* correspondant au second terme et se propageant vers les r décroissants. En pratique, on abrège et le terme onde sphérique désigne la centrifuge.

1.4.10 Définition : amortissement géométrique

L'*amortissement géométrique* ou *par divergence géométrique* est la décroissance d'amplitude avec la distance. Il n'est pas dû à des pertes dans le milieu, mais à la structure de l'onde, laquelle détermine la loi de décroissance, en $1/r$ pour l'onde sphérique.

1.4.11 Propriété

Soit une onde sphérique définie par son potentiel des vitesses

$$\Phi(t, r) = \beta(ct-r)/r \quad m^2/s \quad (1.87)$$

D'après (1.37) et (1.39) les vitesses et pression acoustiques valent

$$v = -\partial_r \Phi = (\partial_{(ct-r)} \beta)/r + \beta/r^2 \quad m/s \quad (1.88)$$

$$p = \rho \partial_t \Phi = (\rho c/r) \cdot \partial_{(ct-r)} \beta \quad Pa \quad (1.89)$$

v étant la composante radiale de la vitesse seule non nulle pour des ondes longitudinales. On constate que la structure de l'onde se modifie avec la distance. Pour r assez grand, le second terme de (1.88) devient négligeable par rapport au premier et p et v sont proportionnelles : on retrouve la propriété (1.80) et localement, l'onde sphérique est assimilable à une onde plane progressive. Cette propriété se voit déjà dans l'équation de propagation (1.84), se réduisant pour r grand à celle des ondes planes (1.73).

1.5 ONDES SINUSOÏDALES

1.5.1 Introduction

L'intérêt des phénomènes sinusoïdaux résulte de ce qu'ils sont les réponses libres des systèmes linéaires, et de ce que toute fonction physique est décomposable ou réalisable en de tels phénomènes (chap. IV.3 et 7).

1.5.2 Définition : onde sinusoïdale

Soit une grandeur du champ acoustique variant sinusoïdalement dans le temps. Les relations les liant étant linéaires, c'est le cas de toutes les grandeurs du champ : l'onde est sinusoïdale.

Une telle onde est caractérisée par sa *pulsation* ω (rad/s) ou sa *fréquence* f (Hz) et sa *période* T (s), avec $\omega = 2\pi f$ et $f = T^{-1}$ (sect. I.8.2).

1.5.3 Définitions : nombre et longueur d'onde

Si Φ varie sinusoïdalement, on a

$$\partial_t^2 \Phi = -\omega^2 \Phi \quad \text{m}^2/\text{s}^3 \quad (1.90)$$

et l'équation de d'Alembert (1.40) devient

$$\nabla^2 \Phi = -k^2 \Phi \quad \text{l/s} \quad (1.91)$$

où k est le *nombre d'onde*

$$k = \omega/c \quad \text{rad/m} \quad (1.92)$$

La comparaison de (1.90) et (1.91) montre qu'à une dépendance temporelle sinusoïdale correspond une dépendance spatiale également sinusoïdale, k jouant dans l'espace le rôle de ω dans le temps.

La *longueur d'onde* λ explicitant la périodicité dans l'espace, est définie par analogie à T . Elle est égale au chemin parcouru par un front d'onde pendant une période. On a

$$\lambda = 2\pi/k = cT \quad \text{m} \quad (1.93)$$

1.5.4 Exemples

Une onde sinusoïdale progressive est définie par son potentiel des vitesses

$$\begin{aligned} \Phi_+(ct-x) &= \sqrt{2} \tilde{\Phi}_+ \sin \frac{\omega}{c} (ct-x) = \sqrt{2} \tilde{\Phi}_+ \sin(\omega t - kx) = \\ &= \sqrt{2} \tilde{\Phi}_+ \sin 2\pi [(t/T) - (x/\lambda)] \quad \text{m}^2/\text{s} \end{aligned} \quad (1.94)$$

De même une onde sinusoïdale rétrograde s'écrit

$$\Phi_-(ct+x) = \sqrt{2} \tilde{\Phi}_- \sin(\omega t + kx) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (1.95)$$

Une onde sphérique sinusoïdale s'écrit d'après (1.87), $\tilde{\Phi}_1$ étant la valeur efficace à distance unité $r = 1$.

$$\Phi(ct - r) = \sqrt{2} (1 \cdot \tilde{\Phi}_1 / r) \sin(\omega t - kr) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (1.96)$$

1.5.5 Emploi des phaseurs

Comme en électrotechnique (sect. I.8.3) et en électromagnétisme (§ III.5.2.2), il est intéressant d'introduire des *phaseurs*, substitués complexes des grandeurs acoustiques en régime sinusoïdal. On réalise ainsi une séparation formelle des variations spatiale et temporelle, facilitant la résolution des problèmes. A une grandeur scalaire v est associé un phaseur \underline{v} tel que

$$v(t, \mathbf{r}) = \sqrt{2} \operatorname{Re} [\underline{v}(\mathbf{r}) \cdot \exp(j\omega t)] = [\underline{v} \exp(j\omega t) + \underline{v}^* \exp(-j\omega t)] / \sqrt{2} \quad (1.97)$$

la seconde égalité résultant de ce que $\operatorname{Re}(\underline{z})$ vaut $\frac{1}{2}(\underline{z} + \underline{z}^*)$. Le choix de la partie réelle, correspondant à une variation cosinusoidale, est arbitraire. Par convention, le module de \underline{v} est la valeur efficace \tilde{v} , son argument étant ϕ

$$\underline{v}(\mathbf{r}) = \tilde{v}(\mathbf{r}) \cdot \exp[j\phi(\mathbf{r})] \quad (1.98)$$

Pour une grandeur vectorielle \mathbf{v} , on définit un vecteur-phaseur $\underline{\mathbf{v}}$ dont les composantes sont les phaseurs associés aux composantes de la grandeur considérée. Ainsi en coordonnées cartésiennes, à $\mathbf{v}(v_x, v_y, v_z)$ est associé le vecteur-phaseur $\underline{\mathbf{v}}(\underline{v}_x, \underline{v}_y, \underline{v}_z)$ tel que

$$\mathbf{v}(t, \mathbf{r}) = \sqrt{2} \operatorname{Re} [\underline{\mathbf{v}}(\mathbf{r}) \cdot \exp(j\omega t)] = [\underline{\mathbf{v}} \exp(j\omega t) + \underline{\mathbf{v}}^* \exp(-j\omega t)] / \sqrt{2} \quad (1.99)$$

Les phaseurs associés à la dérivée (l'intégrale) d'une grandeur s'obtiennent en multipliant (divisant) son phaseur par $j\omega$. Ainsi la forme locale de l'équation de Newton (1.14) s'écrit

$$\nabla p = -j\omega \rho \underline{\mathbf{v}} \quad \text{Pa/m} \quad (1.100)$$

1.5.6 Définition : équation de Helmholtz

En substituant aux grandeurs acoustiques leurs phaseurs dans l'équation de d'Alembert, on obtient l'*équation de Helmholtz*, soit pour des grandeurs respectivement scalaire et vectorielle

$$\nabla^2 \underline{v} + k^2 \underline{v} = 0 \quad (1.101)$$

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{v}} + k^2 \underline{\mathbf{v}} = 0 \quad (1.102)$$

1.5.7 Définition : impédance acoustique spécifique

En un point de l'espace, l'*impédance acoustique spécifique* est le quotient

$$\underline{Z}_S = \underline{p} / \underline{v} \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.103)$$

Son inverse \underline{Y}_S est l'*admittance acoustique spécifique*. Ses parties réelle R_S et imaginaire X_S sont appelées *résistance* et *réactance acoustiques spécifiques*. \underline{Z}_S dépend de la structure de l'onde et dans le cas général, est une fonction des coordonnées.

1.5.8 Ondes planes dans une direction quelconque

Dans certains problèmes, il faut considérer plusieurs ondes planes sinusoïdales se propageant dans des directions différentes. Soit \mathbf{n}_+ , un vecteur-unité dans le sens de propagation d'une onde plane progressive, défini par ses cosinus directeurs n_{+x}, n_{+y}, n_{+z} .

On introduit un nombre d'onde vectoriel

$$\mathbf{k} = k \cdot \mathbf{n}_+ \quad \text{rad/m} \quad (1.104)$$

dont les composantes sont liées aux cosinus directeurs par des relations du type $k_x = n_{+x} k$, avec la propriété

$$k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2} \quad \text{rad/m} \quad (1.105)$$

Les phaseurs des grandeurs d'onde plane progressive prennent la forme

$$\underline{v}_+(\mathbf{r}) = \underline{v}_{+o} \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.106)$$

où \underline{v}_{+o} est défini à l'origine des coordonnées. Pour une onde rétrograde, la propagation se fait dans le sens $-\mathbf{n}_+$ et l'on a

$$\underline{v}_-(\mathbf{r}) = \underline{v}_{-o} \exp(+j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.107)$$

Par exemple, la pression acoustique d'une onde plane s'écrit

$$p(t, \mathbf{r}) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ [\underline{p}_{+o} \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + \underline{p}_{-o} \exp(+j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \exp(j\omega t) \} \quad \text{Pa} \quad (1.108)$$

1.5.9 Définition : impédance acoustique caractéristique

Les impédances acoustiques spécifiques des ondes planes progressive et rétrograde sont d'après la propriété du paragraphe 1.4.7

$$\underline{Z}_{S+} = -\underline{Z}_{S-} = Z_c = \rho c \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.109)$$

où Z_c est l'*impédance acoustique caractéristique* du milieu.

Pour l'air dans les conditions normales, Z_c vaut 428,5 Pa·s/m. Dans les calculs numériques, on adopte la valeur $Z_c \cong 400$ Pa·s/m. Pour l'eau, Z_c vaut environ $1,5 \cdot 10^6$ Pa·s/m.

1.5.10 Résolution d'un problème d'ondes planes

En pratique, les pression et vitesse acoustiques sont les grandeurs les plus importantes à connaître. Pour une onde plane selon l'axe x , on a

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_+(x) + \underline{p}_-(x) = \underline{p}_{+o} \exp(-jkx) + \underline{p}_{-o} \exp(+jkx) \quad \text{Pa} \quad (1.110)$$

$$\underline{v}(x) = \underline{v}_+(x) + \underline{v}_-(x) = \underline{v}_{+o} \exp(-jkx) + \underline{v}_{-o} \exp(+jkx) \quad \text{m/s} \quad (1.111)$$

Résoudre un problème d'onde plane consiste à trouver les valeurs de \underline{p}_{+o} , \underline{p}_{-o} , \underline{v}_{+o} et \underline{v}_{-o} . Disposant déjà des deux relations

$$\underline{p}_{+o} = Z_c \underline{v}_{+o} \quad \text{Pa} \quad (1.112)$$

$$\underline{p}_{-o} = -Z_c \underline{v}_{-o} \quad \text{Pa} \quad (1.113)$$

il s'agit d'en déterminer deux supplémentaires: elles sont déduites des conditions aux limites du problème.

1.5.11 Ondes sphériques

D'après (1.96), le phaseur du potentiel des vitesses d'une onde sphérique s'écrit

$$\underline{\Phi}(r) = -j(\underline{\Phi}_1/r) \exp(-jkr) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (1.114)$$

où $\underline{\Phi}_1$ est à déterminer à partir d'une condition aux limites. De (1.39) et (1.37) on déduit

$$\underline{p}(r) = \rho \omega (\underline{\Phi}_1/r) \exp(-jkr) \quad \text{Pa} \quad (1.115)$$

$$\underline{v}(r) = [k - (j/r)] (\underline{\Phi}_1/r) \exp(-jkr) \quad \text{m/s} \quad (1.116)$$

On constate que \underline{v} comprend une composante en phase avec \underline{p} , variant en $1/r$, et une composante en quadrature, variant en $1/r^2$.

Lorsque le centre des fronts d'onde n'est pas à l'origine du système de coordonnées, on introduit dans les relations ci-dessus

$$r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0| \quad \text{m} \quad (1.117)$$

\mathbf{r}_1 étant le rayon-vecteur du point du champ et \mathbf{r}_0 celui du centre des fronts d'onde.

1.5.12 Impédance acoustique spécifique d'une onde sphérique

Elle est égale par définition (§ 1.7.9), au quotient de (1.114) par (1.115), ce qui donne

$$\underline{Z}_S(r) = Z_c [jkr / (1 + jkr)] = Z_c kr / (kr - j) \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.118)$$

dont les parties réelle et imaginaire sont

$$R_S = Z_c (kr)^2 / [1 + (kr)^2] \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.119)$$

$$X_S = Z_c (kr) / [1 + (kr)^2] \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.120)$$

L'étude de ces relations montre qu'en fonction de kr , \underline{Z}_S décrit dans le plan complexe le demi-cercle de la figure 1.4, les flèches indiquant le sens de kr croissant.

On observe que:

- lorsque kr tend vers 0, R_S et X_S tendent aussi vers 0;
- lorsque kr tend vers l'infini, R_S tend vers Z_c et X_S vers 0; l'onde sphérique tend vers une structure d'onde plane progressive;
- pour $kr = 1$, c'est-à-dire $r = \lambda/2\pi$ ou $\omega = c/r$, $R_S = X_S = Z_c/2$;
- pour $kr = 2\pi$, c'est-à-dire $r = \lambda$, $R_S \cong 0,98 Z_c$ et $X_S \cong 0,16 Z_c$ et on admet qu'à partir d'une longueur d'onde, on retrouve une structure d'onde plane.

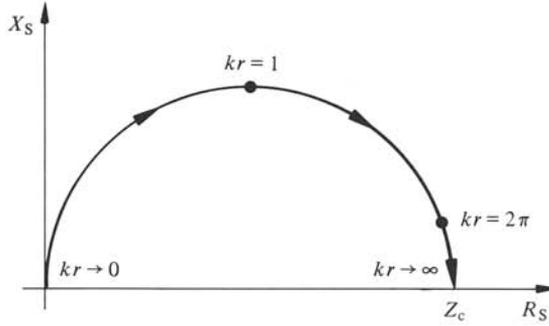


Fig. 1.4

1.5.13 Intensité acoustique en ondes sinusoïdales

Dans la relation (1.69) sont introduites les valeurs de p et v données par des expressions du type (1.97). Avec un temps d'intégration égal à la période T , il vient

$$I = (1/2T) \int_{t_1}^{t_1+T} [\underline{p} \exp(j\omega t) + \underline{p}^* \exp(-j\omega t)] \cdot [\underline{v} \exp(j\omega t) + \underline{v}^* \exp(-j\omega t)] dt \quad \text{W/m}^2 \quad (1.121)$$

Après développement et simplifications, on trouve

$$I = \frac{1}{2} (\underline{p} \cdot \underline{v}^* + \underline{p}^* \cdot \underline{v}) = \text{Re}(\underline{p} \cdot \underline{v}^*) \quad \text{W/m}^2 \quad (1.122)$$

Soit en introduisant les impédance et résistance acoustiques spécifiques

$$I = \tilde{p}^2 R_S / Z_S^2 = R_S \tilde{v}^2 \quad \text{W/m}^2 \quad (1.123)$$

Pour des ondes planes progressive et rétrograde selon une direction quelconque définie par \mathbf{n}_+ , avec (1.109) les intensités vectorielles s'écrivent

$$\mathbf{I} = \mathbf{I}_+ + \mathbf{I}_- = [(\tilde{p}_+^2 - \tilde{p}_-^2) / Z_c] \mathbf{n}_+ \quad \text{W/m}^2 \quad (1.124)$$

Pour une onde sphérique avec Z_S selon (1.118), on a

$$I = \tilde{p}^2 / Z_c \quad \text{W/m}^2 \quad (1.125)$$

1.5.14 Rappel: transformée et série de Fourier

Les relations (IV.7.56) et (IV.7.57) définissent la transformée de Fourier d'une fonction non périodique $g(t)$. Appliquées à une grandeur acoustique $v(t, \mathbf{r})$, elles s'écrivent

$$\Upsilon(\omega, \mathbf{r}) = F_t |v(t, \mathbf{r})| = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t, \mathbf{r}) \exp(-j\omega t) dt \quad (1.126)$$

$$v(t, \mathbf{r}) = F_t^{-1} |\Upsilon(\omega, \mathbf{r})| = (1/2\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} \Upsilon(\omega, \mathbf{r}) \exp(j\omega t) d\omega \quad (1.127)$$

F_t indiquant la transformée dans le temps de v en \mathbf{r} .

Les grandeurs de champ acoustiques étant à valeurs réelles et à valeurs moyennes nulles, on a (§ IV.7.3.21)

$$\underline{\Upsilon}(-\omega, \mathbf{r}) = \underline{\Upsilon}^*(\omega, \mathbf{r}) \quad (1.128)$$

$$\underline{\Upsilon}(0, \mathbf{r}) \equiv 0 \quad (1.129)$$

Si $v(t, \mathbf{r})$ est périodique de période T , on a la série de Fourier selon les relations (IV.7.144) et (IV.7.143)

$$\underline{\Upsilon}_m = (1/T) \int_{-T/2}^{+T/2} v(t, \mathbf{r}) \exp(-jm\omega_1 t) dt \quad (1.130)$$

$$v(t, \mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \underline{\Upsilon}_m \exp(jm\omega_1 t) \quad (1.131)$$

où ω_1 vaut $2\pi/T$ et m est le rang de la composante.

1.5.15 Définitions : transformées de Fourier dans l'espace

Pour une onde plane progressive selon l'axe x , (1.126) s'écrit en substituant à ω et t , leurs valeurs en fonction de k et x

$$\underline{\Upsilon}(\omega, x) = \frac{1}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} v(ct-x) \exp(-jkx) dx \quad (1.132)$$

alors

$$F_t |v(ct-x)| = \frac{1}{c} F_x |v(ct-x)| \quad (1.133)$$

$$\underline{\Upsilon}(\omega, x) = \frac{1}{c} \underline{\Upsilon}(k, t) \quad (1.134)$$

où F_x définit la *transformée de Fourier selon x à l'instant t* . Ce résultat se généralise à une propagation à trois dimensions. Symboliquement, la *transformée de Fourier tridimensionnelle* s'écrit

$$\underline{\Upsilon}(\mathbf{k}, t) = F_{\mathbf{r}} |v(t, \mathbf{r})| = \int_{-\infty}^{+\infty} v(t, \mathbf{r}) \exp(-j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1.135)$$

\mathbf{k} étant le vecteur nombre d'onde (§ 1.5.8) et l'intégrale portant dans tout l'espace.

1.6 ANALOGIES FORMELLES

1.6.1 Introduction

Dès les premières sections, le lecteur aura certainement été frappé par le parallélisme constant entre les concepts, définitions et propriétés de l'acoustique, de l'électromagnétisme et de l'électrotechnique. Il faut en rechercher les raisons non pas dans les phénomènes eux-mêmes qui sont de nature complètement différente, mais dans leur modèle, c'est-à-dire leur description mathématique. Aussi bien en électromagnétisme

qu'en acoustique, on fait intervenir des relations linéaires, des champs vectoriels ou scalaires et un temps de propagation.

Ainsi c'est la parenté des modèles traduisant un même point de vue qui conduit à cette transposition. Le lecteur se rappellera qu'un modèle est ce qu'il y a de commun aux descriptions de phénomènes physiques. Un modèle ne peut donc être obtenu qu'en les dépouillant de toutes leurs différences.

1.6.2 Propriétés

Les équations de Maxwell constituent la formulation la plus complète des interactions entre les grandeurs électromagnétiques. Dans un milieu linéaire, sans pertes, ni courants, ni charges, et en régime sinusoïdal (§ III.5.2.5 et 7), elles s'écrivent

$$\nabla \times \underline{E} = -j\omega \underline{B} \quad \text{V/m}^2 \quad (1.136)$$

$$\nabla \times \underline{H} = j\omega \underline{D} \quad \text{A/m}^2 \quad (1.137)$$

$$\underline{D} = \epsilon \underline{E} \quad \text{As/m}^2 \quad (1.138)$$

$$\underline{B} = \mu \underline{H} \quad \text{Vs/m}^2 \quad (1.139)$$

où \underline{E} est le champ électrique, \underline{H} le magnétique, \underline{B} l'induction, \underline{D} le déplacement, ϵ la permittivité et μ la perméabilité.

Les relations (1.14), (1.22) et (1.24) s'écrivent, en introduisant par symétrie une grandeur \underline{m} correspondant à une quantité de mouvement volumique.

$$\nabla \underline{p} = -j\omega \underline{m} \quad \text{Pa/m} \quad (1.140)$$

$$\nabla \cdot \underline{v} = -j\omega \underline{s} \quad \text{s}^{-1} \quad (1.141)$$

$$\underline{s} = K^{-1} \underline{p} \quad 1 \quad (1.142)$$

$$\underline{m} = \rho \underline{v} \quad \text{kg/m}^2 \text{s} \quad (1.143)$$

La comparaison des équations (1.136) à (1.143) montre qu'elles sont du même type : relations algébriques liant les grandeurs entre elles et à leurs dérivées dans l'espace. A cause du caractère vectoriel des grandeurs \underline{E} , \underline{D} , \underline{H} et \underline{B} , elles sont plus complexes en électromagnétisme qu'en acoustique. En principe il est plus aisé de passer du premier domaine au second. Les équations de l'électromagnétisme sont symétriques à un signe près, traduisant une dualité des problèmes : il est donc possible de faire deux transpositions symétriques de l'électromagnétisme vers l'acoustique.

1.6.3 Définitions : analogies directe et inverse

Dans la transposition d'un domaine à l'autre, une correspondance est établie entre les grandeurs considérées comme jouant un rôle analogue. Ainsi, à la pression acoustique \underline{p} on peut faire correspondre le champ électrique \underline{E} , et à la vitesse acoustique \underline{v} le champ magnétique \underline{H} . Il en résulte que les paramètres ρ et K^{-1} correspondent respectivement à μ et ϵ . Pour une onde plane électromagnétique, la célérité et l'impédance caractéristiques sont, d'après le tableau III.8.11

$$c_{em} = 1/(\mu\epsilon)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (1.144)$$

$$Z_{em} = (\mu/\epsilon)^{1/2} \quad \Omega \quad (1.145)$$

En y substituant ρ et K^{-1} à μ et ϵ , on obtient

$$c = 1/(\rho K^{-1})^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (1.146)$$

$$Z_c = (\rho/K^{-1})^{1/2} = \rho c \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (1.147)$$

ce qui correspond bien aux valeurs calculées précédemment (1.29) et (1.109). On appelle *analogie directe* ou *type impédance*, celle dans laquelle les impédances se correspondent.

Si l'on choisit de faire correspondre \underline{p} à \underline{H} , \underline{v} à \underline{E} , donc ρ à ϵ et K^{-1} à μ , les célérités sont inchangées, mais par contre la correspondance est inversée pour les impédances

$$Z_{em} = (\mu/\epsilon)^{1/2} \hat{=} (K^{-1}/\rho)^{1/2} = 1/Z_c \quad (1.148)$$

C'est l'*analogie inverse* ou *type admittance*.

1.6.4 Analogies avec une ligne de transmission sans pertes

Les analogies sont d'autant plus profondes donc efficaces que les équations sont similaires. C'est le cas si l'on compare les propagations d'une onde électromagnétique le long d'une ligne bifilaire sans pertes (sect. III.8.2) et d'une onde acoustique plane dans l'espace. Pour l'électromagnétique, les équations (1.136) et (1.137) deviennent

$$\partial_x \underline{U} = -j\omega L' \underline{I} \quad \text{V/m} \quad (1.149)$$

$$\partial_x \underline{I} = -j\omega C' \underline{U} \quad \text{A/m} \quad (1.150)$$

caractérisant un élément dx de ligne, où \underline{U} est la tension, \underline{I} le courant, L' l'inductance linéique et C' la capacité linéique.

Pour l'onde acoustique, la vitesse \underline{v} étant longitudinale, seule sa composante \underline{v} selon l'axe de propagation peut être non nulle, et les équations (1.140) et (1.141) deviennent

$$\partial_x \underline{p} = -j\omega \rho \underline{v} \quad \text{Pa/m} \quad (1.151)$$

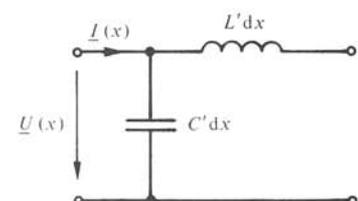
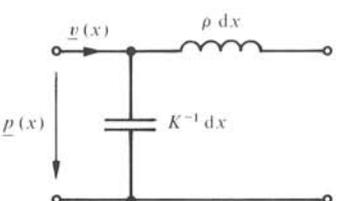
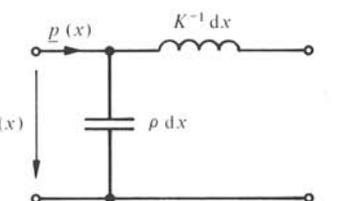
$$\partial_x \underline{v} = -j\omega K^{-1} \underline{p} \quad \text{s}^{-1} \quad (1.152)$$

Le tableau 1.5 définit les deux analogies. Il est construit comme suit :

- l'analogie directe est définie par les correspondances $\underline{p} \hat{=} \underline{U}$ et $\underline{v} \hat{=} \underline{I}$, d'où en comparant les équations, $\rho \hat{=} L'$ et $K^{-1} \hat{=} C'$;
- on introduit alors successivement les grandeurs acoustiques analogues aux grandeurs de la ligne bifilaire en substituant dans les relations de définition de ces dernières les grandeurs acoustiques aux électromagnétiques;
- le même procédé est appliqué pour l'analogie inverse définie par $\underline{p} \hat{=} \underline{I}$ et $\underline{v} \hat{=} \underline{U}$ d'où $\rho \hat{=} C'$ et $K^{-1} \hat{=} L'$;
- réciproquement, on peut aussi procéder dans l'autre sens à savoir, passer des grandeurs acoustiques aux électromagnétiques;
- en s'inspirant du tableau III.8.11, les correspondances de définition des analogies sont volontiers représentées par des schémas équivalents caractérisant un élément dx du milieu de propagation.

Le tableau 1.5 met en évidence la différence de nature des phénomènes eux-mêmes : les grandeurs de base \underline{U} , \underline{I} , \underline{p} et \underline{v} représentent des concepts différents, de même les

Tableau 1.5

Ligne bifilaire sans pertes	Onde plane, analogie directe	Onde plane, analogie inverse
Tension \underline{U} V	Pression acoustique \underline{p} Pa	\underline{v}
Courant \underline{I} A	Vitesse acoustique \underline{v} m/s	\underline{p}
Inductance linéique L' H/m	Masse volumique ρ kg/m ³	\underline{K}^{-1}
Capacité linéique C' F/m	Inverse du module de compressibilité K^{-1} Pa ⁻¹	ρ
Célérité $v = (L' C')^{-1/2}$ m/s	Célérité $c = (\rho K^{-1})^{-1/2}$ m/s	c
Déphasage linéique $\beta = \omega v^{-1}$ 1/m	Nombre d'onde $k = \omega c^{-1}$ 1/m	k
Impédance caractéristique $Z_c = (L'/C')^{1/2}$ Ω	Impédance caractéristique $Z_c = (\rho/K^{-1})^{1/2}$ Pa · s/m	Admittance caractéristique $Y_c = Z_c^{-1} = (K^{-1}/\rho)^{1/2}$
Puissance active $P = \frac{1}{2} (\underline{U}\underline{I}^* + \underline{U}^*\underline{I})$ W	Intensité acoustique $I = \frac{1}{2} (\underline{p}\underline{v}^* + \underline{p}^*\underline{v})$ W/m ²	I
Energie linéique électrique $\bar{w}_e = \frac{1}{2} C' U^2$ J/m	Energie volumique potentielle $\bar{w}_p = \frac{1}{2} K^{-1} \tilde{p}^2$ J/m ³	\bar{w}_c
Energie linéique magnétique $\bar{w}_{mag} = \frac{1}{2} L' I^2$ J/m	Energie volumique cinétique $\bar{w}_c = \frac{1}{2} \rho \tilde{v}^2$ J/m ³	\bar{w}_p
		

paramètres des milieux de propagation L' , C' , ρ et K^{-1} . Par contre, les grandeurs qui s'en déduisent représentent les mêmes concepts dans les deux domaines. Les désignations et symboles sont les mêmes sauf dans deux cas: d'une part l'usage a consacré les termes et symboles déphasage linéique β et nombre d'onde k , d'autre part on définit pour la ligne une puissance totale transmise P et pour l'onde plane, l'intensité acoustique I , grandeur locale représentant le flux de puissance par unité d'aire.

1.6.5 Commentaires

L'analogie formelle entre ligne bifilaire sans pertes et onde plane dans l'espace permet de transposer des méthodes, résultats, propriétés voire procédés, connus pour la première à la seconde et réciproquement. C'est précisément l'objectif des analogies formelles entre phénomènes de domaines différents. A tout le moins, on peut espérer transposer d'un domaine à l'autre une ligne directrice, une idée générale lors de la résolution de problèmes similaires.

En pratique, le mécanisme général est le suivant: le problème à résoudre est transposé en un problème analogue de l'autre domaine, dont la solution est évidente ou déjà connue, solution transposée à son tour dans le domaine de départ.

Ce procédé a des limites. Tout d'abord les problèmes à résoudre ou résolus peuvent être très différents: la solution du problème transposé n'est ni connue ni plus évidente que celle du problème initial. Ensuite, les phénomènes étant différents dans leur nature, les technologies mises en œuvre le sont aussi: au point de vue technique la solution transposée sera d'intérêt limité, ou irréalisable, voire dénuée de sens. Enfin, la transposition peut parfois compliquer le problème: la résolution directe est alors préférable.

La mise en œuvre des analogies formelles doit se faire avec rigueur et en gardant constamment à l'esprit la différence de nature des phénomènes, ce qui nécessite leur connaissance approfondie.

1.6.6 Exemples

La ligne bifilaire sans pertes est un cas particulier. Plus généralement, la section III.8.3 définit la ligne linéaire et uniforme pour laquelle on tient compte de pertes en introduisant les impédance Z' et admittance Y' linéiques. Il s'ensuit d'après le tableau III.8.11, la définition de nouvelles notions et grandeurs: exposant linéique de propagation γ , affaiblissement linéique α , vitesses de phase v_ϕ et de groupe v_g . Ces notions sont-elles transposables en acoustique? Si oui, est-ce utile et dans quelles circonstances?

Un problème acoustique similaire à la ligne linéaire uniforme est, par exemple, celui d'une propagation avec pertes, c'est-à-dire avec dégradation de l'énergie de l'onde. Il se justifie alors d'introduire un affaiblissement linéique explicitant ces pertes, pour autant que l'expérience confirme le modèle. Il en va de même d'autres grandeurs qui sont transposées en acoustique lorsque l'expérience en démontre la validité et l'utilité.

De manière encore plus générale, la théorie des lignes définit une ligne non linéaire (obligeant à revenir aux équations différentielles de base) et non uniforme (les paramètres du milieu dépendent de x). C'est à partir de ce modèle que von Békésy a étudié, simulé et expliqué le comportement de l'oreille interne.

On sait que les dispositifs électromagnétiques dont les dimensions sont petites par rapport aux longueurs d'onde sont des circuits à constantes localisées et se décrivent

sous forme de schémas résultant de l'interconnexion d'éléments idéaux et où la notion d'espace a disparu (chap. IV.1). Cette situation se présente également en acoustique et, en conséquence des analogies formelles, la théorie des réseaux de Kirchoff y est largement mise en œuvre pour l'étude et la conception de dispositifs (chap. 5).

1.6.7 Principe de réciprocité

Démontré en électromagnétisme, on peut s'attendre à en vérifier la validité en acoustique. Pour ce faire, on transpose l'idée générale de la démonstration (sect. III.5.3), ce qui consiste à la reprendre à partir des équations (1.140) et (1.141) au lieu de (1.136) et (1.137) en suivant un mécanisme similaire avec les mêmes hypothèses.

On considère un milieu soumis à deux ondes sinusoïdales créant au point d'observation les champs $\underline{p}_1, \underline{v}_1$ respectivement $\underline{p}_2, \underline{v}_2$. Les équations (1.140) et (1.141) s'écrivent pour les deux situations

$$\nabla \underline{p}_1 + j\omega\rho \underline{v}_1 = 0 \quad \text{Pa/m} \quad (1.153)$$

$$\nabla \underline{p}_2 + j\omega\rho \underline{v}_2 = 0 \quad \text{Pa/m} \quad (1.154)$$

$$\nabla \cdot \underline{v}_1 + j\omega K^{-1} \underline{p}_1 = 0 \quad \text{l/s} \quad (1.155)$$

$$\nabla \cdot \underline{v}_2 + j\omega K^{-1} \underline{p}_2 = 0 \quad \text{l/s} \quad (1.156)$$

On multiplie scalairement (1.153) par \underline{v}_2 et (1.152) par \underline{v}_1 et l'on soustrait les relations ainsi formées

$$\underline{v}_2 \cdot \nabla \underline{p}_1 - \underline{v}_1 \cdot \nabla \underline{p}_2 = 0 \quad \text{Pa/s} \quad (1.157)$$

En tenant compte de (1.155) et (1.156) et de la relation vectorielle

$$\underline{a} \nabla \underline{b} = \nabla \cdot (\underline{a} \underline{b}) - \underline{b} (\nabla \cdot \underline{a}) \quad (1.158)$$

on obtient

$$\nabla \cdot (\underline{v}_2 \underline{p}_1) - \underline{p}_1 j\omega \underline{p}_2 K^{-1} - \nabla \cdot (\underline{v}_1 \underline{p}_2) + \underline{p}_2 j\omega \underline{p}_1 K^{-1} = 0 \quad \text{Pa/s} \quad (1.159)$$

et finalement

$$\nabla \cdot \{ \underline{v}_2 \underline{p}_1 - \underline{v}_1 \underline{p}_2 \} = 0 \quad \text{Pa/s} \quad (1.160)$$

On intègre ensuite cette relation dans un volume V ne contenant pas de sources, en appliquant le théorème de la divergence

$$\int_S (\underline{v}_2 \underline{p}_1 - \underline{v}_1 \underline{p}_2) dS = 0 \quad \text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s} \quad (1.161)$$

S étant la surface fermée entourant le volume V . Le résultat retrouvé est ainsi bien le même qu'en électromagnétisme. Il s'ensuit que les propriétés du champ électromagnétique découlant du principe de réciprocité sont transposables en acoustique, en particulier celles de transmission réciproque entre deux points.

1.6.8 Conclusion

En électroacoustique, les analogies formelles constituent des outils d'étude très puissants car elles permettent de bénéficier des résultats et des méthodes d'autres

domaines de l'électrotechnique, à condition de les appliquer à bon escient, c'est-à-dire en connaissant les limites dans chaque problème.

1.7 ÉCHELLES ET GRANDEURS LOGARITHMIQUES

1.7.1 Introduction

Les grands domaines de variation des grandeurs acoustiques justifient l'utilisation d'échelles et de grandeurs logarithmiques. Il en est de même pour les grandeurs électriques et mécaniques des dispositifs et systèmes électroacoustiques, associées à des grandeurs acoustiques.

Les grandeurs logarithmiques correspondent aux logarithmes des rapports des valeurs de deux grandeurs de même espèce : on retrouve alors une graduation linéaire associée aux grandeurs logarithmiques.

1.7.2 Définition : niveaux

Soit deux grandeurs de puissance de même espèce X_1 et X_2 . Le *niveau de X_1 par rapport à X_2* en décibels est

$$L(X_1 \text{ re } X_2) = 10 \lg(X_1/X_2) \quad \text{dB} \quad (1.162)$$

Etant plus commode à l'usage le décibel dB, dixième du bel, est préféré à ce dernier : d'où le facteur 10. Le décibel est considéré comme une unité sans dimension.

Dans un système ou milieu linéaire la puissance est proportionnelle au carré des grandeurs de champ et le *niveau* de deux telles grandeurs Y_1 et Y_2 de même espèce s'écrit

$$L(Y_1 \text{ re } Y_2) = 10 \lg(Y_1^2/Y_2^2) = 20 \lg(Y_1/Y_2) \quad \text{dB} \quad (1.163)$$

Ainsi définis, ces niveaux ne caractérisent que le rapport des valeurs des grandeurs et non ces valeurs elles-mêmes : ce sont des *niveaux relatifs*.

Le *niveau (absolu) d'une grandeur X ou Y* est défini en introduisant dans (1.162) ou (1.163) une référence X_0 ou Y_0 spécifiée de cette grandeur

$$L_X(\text{re } X_0) = 10 \lg(X/X_0) \quad \text{dB} \quad (1.164)$$

$$L_Y(\text{re } Y_0) = 20 \lg(Y/Y_0) \quad \text{dB} \quad (1.165)$$

En vertu des propriétés des logarithmes, on a

$$L(X_1 \text{ re } X_2) = L_{X_1}(\text{re } X_0) - L_{X_2}(\text{re } X_0) \quad \text{dB} \quad (1.166)$$

Pour certaines grandeurs, les valeurs de référence sont normalisées et ce n'est que si elles sont choisies autres qu'il est impérativement nécessaire de les indiquer.

Les relations de définitions ci-dessus n'indiquent pas quelles sont les valeurs des grandeurs physiques : elles doivent être spécifiées. Généralement, il s'agit des valeurs moyennes pour les grandeurs de puissance et efficaces pour celles de champ.

1.7.3 Commentaires

Un décibel correspond à des écarts relatifs de 26% pour une grandeur de puissance ou 12% pour une de champ. Dans la pratique courante des mesures acoustiques, l'ordre de grandeur de l'incertitude est typiquement d'un décibel. C'est également celui de la variation d'intensité acoustique donnant juste lieu à une variation de sensation sonore. L'échelle en décibels est donc bien adaptée aux grandeurs acoustiques.

Quelques correspondances entre niveaux et rapports sont données dans le tableau 1.6. En pratique, connaissant certaines correspondances, on évalue aisément niveaux ou rapports quelconques.

Tableau 1.6

$L(X_1 \text{ re } X_2)$ $L(Y_1 \text{ re } Y_2)$ dB	X_1/X_2	Y_1/Y_2
40	10^4	10^2
20	10^2	10
10	10	$\sqrt{10} \cong 3,16$
6	4	2
5	3,16	1,78
3	2	$\sqrt{2} \cong 1,41$
1	1,26	1,12
0,5	1,12	1,06
0,1	1,02	1,01

1.7.4 Définition : dynamique

La *dynamique* d'une grandeur est le niveau relatif de ses valeurs maximale et minimale (jamais nulle en raison du bruit de fond). Elle représente le domaine de variation de la grandeur.

1.7.5 Définitions : niveaux en népers

Dans d'autres domaines de l'électrotechnique, on exprime parfois les niveaux en *népers* Np, en prenant le logarithme naturel du rapport des grandeurs (§ XVIII.2.3.3). Un néper correspond à un rapport e de deux grandeurs de champ. On vérifie que $1 \text{ dB} \cong 0,115 \text{ Np}$ et $1 \text{ Np} \cong 8,69 \text{ dB}$.

1.7.6 Propriété

Une grandeur physique est souvent définie par une relation où interviennent des produits ou quotients d'autres grandeurs et paramètres. On écrit son niveau en fonction de ceux des autres grandeurs et de termes logarithmiques associés aux paramètres. Soit l'expression

$$X = Y^2 a^\alpha b^\beta \quad (1.167)$$

où X est une grandeur de puissance, Y de champ, a et b des paramètres. En introduisant des valeurs de référence, on obtient

$$(X/X_0) = (Y/Y_0)^2 (a/a_0)^\alpha (b/b_0)^\beta (Y_0^2 a_0^\alpha b_0^\beta / X_0) \quad (1.168)$$

Le niveau L_X (re X_0) est obtenu en prenant $10 \lg$ de cette expression

$$L_X(\text{re } X_0) = L_Y(\text{re } Y_0) + 10 \alpha \lg(a/a_0) + 10 \beta \lg(b/b_0) + 10 \lg(Y_0^2 a_0^\alpha b_0^\beta / X_0) \quad \text{dB} \quad (1.169)$$

Un choix ad hoc des références permet au besoin d'annuler le dernier terme.

1.7.7 Définitions : niveaux acoustiques

Le *niveau d'intensité acoustique* L_I exprimé en décibels est donné par

$$L_I = 10 \lg(I/I_0) \quad \text{dB} \quad (1.170)$$

En acoustique aérienne, I_0 vaut 10^{-12} W/m^2 , valeur correspondant à l'ordre de grandeur de l'intensité juste perceptible dans le domaine de fréquence où l'oreille est la plus sensible (ISO 131). En acoustique sous-marine, I_0 vaut $(2/3) \cdot 10^{-18} \text{ W/m}^2$ (ANSI.S1.8-1969).

Le *niveau de pression acoustique* L_p exprimé en décibels est

$$L_p = 20 \lg(\tilde{p}/\tilde{p}_0) \quad \text{dB} \quad (1.171)$$

En acoustique aérienne \tilde{p}_0 vaut $20 \mu\text{Pa}$ et $1 \mu\text{Pa}$ en sous-marine.

En tenant compte de (1.124) et (1.125), on a pour une onde sinusoïdale plane ou sphérique

$$L_I = 20 \lg(\tilde{p}/\tilde{p}_0) - 10 \lg(Z_c/Z_{c0}) + 10 \lg(\tilde{p}_0^2/I_0 Z_{c0}) \quad \text{dB} \quad (1.172)$$

Avec Z_{c0} annulant le dernier terme et en introduisant L_p , il vient

$$L_I = L_p - 10 \lg(Z_c/Z_{c0}) \quad \text{dB} \quad (1.173)$$

Etant donné les valeurs de I_0 et \tilde{p}_0 , celles appropriées de Z_{c0} sont 400 et $1,5 \cdot 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$ respectivement en acoustique aérienne et sous-marine. Z_c valant ρc varie avec la température. En acoustique aérienne, le domaine de température à considérer dans la majorité des cas est restreint, aussi les variations de Z_c ont-elles peu d'influence sur L_I eu égard les incertitudes de mesure sur L_p . Par exemple, aux conditions normales on a $Z_c = 428,5$ et $10 \lg(428,5/400)$ vaut $0,3 \text{ dB}$. Pratiquement, le second terme de (1.173) est négligeable et l'on a $L_I \cong L_p$.

Le tableau 1.7 situe en acoustique aérienne les ordres de grandeur de niveaux d'intensité L_I et de pression L_p , admis égaux.

Le *niveau de puissance acoustique* (ISO 131) avec P_{a0} égal à 10^{-12} W est

$$L_{P_a} = 10 \lg(P_a/P_{a0}) \quad \text{dB} \quad (1.174)$$

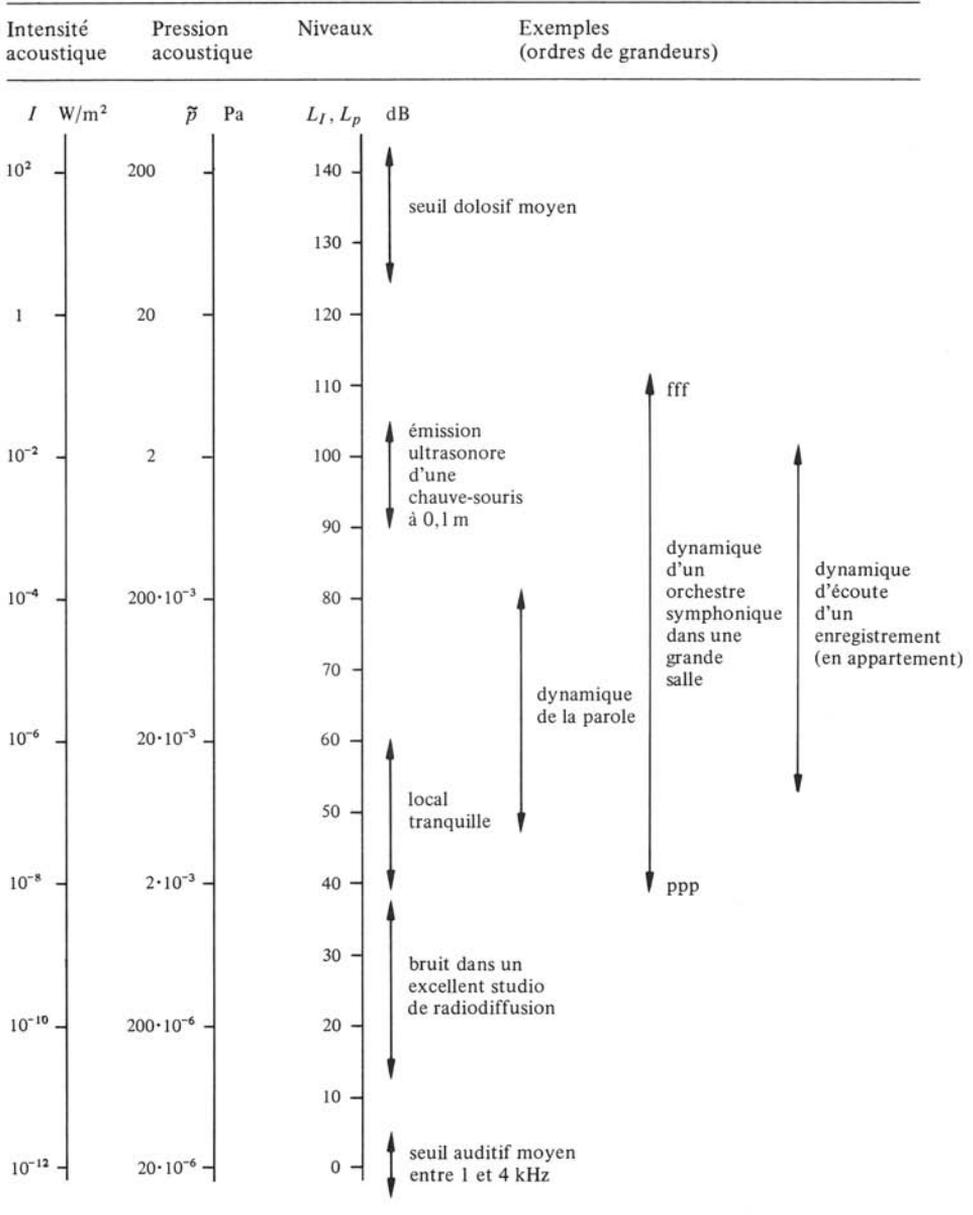
1.7.8 Définitions : niveaux de puissance et de tension électriques

La référence P_{e0} est de 1 W ou 1 mW (CEI 268-2) et L_{P_e} s'exprime en dB(W) ou dB(mW) .

Pour une résistance R dissipant la puissance P_e avec une tension efficace U entre ses bornes, on a

$$L_{P_e}(\text{re } 1 \text{ mW}) = 20 \lg(U/U_0) - 10 \lg(R/R_0) + 10 \lg(U_0^2/R_0 \cdot 10^{-3}) \quad \text{dB(mW)} \quad (1.175)$$

Tableau 1.7



R_0 est fixée à 600Ω , valeur voisine de l'impédance caractéristique d'une ligne téléphonique aérienne en fil de gros diamètre. Le troisième terme de (1.175) s'annule si l'on prend $U_0 \cong 0,775$ V. Lorsque R est aussi égale à 600Ω , (1.175) se réduit à

$$L_{P_e} = 20 \lg(U/0,775) \quad \text{dB (mW)} \quad (1.176)$$

Le terme de droite est le niveau de tension L_U en dB (mW).

Lorsque R est différent de 600Ω , il faut considérer le niveau d'une tension dissipant la même puissance dans R_0 , alors

$$L_U = 20 \lg(U/U_0) - 10 \lg(R/R_0) \quad \text{dB(mW)} \quad (1.177)$$

L'usage a conduit à exprimer des niveaux absolus de tension par rapport à 1 V ou $1 \mu\text{V}$, sans que soit précisée de valeur pour R_0 . Ils sont notés L_U (re 1 V) en dB (V) respectivement L_U (re $1 \mu\text{V}$) en dB (μV) (CEI 268-2).

1.7.9 Définitions: intervalles de fréquence

Un *intervalle de fréquence* est le rapport de deux fréquences. Certains intervalles définis en musique portent des noms: ainsi, l'*octave* est l'intervalle 2, la *quinte parfaite* $3/2$, la *quarte parfaite* $4/3$, la *tierce majeure* $5/4$, etc.

En acoustique, un intervalle s'exprime le plus souvent par son logarithme dans une base donnée. Au lg correspond un intervalle en *décade*. Le *savart* en est un sous-multiple valant 10^{-3} décade. Au lb correspond un intervalle en *octave*. Une octave vaut environ 0,301 décade. Les *ton* et *demi-ton tempérés* en sont des sous-multiples valant respectivement $1/6$ et $1/12$ d'octave. Un demi-ton vaut environ 25 savarts. Le demi-ton est divisé en 100 *centièmes*: l'octave en comprend 1200. Une décade vaut $1/\lg 2 \cong 3,322$ octaves.

1.7.10 Définitions: fréquences normales

Dans le but de simplifier les procédures de mesure et d'en permettre la comparaison directe de résultats, on utilise des séries de *fréquences normales* (ISO 266). Elles sont établies par intervalles successifs au-dessous et au-dessus de la *fréquence de référence* de 1000 Hz. Trois séries sont définies: en octave, en demi-octave et en tiers d'octave. Pour des raisons pratiques, les valeurs sont arrondies. Elles sont indiquées dans le tableau 1.8.

Tableau 1.8

Fréquences normales, mHz, Hz ou kHz									
1 oct	1/2 oct	1/3 oct	1 oct	1/2 oct	1/3 oct	1 oct	1/2 oct	1/3 oct	
16	16	12,5	250	250	200	4000	4000	3150	
		16			250			4000	
31,5	22,4	20	500	355	315	8000	5600	5000	
	31,5	25		500	400		8000	6300	8000
		45			40			710	630
63	63	50	1000	1000	800	16000	16000	12500	
		90			80			1400	1250
	125	100		2000	2000		1600	31500	31500
180	125	2800	2500			40000			

On utilise aussi des séries en décade ou fractions de décade. Pratiquement, les séries en tiers d'octave et dixième de décade coïncident, et la série en décade est définie par dix tiers d'octave successifs.

1.7.11 Définitions : gammes et fréquence musicale normale

En musique et en acoustique musicale, les fréquences normales ci-dessus ne sont pas utilisées. Les échelles sont des *gammes* dont il existe une grande diversité, mais ayant pratiquement toutes en commun l'intervalle d'une octave. La référence est la *fréquence musicale normale* ou *d'accord normale* égale à 440 Hz, selon la norme ISO 16-1975.

La *gamme chromatique également tempérée* est obtenue en divisant l'octave en douze intervalles égaux, soit douze demi-tons tempérés définissant douze notes. Une *gamme majeure* est construite à partir de n'importe quelle note par la suite d'intervalles : 1 ton, 1 ton, $\frac{1}{2}$ ton, 1 ton, 1 ton, 1 ton, $\frac{1}{2}$ ton. Ainsi, la gamme majeure en ut (ou do) forme la suite de notes ut, ré, mi, fa, sol, la, si, correspondant aux touches blanches du piano. Les autres notes de la gamme chromatique (touches noires) sont désignées par le nom de la touche blanche située juste au-dessous (au-dessus) suivi de dièse ou # (bémol ou b). Ainsi la touche noire entre fa et sol est la note fa # ou sol b. La figure 1.9 donne les fréquences des notes de la gamme majeure en ut pour le piano. Un indice est affecté à chaque note pour préciser à quelle octave elle appartient. La note la₃ est la fréquence normale de 440 Hz. On a donné la convention française. En notation américaine, l'indice est plus grand d'une unité et les notes sont désignées alphabétiquement à partir de la (A); ainsi à la₃ correspond A₄. La figure donne également la *tessiture*, c'est-à-dire le domaine des notes (ou des fréquences correspondantes) de quelques instruments de musique.

1.7.12 Extension des échelles logarithmiques

Le nombre d'onde k étant proportionnel à ω , donc à f , la notion d'intervalle en octave ou décade est étendue au produit kd où d est une distance (x ou r) ou une dimension caractéristique d'un dispositif acoustique. La valeur $kd = 1$ s'impose comme référence, correspondant à la frontière entre deux domaines où les propriétés sont très différentes. L'impédance Z_S d'une onde sphérique en est un bon exemple (§ 1.5.12).

Par symétrie de kd , l'usage a étendu la notion d'intervalle en octave ou décade à des rapports de distance ou de dimensions. La référence d'une échelle logarithmique de distance doit être précisée.

1.7.13 Représentation

Dans la plupart des problèmes, il faut représenter une valeur donnée d'une grandeur (par exemple, valeur efficace \tilde{p}) en fonction d'un paramètre (par exemple ω , k , r ou kd). Pour cela, on dresse des diagrammes portant en abscisse le paramètre et en ordonnée la valeur considérée. Selon les cas, l'abscisse ou l'ordonnée sont en échelles linéaires ou logarithmiques, graduées en valeurs des paramètre et grandeur, ou en échelles logarithmiques graduées linéairement respectivement en octaves (ou décades), et niveaux.

En électroacoustique, il est fait large usage de cette dernière représentation, dite de Bode, dont l'avantage découle de la propriété du paragraphe 1.7.6. La fonction liant la grandeur à représenter au paramètre considéré est décomposée en produit de facteurs dont on somme les courbes représentatives dans le diagramme.

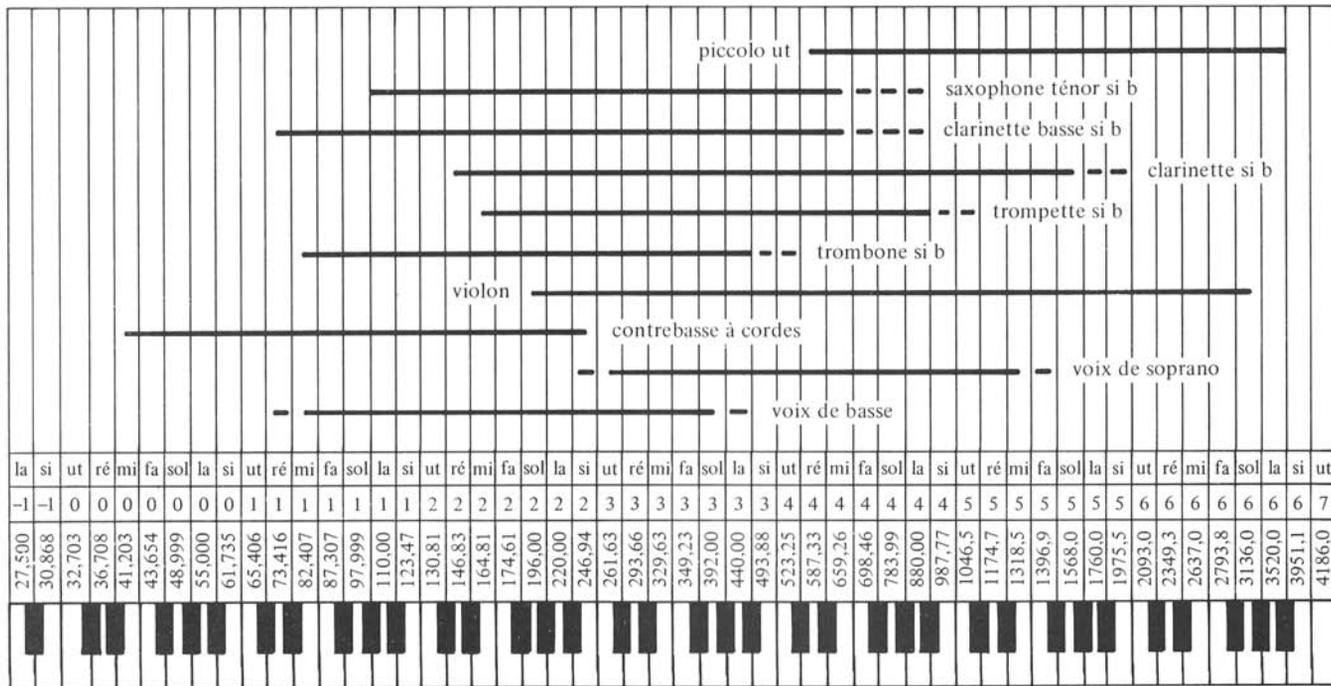


Fig. 1.9

1.8 CARACTÉRISATION ET REPRÉSENTATION DES SONS

1.8.1 Introduction

Les sons réels ont une infinie variété d'aspects dans l'espace et le temps. Il est nécessaire de les décrire par des caractéristiques à obtenir par calculs ou mesures, puis à donner dans un mode de représentation adéquat.

Dans la plupart des situations, il faut suivre l'évolution dans le temps d'une grandeur acoustique en un ou plusieurs points donnés dans l'espace. Les microphones réagissant à la pression acoustique, cette dernière est la grandeur représentative considérée parce que mesurable simplement. Une autre grandeur, vitesse ou élancement acoustique par exemple, n'est considérée que pour l'étalonnage absolu de microphones étalons, les mesures étant moins immédiates et plus difficiles. La connaissance de $p(t)$ en deux points voisins dans l'espace et des paramètres du milieu (ρ, K) conduit à celle des autres grandeurs v , ξ et s et de l'intensité acoustique I , par (1.14), (1.2), (1.24) et (1.69). Il suffit de connaître $p(t)$ en un seul point de l'espace lorsque la structure du champ est connue (par exemple \underline{Z}_S).

Considérée en un point, la pression acoustique $p(t)$ est un signal porteur d'information et représentable par une série ou intégrale de Fourier, d'où l'importance de l'analyse spectrale en acoustique. Les volumes VI et XX en traitent la théorie et les différentes techniques de manière détaillée. Dans cette section ne sont rappelés que certains résultats fondamentaux.

1.8.2 Définitions

Un *son pur* est celui correspondant à une onde sinusoïdale : il est caractérisé par sa valeur efficace \tilde{p} et sa pulsation ω .

Un *son complexe* est tout son qui n'est pas pur. En principe, sa description se fait sur la base d'une analyse spectrale, spécifiant les sons purs le composant. De manière générale, un son complexe est un *objet sonore* à trois dimensions : temps, fréquence et amplitude.

1.8.3 Rappel : classification des signaux

La théorie du signal (chap. VI.2) distingue fondamentalement entre *signaux déterministes* et *aléatoires*, les premiers évoluant selon des lois connues, au contraire des seconds. Les signaux aléatoires sont *stationnaires* ou *non* selon que leurs propriétés statistiques sont constantes ou non dans le temps. Les signaux stationnaires ayant mêmes propriétés statistiques dans le temps et dans l'espace sont appelés *ergodiques*. On démontre (sect. VI.5.1) que la *variance* d'un signal aléatoire à valeur moyenne nulle est égale au carré de sa valeur efficace : la mesure de cette dernière fournit l'*écart type* du signal.

Un *transitoire* est un phénomène unique correspondant à une évolution brutale et rapide d'un signal.

1.8.4 Commentaires

En acoustique et dans d'autres domaines, le caractère aléatoire d'une grandeur physique résulte de ce que l'on renonce, ne serait-ce que provisoirement, à sa description

exacte pour des motifs théoriques (lois très complexes) ou pratiques (lois pas facilement décelables) ou encore parce que cela conduit à des simplifications.

L'expérience montre qu'en première approximation, les objets sonores non stationnaires sont décomposables en une suite de stationnaires. On admet aussi que les phénomènes stationnaires sont ergodiques. Ces hypothèses doivent être présentes à l'esprit, et les résultats de mesure interprétés en conséquence.

1.8.5 Durée d'observation

Etant un processus physique, un objet sonore est de durée finie τ_0 . Pour caractériser son évolution dans le temps, il faut nécessairement effectuer des observations successives de durées petites par rapport à τ_0 . On comprend intuitivement qu'il n'est pas possible de réduire autant que l'on veut le temps d'observation, sans perdre en qualité de mesure. Il faut s'attendre à des limitations explicitant l'impossibilité physique d'avoir simultanément de grandes résolutions en temps, fréquence et amplitude. Le problème est de trouver le meilleur compromis en fonction de la nature de l'objet sonore étudié et de la finalité de sa mesure.

1.8.6 Définitions

Outre la valeur efficace \tilde{v} (§ 1.3.8), les valeurs suivantes sont définies pour une grandeur de champ à valeur moyenne nulle :

- *valeur de crête* \hat{v} , valeur absolue maximale de v pendant un intervalle de temps donné;
- *valeurs de crête positive* \hat{v} et *negative* \check{v} , valeurs de crête des valeurs positives respectivement négatives de v ;
- *valeur de crête à creux* $\hat{v} = \hat{v} - \check{v}$, correspondant à l'*excursion* de v ;
- *valeur absolue moyenne* $\overline{|v|}$, soit valeur moyenne de l'onde idéalement redressée, pendant un intervalle de temps donné.

Pour une valeur efficace donnée, la forme d'onde peut être très différente. On définit alors

- le *facteur de crête*, rapport de \hat{v} à \tilde{v} ;
- le *facteur de forme*, rapport de \tilde{v} à $\overline{|v|}$.

Les *puissances* P acoustiques, mécaniques et électriques sont les moyennes de *puissances instantanées* correspondant à des débits d'énergie (§ 1.3.12). Une *puissance de crête* \hat{P} est la valeur maximale d'une puissance instantanée pendant un intervalle de temps spécifié. La puissance instantanée étant proportionnelle au carré d'une grandeur de champ, ou au produit de deux telles grandeurs, \hat{P} et P sont proportionnelles au carré ou au produit de valeurs respectivement de crête ou efficaces. On est conduit à

$$\hat{P} = (\hat{v}/\tilde{v})^2 P \qquad \qquad \qquad W \qquad (1.178)$$

1.8.7 Description : chaîne de mesure

La figure 1.10 représente la structure fonctionnelle d'une chaîne analogique de mesure de la pression acoustique. Il s'agit d'un schéma de principe spécifiant les différentes fonctions et montrant les actions possibles (flèches) sans préjuger de la structure

matérielle. On y voit :

- un *microphone de mesure* (1) transformant en une tension correspondante la pression acoustique à laquelle il est soumis;
- deux *amplificateurs* (3) et (6), précédé chacun d'un *atténuateur* (2) et (5) réglable par pas, dont la fonction est d'adapter la sensibilité de la chaîne au signal acoustique, donc de définir le calibre de mesure;
- un *filtre passe-bande* (4) dont la fonction est de limiter la *bande passante* B (Hz), par exemple pour éliminer des composantes indésirables ou en vue d'une analyse spectrale;
- un *détecteur* (7) dont la fonction est l'extraction de valeurs globales, principalement de la valeur efficace;
- un *convertisseur logarithmique* (8) fournissant en sortie une tension proportionnelle au niveau de la valeur globale considérée;
- un *indicateur* (9) affichant la valeur considérée ou son niveau selon une échelle ad hoc;
- des *sorties analogiques* fournissant des tensions proportionnelles pour l'une (10), à choix à la valeur considérée ou à son niveau, par exemple en vue de l'enregistrement graphique de leur évolution dans le temps; pour l'autre (11), à la valeur instantanée de la pression acoustique, par exemple en vue d'un enregistrement sur bande magnétique ou pour le branchement d'un oscilloscope, la chaîne de mesure constituant dans ce cas un amplificateur à gain calibré.

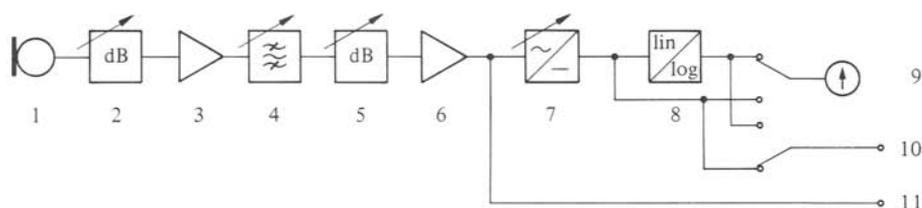


Fig. 1.10

1.8.8 Commentaires

Une chaîne de mesure ne comporte pas nécessairement toutes les fonctions décrites ci-dessus et peut aussi en inclure d'autres. Elle assure au moins :

- l'adaptation de la chaîne (gain ou affaiblissement);
- la limitation de la bande passante (microphone et circuits électroniques);
- l'extraction d'une valeur globale;
- l'affichage.

Des fonctions supplémentaires éventuelles sont par exemple l'extension à la mesure d'autres grandeurs (au moyen de capteurs), une pondération fréquentielle du signal (filtres de pondération), l'affichage sur écran, une conversion analogique-numérique avec sortie correspondante (en vue d'un traitement numérique), la commande automatique des fonctions et des réglages par un ordinateur, un dispositif d'étalonnage relatif, etc.

Selon les cas, la chaîne de mesure se présente sous forme d'un seul appareil ou d'un équipement comprenant plusieurs instruments et associant éventuellement un

système informatique d'acquisition et de traitement de données. Certaines fonctions de la chaîne de mesure peuvent être accomplies numériquement par exemple le filtrage, l'extraction des valeurs globales, l'affichage, etc., ce qui implique qu'un convertisseur analogique-numérique y soit incorporé. Au minimum, il subsiste une fonction analogique, celle d'adaptation du signal à l'entrée de la chaîne. Une chaîne de mesure particulière est désignée par un nom rappelant sa fonction spécifique, sa structure, les valeurs mesurées ou la manière dont sont présentés les résultats.

Pour l'utilisateur, le plus important est la maîtrise des réglages possibles. Cela requiert la connaissance du phénomène à étudier, des qualités et des limites de l'instrumentation. Le plus important est l'action envisagée après la mesure : cette dernière n'est qu'un moyen au service de la première et ne constitue jamais une fin en soi. L'action prévue détermine les grandeurs et valeurs à mesurer, la précision nécessaire, la méthode de mesure, les appareils et systèmes et la présentation des résultats.

1.8.9 Mesure de la valeur efficace

En suivant sa définition (§ 1.3.8) la valeur efficace d'une grandeur s'obtient par les opérations successives d'élévation au carré, de moyennage temporel (intégration) et d'extraction de la racine carrée.

Dans les appareils analogiques, l'élévation au carré est généralement effectuée de manière approchée, par exemple en approximant la caractéristique parabolique voulue par des segments de droite. La limitation de tels procédés est soit la dynamique soit le facteur de crête admissible pour le signal à l'entrée du détecteur. Les limites des détecteurs sont en principe spécifiées dans les modes d'emploi des appareils. L'extraction de la racine carrée se fait soit par graduation ad hoc des cadrans des indicateurs, soit par un circuit de rétroaction incorporé au détecteur. Par économie et simplicité, dans certains instruments le détecteur ne fait qu'extraire la valeur absolue moyenne $|\bar{v}|$ de manière approchée (pont de diodes). Malheureusement l'indicateur est gradué en fonction de la valeur efficace correspondante d'un signal sinusoïdal : cette pratique est source de difficultés, en particulier dans le domaine de l'enregistrement (cas du VU-mètre).

Les processus d'intégration possibles sont l'*intégration successive de durée* τ_i , une valeur efficace étant fournie après chaque intégration (la sortie du détecteur est une fonction du temps échantillonnée) et l'*intégration continue* sur les τ_i dernières secondes du signal à intégrer (pour un détecteur analogique, la sortie est une fonction continue).

L'*intégration* est *linéaire* ou *pondérée* dans le temps. Dans le premier cas, les valeurs du signal à intégrer, comprises dans la durée τ_i considérée contribuent à l'intégrale avec le même poids. Autrement dit, le signal est multiplié par une fenêtre temporelle rectangulaire d'amplitude unité et de durée τ_i . Dans le second cas, les valeurs du signal contribuent à l'intégrale avec un poids décroissant selon leur antériorité : il y a oubli progressif du passé du signal. Ce dernier est alors multiplié par une fonction de pondération temporelle, par exemple exponentielle. Dans cette situation, le temps d'intégration τ_i n'est plus défini et l'on introduit un temps équivalent par comparaison à l'intégration linéaire.

A la convolution de deux fonctions du temps correspond le produit de leurs transformées de Fourier (§ VI.4.1.9) : multiplier le signal par une fenêtre temporelle et l'inté-

grer revient alors à le filtrer passe-bas par la fonction de transfert transformée de Fourier de la fenêtre. Ainsi, à la fenêtre rectangulaire de durée τ_i correspond un filtrage passe-bas de réponse en amplitude $|\tau_i \text{sinc}(f\tau_i)|$. La *pondération exponentielle* correspond à un filtrage du premier ordre de réponse $|1 + j\omega\tau|^{-1}$. D'autres pondérations sont parfois réalisées correspondant à des filtrages d'ordre plus élevé.

Le plus souvent, par souci de simplicité et de coût, les détecteurs analogiques effectuent une intégration continue avec pondération exponentielle, au moyen d'un simple circuit RC (§ VI.1.2.5) de constante de temps $\tau = RC$. Les détecteurs numériques effectuent une intégration successive ou continue, linéaire ou à pondération exponentielle.

1.8.10 Temps d'intégration et précision

Tout filtre physiquement réalisable étant imparfait, il subsiste en sortie du détecteur des fluctuations résiduelles déterminant la précision de la valeur efficace obtenue. D'où le problème de maîtriser les paramètres d'intégration pour obtenir une précision donnée en fonction du type d'intégration et des caractéristiques du signal dont on prend la valeur efficace.

La comparaison des intégrations linéaire et exponentielle, caractérisées la première par un temps d'intégration τ_i , la seconde par une constante de temps $\tau = RC$, montre que pour des fluctuations en sortie identiques, on a $\tau_i = 2\tau$, sauf pour les signaux transitoires et impulsions. Sur cette base, on trouve que l'erreur relative ϵ est pour :

- un signal aléatoire stationnaire

$$\epsilon = \pm 1/\sqrt{4B\tau_i} \quad 1 \quad (1.179)$$

où B est la largeur de bande de mesure, avec la condition $B\tau_i > 1$

- un signal sinusoïdal : lorsque $f\tau_i > 1$, l'erreur commise en pondération exponentielle est l'enveloppe de l'erreur en linéaire et vaut

$$\epsilon = \pm 1/2 \sqrt{1 + (2\pi\tau_i f)^2} \quad 1 \quad (1.180)$$

- un signal déterministe : (1.180) est applicable en introduisant comme valeur de f , la plus petite des différences de fréquence entre ses composantes.

En pratique, un son complexe est considéré comme aléatoire et on utilise la relation (1.179).

1.8.11 Exemples

La relation (1.179) détermine le produit $B\tau_i$ minimum nécessaire pour une erreur de mesure donnée. Ainsi pour une erreur relative, exprimée en décibels, inférieure à 1 ou 0,5 dB, il faut $B\tau_i > 17$ ou 72. La bande passante B étant choisie ou imposée, τ_i en est déduit (ou inversement). Pour un signal sinusoïdal, (1.180) montre que l'erreur est plus petite que 0,25 dB, si τ_i est plus grand que trois périodes.

1.8.12 Cas des transitoires

Par définition (chap. VI.2), un transitoire est un phénomène unique correspondant à une évolution brutale et rapide d'un objet sonore (par exemple formation ou extinc-

tion). Cette notion est relative à la durée d'observation ou d'intégration dans le cas de la mesure de la valeur efficace : la durée τ_0 d'un transitoire est petite par rapport à τ_i . Soit par exemple une impulsion rectangulaire. La moyenne maximale obtenue en sortie d'un intégrateur linéaire est proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion et au rapport τ_0/τ_i : si τ_0 n'est pas connu, la sortie du détecteur ne peut être interprétée et n'apprend rien quant à l'amplitude de l'impulsion. A la limite, une impulsion trop brève n'est pas décelée. Pour une salve sinusoïdale, le phénomène est le même : la durée de la salve par rapport à τ_i détermine la valeur en sortie de l'intégrateur.

1.8.13 Valeur efficace d'une superposition d'ondes

Fréquemment se pose le problème de déterminer la valeur efficace \tilde{p} d'une superposition d'ondes. En vertu du principe de superposition (§ 1.4.2) et par définition, la valeur efficace en un point donné de l'espace vaut

$$\tilde{p} = \left(\sum_{m=1}^i p_m(t) \right)^2{}^{1/2} \quad \text{Pa} \quad (1.181)$$

p_m étant la pression acoustique de la m -ième des i ondes composantes. Après développement, on trouve avec m et n valant de 1 à i mais $m \neq n$

$$\tilde{p} = \left(\left(\sum_m \tilde{p}_m^2 \right) + \left(\sum_{m,n} p_m p_n \right) \right)^{1/2} \quad \text{Pa} \quad (1.182)$$

Intuitivement, on comprend que le second terme explicite la dépendance énergétique des ondes incidentes. Si p_m et p_n sont statistiquement indépendantes (incohérentes), \bar{p}_m et \bar{p}_n étant nulles, les produits $p_m p_n$ prennent aussi souvent des mêmes valeurs positives ou négatives, ils sont nuls en moyenne et leur somme également : dans (1.182) ne subsiste que le premier terme.

1.8.14 Définition : coefficient de corrélation

La dépendance énergétique de deux ondes est explicitée par le *coefficient de corrélation*

$$\rho_{mn} = \rho_{nm} = (\overline{p_m p_n}) / \tilde{p}_m \tilde{p}_n \quad 1 \quad (1.183)$$

Le second terme de (1.182) s'écrit

$$\sum_{mn} \rho_{mn} \tilde{p}_m \tilde{p}_n \quad \text{Pa}^2 \quad (1.184)$$

Si ρ_{nm} vaut 1, p_m et p_n sont totalement dépendantes. Si p_m et p_n sont indépendantes, ρ_{nm} est nécessairement nul. L'inverse n'est pas vrai : ρ_{nm} traduit une énergie mutuelle d'interaction et non la parenté des formes d'onde.

1.8.15 Superposition de sons purs de même fréquence

Il s'agit de trouver ρ_{12} pour deux sons purs synchrones p_1 et p_2 . En terme de phaseurs, on a

$$\overline{(p_1 p_2)} = 2 \operatorname{Re} [\underline{p_1} \exp(j\omega t)] \operatorname{Re} [\underline{p_2} \exp(j\omega t)] \quad \text{Pa}^2 \quad (1.185)$$

En introduisant

$$\underline{p}_2 = \underline{p}_1 (\tilde{p}_2 / \tilde{p}_1) \exp(j\phi_{21}) \quad \text{Pa} \quad (1.186)$$

où ϕ_{21} est la différence des arguments de \underline{p}_2 et \underline{p}_1 , on obtient, la moyenne étant calculée sur une période

$$\rho_{12} = \cos \phi_{21} \quad 1 \quad (1.187)$$

Pour deux sons en phase, $\phi_{21} = 0 + 2k\pi$, $\rho_{12} = 1$, et on trouve

$$\tilde{p} = \tilde{p}_1 + \tilde{p}_2 \quad \text{Pa} \quad (1.188)$$

On a un renforcement, maximal pour $\tilde{p}_1 = \tilde{p}_2$. Le niveau L_p est augmenté de 6 dB au plus.

Pour deux sons en opposition de phase $\phi_{21} = \pi + 2k\pi$, $\rho_{12} = -1$, et il vient

$$\tilde{p} = |\tilde{p}_1 - \tilde{p}_2| \quad \text{Pa} \quad (1.189)$$

On a affaiblissement, voire annulation du champ lorsque $\tilde{p}_1 = \tilde{p}_2$.

Pour deux sons en quadrature $\phi_{21} = (\pi/2) + k\pi$, $\rho_{12} = 0$, et l'on a

$$\tilde{p} = (\tilde{p}_1^2 + \tilde{p}_2^2)^{1/2} \quad \text{Pa} \quad (1.190)$$

On a renforcement, de 3 dB au plus pour $\tilde{p}_1 = \tilde{p}_2$.

Ce dernier cas montre bien qu'à mêmes formes d'onde, ρ_{mn} peut être nul. En fait malgré la parenté maximale entre p_1 et p_2 , ρ_{12} varie entre -1 et $+1$ selon leur phase relative.

Pour une onde sinusoïdale plane ou sphérique, il y a rotation de phase dans l'espace (§§ 1.5.8 et 11). En conséquence, la superposition de telles ondes synchrones donne lieu à des maxima et minima de \tilde{p} dans l'espace : c'est un phénomène d'interférences.

1.8.16 Définition : sommation énergétique

La nullité de ρ_{mn} entraîne selon (1.190), (1.124) et (1.125)

$$I = I_1 + I_2 \quad \text{W/m}^2 \quad (1.191)$$

Il y a *sommation énergétique* lorsque l'intensité acoustique d'une superposition d'ondes est égale à la somme de leurs intensités. Cela implique que tous les ρ_{mn} soient nuls.

1.8.17 Définitions

Un *son harmonique* est constitué par la superposition d'*harmoniques*, sons purs dont les fréquences sont des multiples entiers de la fréquence d'un *son fondamental* ou *fondamental*. Tous les harmoniques ou le fondamental ne sont pas nécessairement présents : la fréquence du fondamental est le plus grand commun diviseur des fréquences des harmoniques. Généralement, on considère qu'un son harmonique est émis par une source de son unique.

Une *série harmonique de sons* est constituée de sons harmoniques dont les fondamentaux sont des multiples entiers du fondamental de plus basse fréquence. Une série harmonique implique au moins autant de sources de son qu'il comprend de sons harmoniques.

Un son inharmonique est constitué de la superposition de sons purs dont les fréquences ne définissent pas des intervalles entiers, quelle que soit la fréquence de référence considérée.

1.8.18 Propriétés

Soit un son harmonique constitué d'harmoniques de la forme

$$p_m(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \{ \underline{p}_m \exp(jm2\pi ft) \} \quad \text{Pa} \quad (1.192)$$

où m définit le rang de l'harmonique et f est la fréquence du fondamental. La partie réelle d'une somme étant la somme des parties réelles, on a

$$p(t) = \sqrt{2} \operatorname{Re} \left[\sum_{m=1}^i \underline{p}_m \exp(jm2\pi ft) \right] \quad \text{Pa} \quad (1.193)$$

où i est la valeur maximale de m avec \tilde{p}_m non nul. Pour p_m et p_n quelconques, avec $m \neq n$ et \tilde{p}_m et \tilde{p}_n non nuls, du fait de leur orthogonalité $\rho_{mn} = 0$, la moyenne étant calculée sur la période du fondamental: la sommation énergétique s'applique aux composantes d'un son harmonique en tout point de l'espace.

Dans (1.193), la somme peut s'étendre à l'infini puisque \tilde{p}_m est nul pour $m > i$. En introduisant la partie réelle selon (1.97), on retrouve la série de Fourier (1.131) à un facteur $\sqrt{2}$ près: les coefficients calculés selon (1.130) sont égaux aux demi-valeurs de crête, soit $1/\sqrt{2}$ fois les valeurs efficaces. On en déduit qu'un son harmonique est périodique de période égale à celle de son fondamental (sect. IV.7.4). Inversement, tout son périodique est harmonique, tous les harmoniques ou le fondamental n'étant pas nécessairement présents.

La sommation énergétique se vérifie également pour un son non périodique, considéré comme un périodique de période tendant vers l'infini, la série devenant la transformée ou intégrale de Fourier (§ VI.4.1.6). Dans ces conditions, la somme des intensités devient l'intégrale d'une densité spectrale d'intensité: on retrouve l'identité de Parseval (§ IV.7.3.29).

Soit une série harmonique constituée de deux sons harmoniques. Par définition, ces deux sons ont certainement des harmoniques communs, c'est-à-dire ayant mêmes fréquences et des valeurs efficaces non nulles. Soit 1p_m et 2p_m les pressions acoustiques d'une telle paire, où m est le rang défini par rapport au fondamental de la série. La valeur efficace de leur superposition est

$$\tilde{p}_m = \sqrt{{}^1\tilde{p}_m^2 + {}^2\tilde{p}_m^2 + 2^m \rho_{12} {}^1\tilde{p}_m {}^2\tilde{p}_m} \quad \text{Pa} \quad (1.194)$$

où ${}^m\rho_{12}$ est le coefficient de corrélation de 1p_m et 2p_m , valant $\cos^m \phi_{12}$ d'après (1.187). La série harmonique devient un son harmonique défini par les \tilde{p}_m selon (1.194) auxquels la sommation énergétique s'applique alors en tout point de l'espace.

1.8.19 Définition: battements

Soit un son inharmonique, constitué de deux sons purs de fréquences f_1 et $f_2 = f_1 + \Delta f$, avec $\Delta f < f_1$. Leur coefficient de corrélation est calculé comme au paragraphe 1.8.15, avec une phase fonction du temps: (1.186) s'écrit

$$p_2 = \underline{p}_1 (\tilde{p}_2 / \tilde{p}_1) \exp(j2\pi \Delta f t) \quad \text{Pa} \quad (1.195)$$

d'où après développements

$$\rho_{12} = \overline{(\cos 2\pi \Delta f t)} \quad 1 \quad (1.196)$$

Si la moyenne est calculée sur un temps τ_i égal à $1/\Delta f$, ρ_{12} est nul : on a sommation énergétique. Pour $\Delta f \ll f_1$, la différence de phase varie lentement. Si τ_i est plus petit que $1/\Delta f$, mais plus grand que $1/f_1$, ρ_{12} varie cosinusoidalement dans le temps : la valeur efficace \tilde{p} oscille à la fréquence Δf . Si $\tilde{p}_1 = \tilde{p}_2$, \tilde{p} varie entre $2\tilde{p}_1$ (+6 dB) et 0 ($-\infty$ dB). Lorsque $f_2 = mf_1 + \Delta f$, avec m entier et $\Delta f < f_1$, on observe le même phénomène. Pour un son inharmonique composé d'un plus grand nombre de composantes, on obtient des fluctuations multiples. Enfin, la superposition de deux sons harmoniques de fondamentaux inharmoniques donne également lieu à ce phénomène.

On appelle *battements* les fluctuations de valeur efficace dues à l'inharmonicité de deux ou plusieurs sons purs ou harmoniques.

1.8.20 Superposition d'ondes aléatoires

Si les ondes composantes sont aléatoires et statistiquement indépendantes, ρ_{mn} est nul et (1.182) s'écrit

$$\tilde{p} = \left(\sum_m \tilde{p}_m^2 \right)^{1/2} \quad \text{Pa} \quad (1.197)$$

en tout point de l'espace. La sommation énergétique est-elle valable ? Pour que cela soit le cas, il faut vérifier la validité de (1.123) pour un son aléatoire. Par définition, on ne dispose pas ou on ne veut pas de la description analytique d'une onde aléatoire. Cela n'exclut pas de la considérer comme constituée d'une somme finie ou infinie de composantes sinusoïdales : en conséquence (1.123) est applicable et la sommation énergétique valable.

L'indépendance statistique est très souvent vérifiée dans les problèmes de bruit impliquant plusieurs sources indépendantes.

1.8.21 Calculs de niveaux en sommation énergétique

En pratique, se pose le problème de calculer le niveau L_I ou L_p d'une superposition d'ondes à partir de leurs niveaux dans le cas d'une sommation énergétique. Soit deux ondes d'intensité I_1 et $I_2 < I_1$, et de niveaux L_1 et L_2 (dB). Le niveau L_t de l'intensité totale I_t est

$$L_t = 10 \lg [(I_0 \cdot 10^{L_1/10} + I_0 \cdot 10^{L_2/10})/I_0] \quad \text{dB} \quad (1.198)$$

Après développements, il prend la forme

$$L_t = L_1 + 10 \lg [1 + 10^{-(L_1 - L_2)/10}] = L_1 + \Delta L_+ \quad \text{dB} \quad (1.199)$$

où ΔL_+ ne dépend que de la différence entre L_1 et L_2 selon le premier graphique de la figure 1.11.

Le problème inverse, à savoir déterminer L_1 connaissant L_t et L_2 , se résout de manière identique. On trouve

$$L_1 = L_t + 10 \lg (1 - 10^{-(L_t - L_2)/10}) = L_t - \Delta L_- \quad \text{dB} \quad (1.200)$$

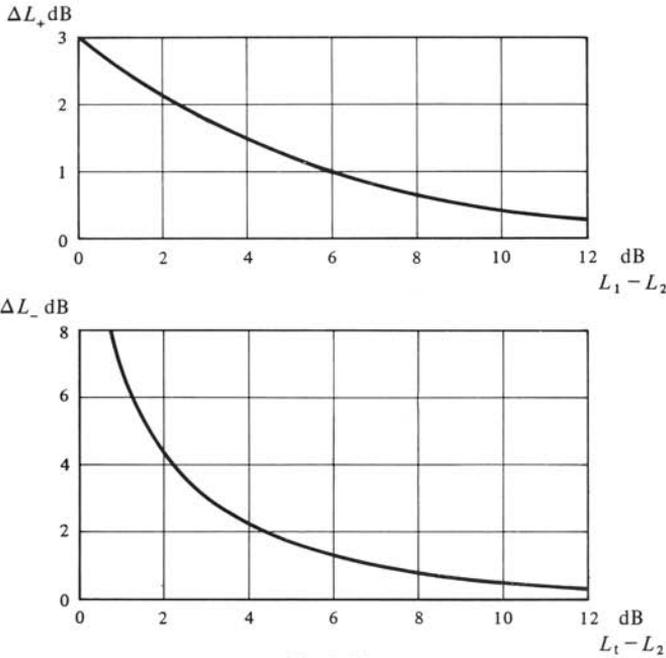


Fig. 1.11

Le second graphique de la figure 1.11 donne ΔL_- en fonction de la différence entre L_t et L_2 .

Pour n sons, on applique (1.199) successivement aux deux premiers, à leur combinaison et au troisième, etc. Si les n sons ont mêmes intensités

$$L_t = L_1 + 10 \lg n \quad \text{dB} \quad (1.201)$$

1.8.22 Analyse spectrale et analyseurs

La mesure d'une seule valeur globale \tilde{p} en fonction du temps ne caractérise de loin pas complètement un objet sonore. Il faut souvent recourir à l'*analyse spectrale* (chap. VI.12) consistant en une décomposition expérimentale d'un objet sonore en composantes, soit par filtrage soit par corrélation, à l'aide d'*analyseurs*.

Un *analyseur analogique* est soit un *spectromètre* comportant une batterie de filtres passe-bande en parallèle, soit à *balayage* lorsqu'il ne comprend qu'un seul filtre accordable continûment, ou par pas. Un spectromètre est le plus souvent à *bande relative constante* : les intervalles entre fréquences de coupure supérieures et inférieures de ses filtres sont constants. Ainsi sont les *filtres d'octave*, de *demi-octave* et *tiers d'octave*, dont les fréquences centrales suivent les fréquences normales. Leurs *fréquences de coupure supérieure et inférieure*, définies à demi puissance (-3 dB) sont respectivement à $\pm 1/2$, $\pm 1/4$ et $\pm 1/6$ d'octave des fréquences centrales. La figure 1.12 représente l'affaiblissement α typique (trait plein) d'un filtre passe-bande d'une octave; l'abscisse logarithmique est graduée en octaves par rapport à la fréquence centrale f_0 du filtre; les courbes en traitillé montrent les réponses des filtres contigus. Les spécifications de ces filtres sont norma-

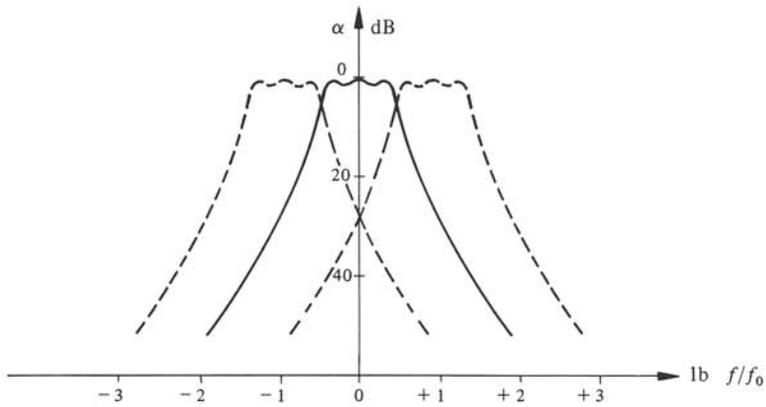


Fig. 1.12

lisées (CEI-225, ANSI S1.11-1966). Un *spectromètre* à fonctionnement *séquentiel* ne comporte qu'un seul détecteur, dont l'entrée est commutée séquentiellement en sortie de chaque filtre. Un *spectromètre parallèle* comporte autant de détecteurs que de filtres, dont les sorties sont alors visualisées simultanément, par exemple sur un écran à tube cathodique.

Les analyseurs à balayage sont à *bande constante* (une ou plusieurs largeurs de bande B fixes) ou à bande relative constante.

Un *analyseur numérique* met en œuvre, en matériel ou logiciel, soit un *filtrage numérique* (chap. XX.5) soit une *transformée de Fourier rapide* TFR (chap. XX.6). Le premier cas correspond à un spectromètre parallèle à bande relative constante (équivalence avec les filtres normalisés), le second à une batterie de filtres à bande constante. Les résultats sont pratiquement toujours visualisés sur un écran.

Un analyseur est *en temps réel* lorsque les résultats de l'analyse sur toute sa bande passante sont disponibles quasi immédiatement et simultanément, permettant ainsi de suivre l'évolution des composantes de l'objet sonore considéré. Ainsi, les spectromètres parallèles sont en temps réel. Dans le cas contraire, si l'objet sonore à analyser évolue rapidement, il doit être préalablement enregistré sur un support ad hoc (bande magnétique, tambour magnétique ou mémoire numérique incorporée à l'analyseur), l'analyse étant répétée autant de fois que nécessaire. Par exemple, c'est le cas du spectromètre séquentiel ou de l'analyseur à balayage. Un analyseur à *compression de temps* résulte de l'association d'un analyseur proprement dit, le plus souvent à balayage, et d'une mémoire généralement numérique, ayant un très grand rapport des vitesses de lecture et d'écriture, ce qui implique une dilatation correspondante des fréquences (§ IV.7.3.18).

Lorsque l'analyse spectrale est effectuée par autocorrélation, l'analyseur correspondant est constitué d'un *corrélateur* et d'un *transformateur de Fourier*. Un tel appareil permet la mesure d'autres grandeurs que les densités spectrales (par exemple fonctions d'auto- et d'intercorrélation, densités interspectrales, etc.).

1.8.23 Choix et réglages d'un analyseur

Le choix d'un analyseur dépend du phénomène à étudier, des conditions expérimentales et surtout de la finalité de la mesure. Très souvent, l'analyseur le plus évolué

n'est pas nécessairement le mieux adapté : la simplicité de l'instrumentation et de sa mise en œuvre est un critère important dans certaines situations. L'analyse à bande constante est souvent préférée pour les sons harmoniques. Dans les autres cas, l'analyse est le plus souvent à bande relative constante.

L'erreur relative de mesure ϵ est principalement déterminée par les largeurs de bande d'analyse B et les temps d'intégration τ_i des détecteurs. Dans les analyseurs séquentiels ou à balayage, les temps d'intégration τ_i doivent être comparés au temps de montée des filtres τ_m , les plus grands déterminant la vitesse d'analyse. Pour un filtre passe-bande, le temps de montée τ_m est inversement proportionnel à la bande passante B avec un facteur de proportionnalité voisin de l'unité (la valeur exacte dépend du facteur de forme des filtres).

Certains analyseurs effectuent la multiplication de l'objet sonore par une fenêtre temporelle dans le but par exemple de segmenter sans discontinuité brutale un non-stationnaire en une suite de stationnaires. Le filtrage correspondant modifie le spectre obtenu, en fonction de la forme de la fenêtre. C'est pourquoi, il est nécessaire de comparer les spectres obtenus sans et avec fenêtre. Par ailleurs, la largeur de bande analysée dépend de la longueur et de la forme de la fenêtre. On rencontre essentiellement les fenêtres : gaussienne, Hanning (en \cos^2), Hamming (Hanning sur un piédestal) (chap. VI.12 et XX.3). Le terme fenêtre rectangulaire spécifie l'absence de pondération.

1.8.24 Définitions : niveaux de bande et spectral

Sa résolution en fréquence étant finie, un analyseur ne mesure pas effectivement les densités spectrales, mais des puissances ou énergies dans des bandes de fréquences données. Par exemple, les sorties d'un spectromètre parallèle sont les valeurs efficaces des signaux en sortie des filtres le constituant. Le plus souvent, les indicateurs des analyseurs sont gradués en dB : l'indication est un *niveau de bande* L_b . La largeur de bande d'analyse correspondante doit être impérativement spécifiée. Ainsi, pour les analyseurs à bande relative constante, les niveaux de bande sont exprimés en dB par octave ou 1/3 d'octave ou autres, notés dB/(1 octave), dB/(1/3 d'octave) ou autres. Pour les analyseurs à bande constante, les niveaux de bande sont exprimés en dB par largeur de bande d'analyse B , noté dB/(B Hz).

Un *niveau spectral* L_s en dB/(1 Hz) serait celui indiqué en sortie d'un analyseur à B de 1 Hz. En pratique, connaissant L_b , on détermine une valeur moyenne de L_s dans B par

$$L_s = L_b - 10 \lg B \quad \text{dB/(1 Hz)} \quad (1.202)$$

Pour des filtres à bande relative constante, l'application de (1.202) nécessite le calcul préalable de leurs bandes passantes B en Hz. Les niveaux de bande L_b et spectral L_s sont des niveaux de pression L_p ou d'intensité L_I . En pratique, les indices b et s sont superflus, les unités spécifiant les largeurs de bande. Ainsi L_I en dB/(1 Hz) est un niveau spectral d'intensité acoustique et L_p en dB/(1 octave), un niveau de bande de pression acoustique.

1.8.25 Propriétés

Soit un son pur de fréquence f et de niveau L_p . En sortie d'un des filtres d'un spectromètre par exemple, il donne lieu à un niveau de bande L_b égal à L_p aux erreurs

de mesure près, quelle que soit la bande passante du filtre en question, pour autant que celle-ci contienne f . La mesure d'une densité spectrale n'a pas de sens pour un son pur.

L'analyse d'un objet sonore constitué uniquement de sons purs en nombre fini conduit à la même constatation dès que les largeurs de bande des filtres sont inférieures aux intervalles entre sons purs successifs. A l'opposé, des sons aléatoires ou très riches en composantes donnent lieu à des niveaux de bande L_b toujours décroissants lorsque la largeur de bande du ou des filtres utilisés décroît.

En pratique, ces propriétés sont utiles pour détecter des sons purs dans un son complexe, à condition de disposer d'un analyseur dont le ou les filtres sont à largeurs de bande commutables.

1.8.26 Définitions : spectres acoustiques

Les résultats d'une analyse spectrale sont le plus souvent représentés graphiquement sous forme d'un *spectre acoustique* unilatéral, donnant en fonction de la fréquence (en abscisse) les niveaux (en ordonnée) de bande L_b mesurés ou spectraux L_s déduits des premiers. Lorsque l'analyse est à bande relative constante, on utilise une échelle logarithmique de fréquence (graduée par exemple selon les fréquences normales), et une linéaire lorsqu'elle est à bande constante.

A titre d'exemple, les figures 1.13 et 1.14 donnent les spectres de la note la_2 d'un saxophone ténor, obtenus au moyen respectivement d'un spectromètre séquentiel en 1/1 octave puis en 1/3 d'octave et d'un analyseur à TFR (B équivalente de 12,5 Hz).

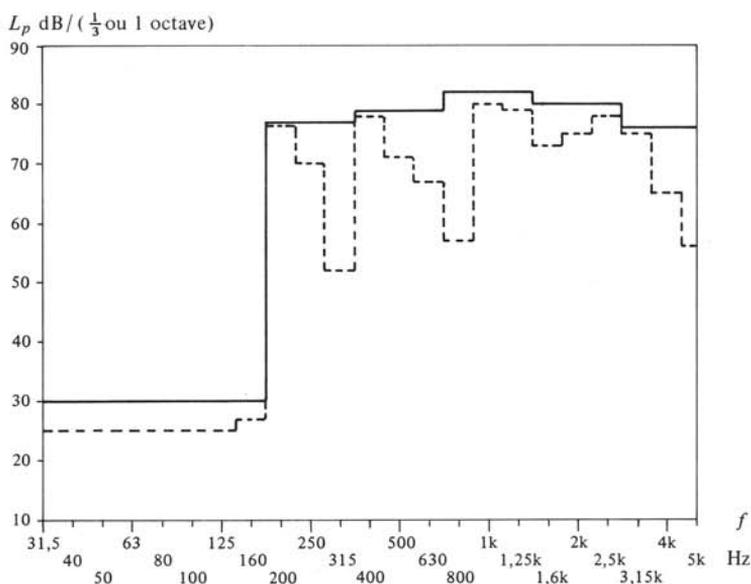


Fig. 1.13

1.8.27 Commentaires

Un objet sonore n'a pas nécessairement de caractéristique stable dans le temps. Aussi la donnée d'un seul spectre n'est-elle pas suffisante pour le décrire, en particulier

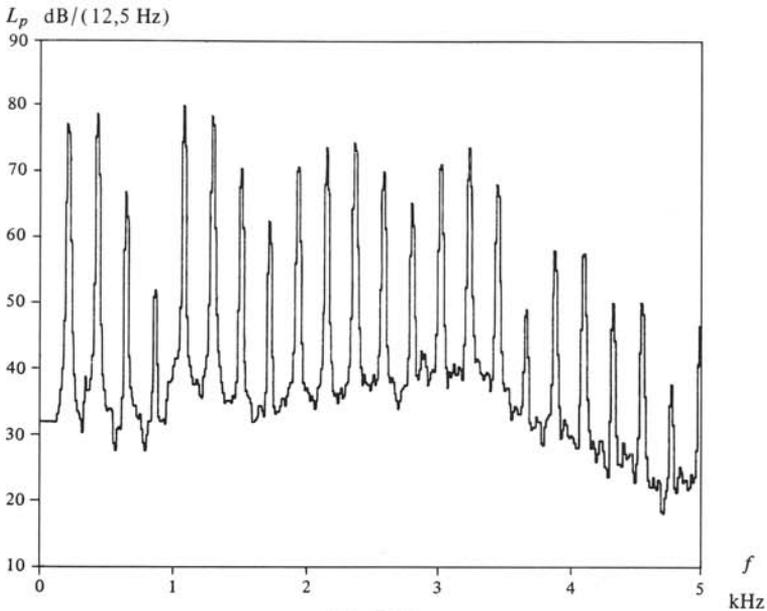


Fig. 1.14

lors de sa formation et de son extinction. Une description la plus générale possible est un diagramme tridimensionnel (niveau \times fréquence \times temps) consistant par exemple en une suite de spectres, obtenus par un analyseur parallèle et représentés en perspective ou axonométrie. Cette représentation explique le terme objet sonore utilisé pour un son complexe qui y apparaît bien comme un objet. En pratique, un diagramme tridimensionnel est malaisé à utiliser, d'où l'idée d'une représentation bidimensionnelle par projection de l'objet sonore, avec codage particulier de la troisième grandeur.

1.8.28 Définitions : sonogrammes et sonographes

Un *sonogramme* est une représentation d'un objet sonore dans le plan temps (abscisse), fréquence (ordonnée), les niveaux de bande étant codés par l'intensité d'une trace. Ce codage particulier ne permet de distinguer que relativement grossièrement les niveaux, l'œil ne discernant que huit à dix nuances de gris. Par contre, on y suit très bien l'évolution dans le temps des composantes. Dans certains cas, les niveaux sont représentés par des courbes équiniveaux (à l'instar d'une carte de géographie) mais l'évolution des composantes y est moins évidente. Un sonogramme est obtenu par un *sonographe* comprenant un analyseur à bande constante, le plus souvent à balayage et compression de temps, et un dispositif d'écriture ad hoc.

Le sonogramme est une excellente représentation d'un objet sonore, aussi complexe soit-il, car il met en évidence ses caractéristiques les plus importantes, tant physiques que perçues et correspond bien à l'« image mentale » suggérée par son audition. Cela explique l'importance et la très grande utilité du sonographe pour l'analyse de la parole, des sons musicaux, des cris et des sons des animaux et de manière générale, de tous les objets sonores en rapport avec l'audition.

1.8.29 Exemple

La figure 1.15 montre le schéma fonctionnel de principe du sonographe SANDRA conçu et réalisé au LEMA. Il est constitué de trois blocs fonctionnels : enregistreur numérique, analyseur hétérodyne et mémoire vidéo. Un moniteur TV visualise le sonogramme obtenu dont un copieur vidéo permet d'obtenir une copie papier. Pour la clarté du schéma, les signaux et organes de commande et de contrôle ne sont pas représentés. Le principe de SANDRA est une analyse à balayage et compression de temps. L'objet sonore est d'abord mémorisé dans l'enregistreur numérique. Puis en mode reproduction avec une vitesse réglable de 50 à 250 fois plus élevée qu'à l'enregistrement, il est filtré par l'analyseur hétérodyne comprenant des filtres à quartz. Un détecteur et un convertisseur linéaire-logarithmique fournissent une tension de sortie proportionnelle au niveau de bande du signal. A chaque lecture de l'enregistreur numérique, la fréquence de l'oscillateur local de l'analyseur est incrémentée d'un pas égal à la largeur de bande du filtre utilisé. Le sonogramme est ainsi obtenu ligne par ligne, chaque ligne étant mémorisée dans la mémoire vidéo au fur et à mesure de l'analyse. Le moniteur TV affiche en continu le contenu de la mémoire vidéo et l'on peut y suivre la construction du sonogramme. La durée d'analyse est de l'ordre de 5 à 20 secondes selon les conditions. Une liaison à un miniordinateur permet le traitement des sonogrammes.

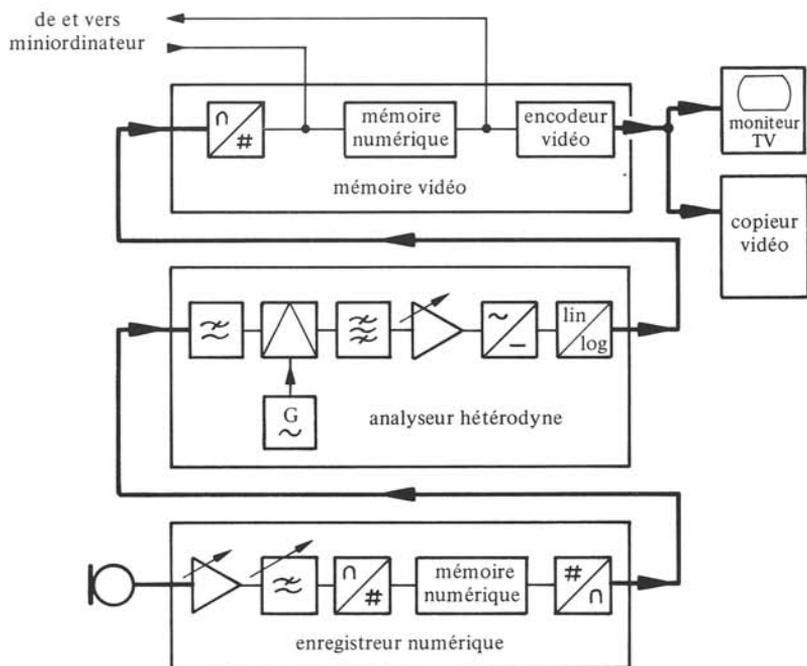


Fig. 1.15

La figure 1.16 montre le sonogramme de deux notes staccato d'un saxophone ténor : la première (la_2) est intonée bas puis infléchie vers le haut ; la seconde (mi_3) est dans un rapport de quinte avec la première.

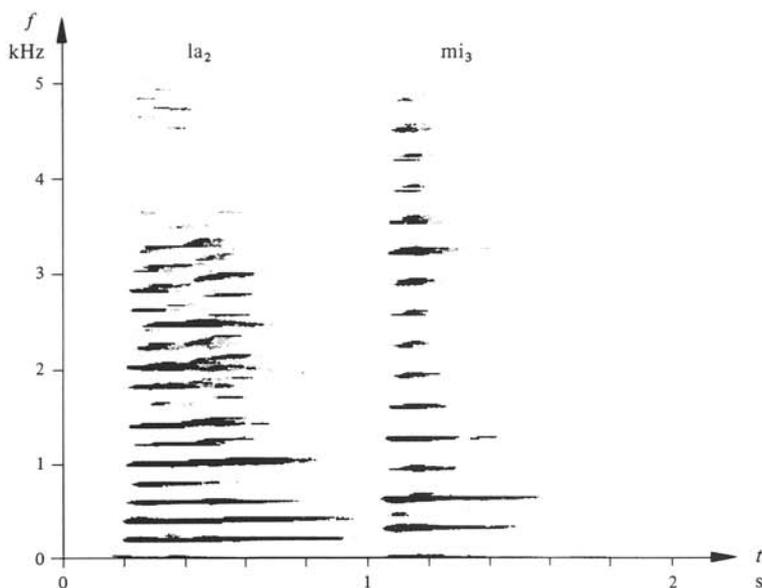


Fig. 1.16

1.8.30 Définitions: signaux de mesure

La mesure des propriétés de dispositifs électroacoustiques, transducteurs par exemple, implique que des excitations appropriées leur soient appliquées. Ce sont principalement des signaux sinusoïdaux ou périodiques à valeur moyenne nulle (onde rectangulaire par exemple) et des signaux aléatoires. Ces derniers sont :

- le *bruit blanc* de densité spectrale indépendante de la fréquence, au moins dans un domaine de fréquence recouvrant juste celui du dispositif mesuré ;
- le *bruit rose* de densité spectrale inversement proportionnelle à f , soit de niveau spectral L_s décroissant de 3 dB par octave;
- le *bruit rouge* de densité spectrale inversement proportionnelle à f^2 , soit de L_s décroissant de 6 dB par octave;
- des *bruits pondérés* résultant du filtrage d'un bruit blanc ou rose par des *filtres de pondération*, devant être impérativement spécifiés, par exemple pour simuler un programme musical (CEI 268-1C);
- des *bandes de bruit* de L_s constants dans des intervalles de fréquence donnés et nuls en dehors.

L'analyse d'un bruit blanc au moyen d'un spectromètre à bande relative constante, conduit selon la relation (1.202) à des niveaux de bande L_b croissants de 3 dB par octave. Il en résulte en pratique divers inconvénients intrinsèques au bruit blanc, en tant que signal de mesure (par exemple, nécessité de corriger des niveaux L_b mesurés, trop grande dynamique des signaux, etc.). C'est pour y pallier que le bruit rose a été introduit: la décroissance de son niveau spectral compense la croissance de la largeur de bande B de l'analyse à bande relative constante.

L'étude du comportement temporel d'un dispositif se fait à l'aide de *salves*, signaux de durée brève par rapport à un temps caractéristique du dispositif testé. Une *salve sinusoïdale* a une durée limitée à quelques périodes, en nombre entier ou non, les instants d'enclenchement et de déclenchement étant synchrones ou non. On utilise aussi des *impulsions unipolaires* très brèves, approximations d'impulsions de Dirac, permettant le relevé de la réponse impulsionnelle (sect. IV.2.2).

SOURCES DE SON

2.1 INTRODUCTION

2.1.1 Définitions

Un champ acoustique est nécessairement créé par une *source de son*, à l'origine de l'ébranlement du milieu s'y propageant sous forme d'onde. Dans ce chapitre, on développe les modèles de sources nécessaires à l'étude des transducteurs électroacoustiques émetteurs de son. Ces derniers comprennent une partie en mouvement appelée *système mobile*, corps rigide ou déformable, dont le rôle est d'entraîner les particules du milieu immédiatement voisines. Le rayonnement est conditionné par la surface du système mobile en contact avec le milieu, appelée pour cette raison *face parlante*.

2.1.2 Hypothèse fondamentale du rayonnement

L'expérience montre que dans leurs mouvements, face parlante et milieu restent en contact : il n'y a ni décollement ni tourbillons de fluide à leur interface. On en déduit l'égalité des composantes normales à la surface des grandeurs représentatives des mouvements de la face parlante et du fluide, en particulier des vitesses. Ainsi, en tout élément dS de la face parlante d'une source de son (fig. 2.1), on a la condition aux limites

$$\mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = v_n \quad \text{m/s} \quad (2.1)$$

avec \mathbf{n} normale-unité en dS , \mathbf{v}_0 vitesse de la source et \mathbf{v} vitesse acoustique.

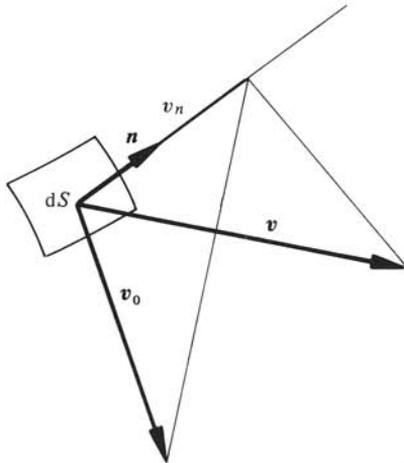


Fig. 2.1

Il y a possibilité de glissement du fluide sur la face parlante de la source et rien ne peut être dit des composantes tangentielles des vitesses. Le plus souvent, les forces de frottement du fluide sur la face parlante sont négligeables et les forces développées sont normales.

L'hypothèse fondamentale du rayonnement n'est valable que si les vitesses ne sont pas trop élevées. En pratique, elle est une très bonne approximation et sa validité est admise jusqu'aux plus hauts niveaux d'émission pour lesquels les effets des non-linéarités dans le milieu de propagation deviennent sensibles.

2.1.3 Définition : débit

Dans son mouvement la face parlante déplace un certain volume de fluide. Le *débit volumique* q ou simplement *débit* est le volume déplacé par unité de temps en m^3/s . Pour un élément dS de face parlante, on a

$$dq = v_n dS = \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{n} dS \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.2)$$

Pour une face parlante quelconque, le débit s'écrit de manière générale

$$q = \int_S v_n dS \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.3)$$

2.1.4 Définition : directivité

La puissance acoustique rayonnée par une source n'est généralement pas répartie de manière uniforme dans toutes les directions de l'espace : cette propriété est la *directivité*. Une source est *omnidirectionnelle* lorsqu'elle n'est pas ou faiblement directive (rayonnement dans 4π sr), *directionnelle* lorsque sa directivité est importante, *unidirectionnelle* lorsque le rayonnement s'effectue principalement dans une seule direction et jusqu'à un demi-espace (2π sr) et *bidirectionnelle*, lorsque le rayonnement a principalement lieu dans deux directions opposées.

2.2 SOURCES THÉORIQUES

2.2.1 Définition : sphère pulsante

La *sphère pulsante* est une sphère dont le volume varie dans le temps, sa déformation étant une succession de petites contractions et dilatations : sa surface est donc animée d'un petit mouvement radial de même amplitude en tout point. A chaque contraction, elle cède un certain volume au fluide environnant, inversement elle lui en prend à chaque dilatation : il y a donc pulsion de fluide d'où le nom de sphère pulsante.

La face parlante est la surface de la sphère. Dans l'hypothèse de petits mouvements, le débit vaut

$$q(t) = S v_r(t) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.4)$$

où S est la surface $4\pi a^2$ de la sphère de rayon a au repos et $v_r(t)$, la vitesse radiale de la surface de la sphère.

2.2.2 Champ de la sphère pulsante

La symétrie sphérique de la sphère pulsante implique celle du rayonnement : elle est omnidirectionnelle et est source d'ondes sphériques. En régime sinusoïdal, les formes générales de la pression \underline{p} et de la vitesse \underline{v} acoustiques sont données par (1.115) et (1.116) où $\underline{\Phi}_1$ est déterminé par l'hypothèse fondamentale du rayonnement, laquelle s'écrit avec \underline{q} selon (2.4)

$$\underline{v}(a) = \underline{q}/4\pi a^2 \quad \text{m/s} \quad (2.5)$$

En écrivant (1.116) en $r = a$, on trouve

$$\underline{\Phi}_1 = (\underline{q}/4\pi)(ka - j)^{-1} \exp(+jka) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (2.6)$$

En introduisant ce résultat dans (1.115) avec $k = \omega/c$ et $Z_c = \rho c$, il vient

$$\underline{p}(r) = Z_c k \underline{q} \exp[-jk(r-a)]/4\pi r(ka-j) \quad \text{Pa} \quad (2.7)$$

La vitesse $\underline{v}(r)$ s'obtient de la même manière. L'intensité acoustique, calculée selon (1.125), est

$$I(r) = \tilde{p}^2/Z_c = Z_c k^2 \tilde{q}^2/16\pi^2 r^2 [(ka)^2 + 1] \quad \text{W/m}^2 \quad (2.8)$$

Il est évident que (2.7) et (2.8) n'ont de sens que pour $r \geq a$, c'est-à-dire à l'extérieur de la sphère pulsante. Si celle-ci n'est pas à l'origine des coordonnées, on introduit dans (2.7) et (2.8)

$$r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0| = [(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2]^{1/2} \quad \text{m} \quad (2.9)$$

où \mathbf{r}_1 est le rayon-vecteur du point du champ (x_1, y_1, z_1) et \mathbf{r}_0 , celui de la position de la source (x_0, y_0, z_0) .

La puissance acoustique rayonnée P_a s'obtient en calculant, selon (1.70), la puissance traversant une surface fermée quelconque entourant la sphère pulsante. Soit une sphère de rayon $r > a$ concentrique à la sphère pulsante. L'intensité acoustique I selon (2.8) y est constante. La propagation étant de plus radiale, (1.70) se réduit à (1.71) avec β nul et on a

$$P_a = 4\pi r^2 I(r) = Z_c k^2 \tilde{q}^2/4\pi [(ka)^2 + 1] \quad \text{W} \quad (2.10)$$

2.2.3 Définitions : impédances de rayonnement

Pour communiquer un mouvement au milieu, une source doit vaincre des forces de réaction du milieu. Ces forces se calculent en intégrant la pression acoustique sur la face parlante. Dans le cas simple de la sphère pulsante, la pression produite $\underline{p}(r)$ est proportionnelle au débit \underline{q} , d'où l'idée d'introduire une *impédance acoustique de rayonnement*, quotient de la pression acoustique $\underline{p}(a)$ à la surface de la sphère pulsante (en $r = a$) par le débit \underline{q} . A partir de (2.7) on trouve

$$\underline{Z}_{ar} = \underline{p}(a)/\underline{q} = Z_c k/4\pi a(ka-j) \quad \Omega_a \quad (2.11)$$

L'unité de \underline{Z}_{ar} est l'*ohm acoustique* Ω_a , de dimensions Ns/m^5 ou $\text{Pa} \cdot \text{s/m}^3$.

La force totale exercée par le milieu sur la sphère pulsante est

$$\underline{F} = S \underline{p}(a) = 4\pi a^2 \underline{p}(a) \quad \text{N} \quad (2.12)$$

En tenant compte de (2.4) et (2.12), (2.11) s'écrit

$$\underline{Z}_{\text{ar}} = \underline{F}/v_r S^2 = \underline{Z}_{\text{mr}}/S^2 \quad \Omega_a \quad (2.13)$$

où $\underline{Z}_{\text{mr}}$ est l'impédance mécanique de rayonnement, quotient de la force de rayonnement par la vitesse radiale en surface de la sphère pulsante. Son unité est l'ohm mécanique Ω_m , de dimensions Ns/m.

Les parties réelle et imaginaire de $\underline{Z}_{\text{ar}}$ ($\underline{Z}_{\text{mr}}$) sont appelées *résistance* et *réactance acoustiques (mécaniques) de rayonnement* notées R_{ar} et X_{ar} (R_{mr} et X_{mr}).

Les impédances acoustique et mécanique de rayonnement expriment le même concept et l'on peut se demander s'il est vraiment nécessaire de les définir toutes deux. En fait, selon les problèmes, l'une ou l'autre sera utilisée : $\underline{Z}_{\text{ar}}$ pour les questions relatives au rayonnement, $\underline{Z}_{\text{mr}}$ pour celles relatives au fonctionnement de la source elle-même. En effet, une source de son est un dispositif mécanique, par exemple un corps déformable ou oscillant, mis en mouvement à l'aide d'un moteur : l'étude d'une source implique nécessairement la connaissance de grandeurs mécaniques (forces, vitesses, etc.).

2.2.4 Propriétés

La comparaison des définitions (2.11) et (1.103) conduit à

$$\underline{Z}_{\text{ar}} = \underline{Z}_S(a)/S = \underline{Z}_{\text{mr}}/S^2 \quad \Omega_a \quad (2.14)$$

où $\underline{Z}_S(a)$ est l'impédance spécifique d'une onde sphérique (1.118) calculée en $r = a$. On en déduit que $\underline{Z}_{\text{ar}}$ et $\underline{Z}_{\text{mr}}$ varient avec ka comme \underline{Z}_S avec kr (fig. 1.4). Il est utile d'étudier comment varient leurs parties réelles et imaginaires. Pour cela est introduite l'impédance réduite

$$\underline{z}_r = \underline{Z}_S(a)/Z_c = \underline{Z}_{\text{ar}} S/Z_c = \underline{Z}_{\text{mr}}/Z_c S \quad 1 \quad (2.15)$$

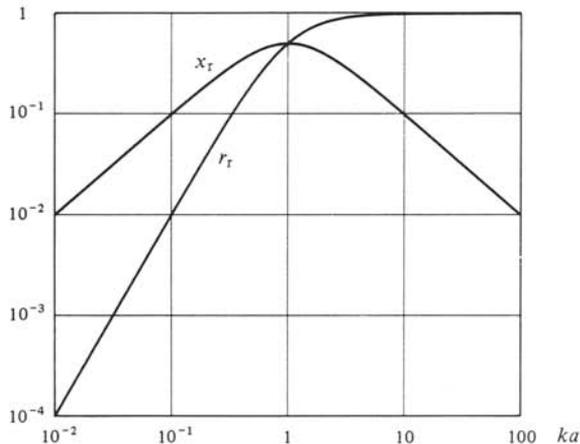


Fig. 2.2

La figure 2.2 représente en fonction de ka les valeurs

$$r_r = \operatorname{Re}(\underline{z}_r) = (ka)^2 / [1 + (ka)^2] \quad 1 \quad (2.16)$$

$$x_r = \operatorname{Im}(\underline{z}_r) = ka / [1 + (ka)^2] \quad 1 \quad (2.17)$$

On observe que pour $ka < 1$, soit lorsque la circonférence de la sphère pulsante est plus petite que la longueur d'onde λ , $r_r \cong (ka)^2$ et $x_r \cong (ka)$, donc $r_r < x_r$. Pour $ka > 1$, soit lorsque la circonférence est plus grande que λ , $r_r \cong 1$ et $x_r \cong (ka)^{-1}$, donc $r_r > x_r$.

2.2.5 Définition : masse de rayonnement

Pour $ka < 1$, X_{mr} vaut environ

$$X_{mr} = x_r Z_c S \cong ka Z_c 4\pi a^2 \quad \Omega_m \quad (2.18)$$

Avec $k = \omega/c$ et $Z_c = \rho c$, et en introduisant le volume au repos de la sphère pulsante V puis la masse du fluide déplacé m au sens d'Archimède

$$X_{mr} \cong 3\omega\rho V = 3\omega m = \omega m_r \quad \Omega_m \quad (2.19)$$

Tout se passe comme si la sphère pulsante entraînait dans son mouvement une *masse de rayonnement* m_r égale à trois fois la masse m de fluide déplacé : de l'énergie cinétique est emmagasinée dans le fluide. Cette énergie ne contribue pas au rayonnement acoustique : elle est associée à la composante de la vitesse acoustique en quadrature avec la pression acoustique (§ 1.5.11), décroissant en r^{-2} , et ne contribuant pas à l'intensité acoustique produite (§ 1.5.13).

2.2.6 Propriétés

Selon (2.15) et (2.16) la résistance acoustique de rayonnement de la sphère pulsante vaut

$$R_{ar} = r_r Z_c / S = Z_c k^2 / 4\pi [(ka)^2 + 1] \quad \Omega_a \quad (2.20)$$

La comparaison avec (2.10) conduit à

$$P_a = R_{ar} \tilde{q}^2 \quad W \quad (2.21)$$

De même, (2.4) et (2.13) conduisent à

$$P_a = R_{mr} \tilde{v}_r^2 \quad W \quad (2.22)$$

Ainsi, la puissance rayonnée est proportionnelle à la résistance de rayonnement. Cette propriété est fondamentale et très utilisée par la suite, car s'appliquant à tous les transducteurs d'émission.

On montre de la même façon que la sphère pulsante échange avec le milieu une puissance cinétique ne contribuant pas au rayonnement valant

$$P_c = X_{ar} \tilde{q}^2 = X_{mr} \tilde{v}_r^2 \quad W \quad (2.23)$$

2.2.7 Définitions

La puissance P_a est celle effectivement rayonnée par la source, en valeur moyenne. La puissance P_c est l'amplitude de celle correspondant à l'échange d'énergie cinétique

entre la source et le milieu. Par analogie avec les circuits électriques (sect. I.8.5), P_a est une *puissance active*, P_c une *réactive*, et la *puissance apparente* de la source est

$$P' = Z_{mr} \cdot \tilde{v}_r^2 = Z_{ar} \cdot \tilde{q}^2 = (P_a^2 + P_c^2)^{1/2} \quad \text{W} \quad (2.24)$$

Comme pour les équipements électriques, la puissance apparente permet d'évaluer l'importance d'une source. En particulier le rapport de P_a à P' , appelé *rendement de rayonnement* η_r , explicite l'aptitude d'une source à rayonner.

2.2.8 Définition : monopôle

Le *monopôle* est une sphère pulsante toujours petite par rapport à la longueur d'onde émise λ : $ka \ll 1$. Dans ces conditions, $\exp(+jka) \cong 1$ et $(ka - j) \cong -j$ et les relations de la sphère pulsante se simplifient. En particulier la pression acoustique notée \underline{p}_m vaut

$$\underline{p}_m = jZ_c kq \exp(-jkr)/4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.25)$$

2.2.9 Définition : sphère vibrante

La *sphère vibrante* est une sphère déformable dont la surface est animée d'un petit mouvement radial défini par la vitesse $\underline{v}_r(\theta, \phi)$. La sphère pulsante en est un cas particulier à symétrie sphérique.

La sphère vibrante ne présentant en général pas de symétrie, l'onde rayonnée n'est pas sphérique et le calcul du champ doit se faire à partir de la forme générale des solutions de l'équation de d'Alembert en coordonnées sphériques : (1.30) est écrite dans de telles coordonnées en tenant compte de ce que les dérivées par rapport à θ et ϕ ne sont pas identiquement nulles, comme admis au § 1.4.9. Dans ce qui suit, sont seuls exposés le principe du calcul du champ rayonné et les résultats fondamentaux au point de vue du comportement des sources de son. Le lecteur intéressé trouvera les développements complets dans [1, 2, 3, 9]. Pour alléger les calculs, on se place dans le cas d'une symétrie de révolution : la vitesse $\underline{v}_r(\theta)$ ne dépend que de θ . Cela se justifie par le fait que la plupart des sources présente une telle symétrie et parce que les simplifications résultantes n'altèrent pas la généralité des résultats.

2.2.10 Forme générale de la pression acoustique

On montre que la pression acoustique est décrite par une série de la forme

$$\underline{p}(r, \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \underline{\alpha}_m \mathcal{P}_m(\cos\theta) \mathcal{h}_m^{(2)}(kr) \quad \text{Pa} \quad (2.26)$$

avec $\mathcal{P}_m(\cos\theta)$, polynôme de Legendre du m -ième ordre, $\mathcal{h}_m^{(2)}$ seconde fonction de Hankel sphérique du m -ième ordre et $\underline{\alpha}_m$ coefficient à déterminer en fonction des conditions aux limites. Les polynômes $\mathcal{P}_m(\cos\theta)$ indiquent une dépendance de \underline{p} en θ , les fonctions $\mathcal{h}_m^{(2)}(kr)$ une radiale. La dépendance en θ correspond à une directivité : on doit s'attendre à ce que la sphère vibrante ne rayonne pas de la même manière dans toutes les directions de l'espace.

2.2.11 Propriétés

Les polynômes de Legendre $\mathcal{P}_m(\eta)$, avec η compris entre -1 et $+1$, constituent un système de fonctions orthogonales. Une grandeur quelconque $\underline{\Upsilon}$, fonction de η , s'exprime sous la forme

$$\underline{\Upsilon}(\eta) = \sum_{m=0}^{\infty} \underline{v}_m \mathcal{P}_m(\eta) \quad (2.27)$$

les coefficients \underline{v}_m étant donnés par

$$\underline{v}_m = (m + \frac{1}{2}) \int_{-1}^{+1} \underline{\Upsilon}(\eta) \mathcal{P}_m(\eta) d\eta \quad (2.28)$$

Dans les problèmes sphériques, on pose $\eta = \cos\theta$ et $d\eta = -\sin\theta d\theta$. Les premiers \mathcal{P}_m sont

$$\mathcal{P}_0(\cos\theta) = 1 \quad (2.29)$$

$$\mathcal{P}_1(\cos\theta) = \cos\theta \quad (2.30)$$

$$\mathcal{P}_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1) \quad (2.31)$$

$$\mathcal{P}_3(\cos\theta) = \frac{1}{2}(5\cos^3\theta - 3\cos\theta) \quad (2.32)$$

Les fonctions de Hankel sphériques sont aussi appelées fonctions de Bessel de troisième espèce. En fonction de la variable kr , les premières $h_m^{(2)}$ sont

$$h_0^{(2)}(kr) = j \exp(-jkr)/kr \quad 1 \quad (2.33)$$

$$h_1^{(2)}(kr) = -\exp(-jkr) [1 + (jkr)^{-1}]/kr \quad 1 \quad (2.34)$$

$$h_2^{(2)}(kr) = -j \exp(-jkr) [1 + 3(jkr)^{-1} + 3(jkr)^{-2}]/kr \quad 1 \quad (2.35)$$

Une présentation complète des polynômes de Legendre et des fonctions de Bessel est faite dans [4] et [5].

2.2.12 Description

Trouver la pression acoustique $\underline{p}(r, \theta)$ produite par une sphère vibrant à la vitesse $\underline{v}_r(\theta)$ revient à déterminer les constantes $\underline{\alpha}_m$ de la relation (2.26) à partir de l'hypothèse (2.1) s'écrivant

$$\underline{v}_r(\theta) = \underline{v}(a) \cdot \underline{e}_r \quad \text{m/s} \quad (2.36)$$

avec $\underline{v}(a)$, vitesse acoustique en surface de la sphère. Cette vitesse s'obtient par (1.14) et vaut

$$\underline{v}_r(\theta) = j \nabla \underline{p}(a) \cdot \underline{e}_r / kZ_c \quad \text{m/s} \quad (2.37)$$

En coordonnées sphériques, le gradient est

$$\nabla \underline{p} = \underline{e}_r \partial_r \underline{p} + \underline{e}_\theta r^{-1} \partial_\theta \underline{p} + \underline{e}_\phi (r \sin\phi)^{-1} \partial_\phi \underline{p} \quad \text{Pa/m} \quad (2.38)$$

ce qui conduit à l'expression, calculée en $r = a$

$$\underline{v}_r(\theta) = [j \partial_r \underline{p} / kZ_c]_{r=a} \quad \text{m/s} \quad (2.39)$$

Comme $\underline{p}(r)$ est une série de \mathcal{P}_m , on exprime également $\underline{v}_r(\theta)$ sous une telle forme selon (2.27)

$$\underline{v}_r(\theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \underline{v}_{rm} \mathcal{P}_m(\cos\theta) \quad \text{m/s} \quad (2.40)$$

les \underline{v}_{rm} étant calculés selon (2.28) avec $\eta = \cos\theta$. De (2.26) et (2.39) on déduit

$$\underline{v}_{rm} = j\alpha_m [\partial_r \mathcal{L}_m^{(2)}(kr)]_{r=a}/Z_c k \quad \text{m/s} \quad (2.41)$$

d'où les α_m cherchés et $\underline{p}(r, \theta)$ selon (2.26).

2.2.13 Champ à grande distance

Dans $\underline{p}(r, \theta)$ selon (2.26), il est toujours possible de regrouper les termes en $(kr)^{-1}$, $(kr)^{-2}$, ..., $(kr)^{-(m+1)}$, ..., les fonctions $\mathcal{L}_m^{(2)}$ étant composées de tels termes. De même, on peut mettre en évidence le facteur $\exp(-jkr)$. Pour $kr \gg 1$, les termes en $(kr)^{-1}$ sont plus grands que les autres que l'on néglige. Ainsi à grande distance, on a la même dépendance radiale que pour la sphère pulsante

$$\underline{p}(r, \theta) \sim (kr)^{-1} \exp(-jkr) \quad \text{Pa} \quad (2.42)$$

La vitesse acoustique $\underline{v}(r, \theta)$ est donnée par (1.14) où intervient le gradient de \underline{p} selon (2.38). Dans (2.26), le terme $m = 0$ s'écrit

$$\underline{p}_0 = \alpha_0 \mathcal{P}_0 \mathcal{L}_0^{(2)}(kr) = \alpha_0 j \exp(-jkr)/kr \quad \text{Pa} \quad (2.43)$$

La composante radiale $\partial_r \underline{p}$ du gradient de \underline{p} , donc celle \underline{v} de $\underline{v}(r, \theta)$, comprend au moins un terme en $(kr)^{-1}$ pour autant que α_0 soit non nul, soit selon (2.41) si \underline{v}_{r0} l'est. Dans (2.26), tous les termes avec $m \neq 0$ sont fonctions de θ . La composante selon \underline{e}_θ du gradient de \underline{p} , valant $r^{-1} \partial_\theta \underline{p}$, donc celle $\underline{v}_\theta(r, \theta)$ de $\underline{v}(r, \theta)$, peut comporter des termes en $(kr)^{-2}$, mais aucun en $(kr)^{-1}$. Par conséquent à grande distance ($kr \gg 1$) et si \underline{v}_{r0} est non nul, la vitesse acoustique $\underline{v}(r, \theta)$ est quasi radiale, sa composante selon \underline{e}_r étant supérieure d'un ordre de grandeur à celle selon \underline{e}_θ . En tenant compte de (2.42), \underline{v} s'écrit

$$\underline{v} \cong \underline{v}_r = j\partial_r \underline{p}/kZ_c \cong \underline{p}/Z_c \quad \text{m/s} \quad (2.44)$$

On retrouve une propriété établie pour une onde sphérique (§ 1.4.11) : à grande distance, on a localement une structure d'onde plane progressive.

Lorsque \underline{v}_{r0} est nulle, α_0 l'est également et la discussion est beaucoup plus complexe. Pour l'illustrer, on considère le cas où \underline{v}_{r1} est non nulle. Le terme correspondant est

$$\begin{aligned} \underline{p}_1(r, \theta) &= \alpha_1 \mathcal{P}_1 \mathcal{L}_1^{(2)}(kr) \\ &= \alpha_1 \cos\theta \cdot [-\exp(-jkr) \{1 + (jkr)^{-1}\} (kr)^{-1}] \\ &\quad \text{Pa} \end{aligned} \quad (2.45)$$

L'examen de cette relation montre qu'elle donne lieu à des termes pour les composantes de $\underline{v}(r, \theta)$ selon \underline{e}_r et \underline{e}_θ , le premier en $(kr)^{-1} \cos\theta$, le second en $(kr)^{-2} \sin\theta$. On en déduit que le champ à grande distance est radial si $|\theta| \neq \frac{\pi}{2}$. Par contre on ne peut

rien dire pour $|\theta| = \frac{\pi}{2}$: les α_m avec $m = 1$ doivent être considérés. Si seul α_1 est non nul, alors pour $|\theta| = \frac{\pi}{2}$ la pression acoustique \underline{p} selon (2.45) est nulle et la vitesse \underline{v} n'a pas de composante radiale.

2.2.14 Directivité

Lors du regroupement des termes en $(kr)^{-1}$ de la série (2.26), le premier à considérer est celui avec $m = 0$ à condition que α_0 soit non nul. Si c'est le cas, il est toujours possible de mettre encore en évidence le terme $Z_c k \underline{v}_{r0}$, auquel α_0 est proportionnel selon (2.41) et (2.42) devient

$$\underline{p}(r, \theta) \sim Z_c \underline{v}_{r0} \exp(-jkr)/r \quad \text{Pa} \quad (2.46)$$

Le facteur de proportionnalité ne dépend pas de r puisque à grande distance \underline{p} ne varie qu'en r^{-1} . Par contre il dépend certainement de θ par l'intermédiaire des polynômes $\mathcal{P}_m(\cos\theta)$. Ainsi ce facteur explicite la directivité de la sphère vibrante. Il est intéressant d'introduire une directivité $\underline{D}(\theta)$ telle que

$$\underline{p}(r, \theta) = \underline{D}(\theta) \cdot \underline{p}_{m0} \quad \text{Pa} \quad (2.47)$$

où \underline{p}_{m0} est la pression acoustique selon (2.25) d'un monopôle de débit $4\pi a^2 \underline{v}_{r0}$, m^3/s . $\underline{D}(\theta)$ se déduit de (2.26) par mises en évidence de facteurs ad hoc dans les termes en $(kr)^{-1}$, seuls à considérer pour $kr \gg 1$.

Le champ à grande distance étant radial et en tenant compte de (2.44), l'intensité acoustique I se calcule comme pour l'onde sphérique (§ 1.5.13)

$$I \cong \tilde{p}^2/Z_c = D^2(\theta) I_{m0} \quad \text{W/m}^2 \quad (2.48)$$

où I_{m0} est l'intensité acoustique d'un monopôle de débit $4\pi a^2 \underline{v}_{r0}$. La puissance acoustique rayonnée se trouve comme pour la sphère pulsante (§ 2.2.2) en intégrant I sur une sphère de même centre que la sphère vibrante et de rayon $r \gg k^{-1}$.

2.2.15 Commentaires

Les propriétés du champ de la sphère vibrante à grande distance sont remarquables: à la directivité près, elles sont les mêmes que celles du champ d'une sphère pulsante. Tout se passe comme si l'on avait affaire à une onde sphérique, l'amplitude des grandeurs acoustiques étant pondérée par la directivité $D(\theta)$ ou son carré.

Au contraire, le champ à petite distance est d'une grande complexité: la vitesse acoustique \underline{v} n'y est pas radiale, ses composantes ne sont pas en phase avec la pression acoustique \underline{p} , et l'amortissement géométrique n'est pas en $1/r$, les termes d'ordre plus élevé étant prépondérants.

2.2.16 Propriétés

Les propriétés du champ à grande distance ont été vérifiées en admettant \underline{v}_{r0} non nulle. Que représente \underline{v}_{r0} ? D'après (2.28)

$$\underline{v}_{r0} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \underline{v}_r(\theta) \sin\theta d\theta \quad \text{m/s} \quad (2.49)$$

On va montrer que \underline{v}_{r0} est la moyenne de $\underline{v}_r(\theta)$ sur la surface de la sphère. Par définition cette moyenne vaut

$$S^{-1} \int_S \underline{v}_r(\theta) dS \quad \text{m/s} \quad (2.50)$$

où S est la surface de la sphère vibrante, de rayon au repos a , et où dS vaut $a^2 \sin\theta d\phi d\theta$. Du fait de la symétrie axiale, (2.50) devient

$$(4\pi a^2)^{-1} \cdot 2\pi a^2 \int_0^\pi \underline{v}_r(\theta) \sin\theta d\theta \quad \text{m/s} \quad (2.51)$$

qui est bien (2.49). Si \underline{v}_{r0} est non nulle, cela signifie que le volume de la sphère vibrante varie, autrement dit qu'elle a un débit non nul.

2.2.17 Propriétés

Le calcul de la directivité $\underline{D}(\theta)$ selon (2.47) fait intervenir les $\underline{\alpha}_m$ définis par (2.41): elle dépend donc du produit ka . Pour $ka \ll 1$ et $\underline{v}_{r0} \neq 0$, on montre qu'une sphère vibrante de circonférence plus petite que λ est omnidirectionnelle et $\underline{p}(r, \theta) \cong \underline{p}_m$ (pour $kr \gg 1$). En admettant que la série (2.40) de \underline{v}_r est limitée à M termes, on montre que pour $ka \gg M$

$$\underline{D}(\theta) \cong \underline{v}_r(\theta) \exp(-jka) / jka \underline{v}_{r0} \quad 1 \quad (2.52)$$

La pression acoustique s'écrit

$$\underline{p}(r, \theta) \cong Z_c \underline{v}_r(\theta) a \exp[-jk(r-a)] / r \quad \text{Pa} \quad (2.53)$$

Ainsi, lorsque la sphère vibrante est plus grande que $M\lambda$, la pression dans la direction θ ne dépend que de $\underline{v}_r(\theta)$. Tout se passe comme si chaque élément de surface de la sphère rayonnait radialement, déterminant seul le rayonnement dans cette direction indépendamment des autres éléments.

2.2.18 Définition: doublet

Un *doublet* est une source constituée de deux sphères pulsantes identiques 1 et 2 à distance d , mais dont les débits, en régime sinusoïdal synchrone, sont en opposition de phase (fig. 2.3).

2.2.19 Champ du doublet

Le principe de superposition (§ 1.4.2) permet d'exprimer la pression acoustique d'un doublet \underline{p} comme la somme $\underline{p}_1 + \underline{p}_2$ des pressions acoustiques de chacune des sphères pulsantes. Le doublet présente une symétrie axiale: \underline{p} ne dépend pas de ϕ . Dans son plan médian tel que $r_1 = r_2$, r_1 et r_2 étant les distances à chacune des sphères, \underline{p} est nulle: en effet \underline{p}_1 et \underline{p}_2 y sont égales en module et en opposition de phase, les débits l'étant. En dehors de ce plan, \underline{p} est non nulle selon la différence de r_1 à r_2 . Le plan médian est un plan de symétrie du rayonnement à l'opposition de phase près.

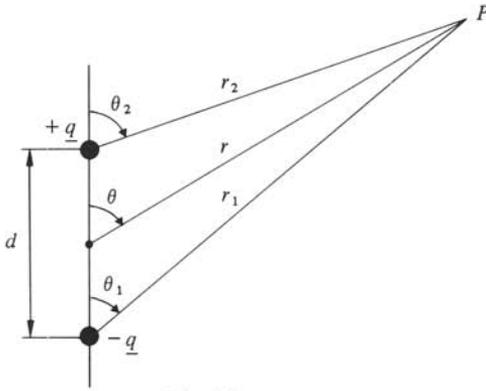


Fig. 2.3

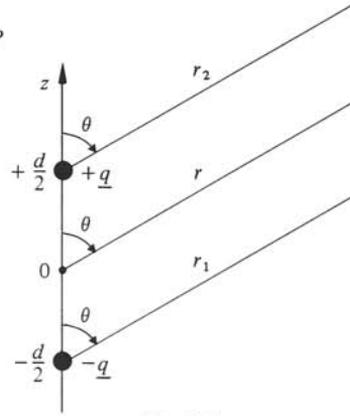


Fig. 2.4

On se propose de calculer $\underline{p}(r, \theta)$, où r et θ caractérisent le point du champ par rapport au centre de symétrie du doublet 0. Lors du calcul on substitue à r_1 et r_2 , dans \underline{p}_1 et \underline{p}_2 selon (2.7), leurs valeurs en fonction de r , θ et d . On s'intéresse au champ loin de la source et $r \gg d$ ce qui conduit, selon la figure 2.4, aux approximations $\theta_1 \cong \theta_2 \cong \theta$ et

$$r_1 \cong r + \frac{1}{2} d \cos \theta \cong r \quad \text{m} \quad (2.54)$$

$$r_2 \cong r - \frac{1}{2} d \cos \theta \cong r \quad \text{m} \quad (2.55)$$

Assez loin de la source, $\tilde{p}_1 \cong \tilde{p}_2$ et \underline{p} n'est non nulle que grâce à la différence des rotations de phase de propagation de \underline{p}_1 et \underline{p}_2 . Aussi, dans \underline{p}_1 selon (2.7) remplace-t-on r_1 par le deuxième membre de (2.54) dans l'exponentielle, et par r au dénominateur

$$\begin{aligned} \underline{p}_1 = & -Z_c k \underline{q} \exp[-jk(r_1 - a)] / 4\pi r_1 (ka - j) \cong \\ & -Z_c k \underline{q} \exp[-jk(r + \frac{1}{2} d \cos \theta - a)] / 4\pi r (ka - j) \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (2.56)$$

Dans la somme de \underline{p}_1 selon (2.56) et de \underline{p}_2 selon la relation similaire, une mise en évidence de termes est possible et

$$\begin{aligned} \underline{p} \cong & [Z_c k \underline{q} / 4\pi r (ka - j)] \{ + \exp[-jk(r - a)] \} \\ & [- \exp(-jk \frac{1}{2} d \cos \theta) + \exp(+jk \frac{1}{2} d \cos \theta)] \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (2.57)$$

Le produit des deux premiers termes entre crochets représente selon (2.7) la pression acoustique rayonnée par une sphère pulsante $\underline{p}_{sp}(r)$ de débit \underline{q} et placée au centre du doublet. La somme des exponentielles du troisième terme introduit un sinus et l'on trouve finalement

$$\underline{p}(r, \theta) \cong \underline{p}_{sp}(r) 2 \sin(\frac{1}{2} kd \cos \theta) \quad \text{Pa} \quad (2.58)$$

2.2.20 Propriétés

En associant en un doublet deux sphères pulsantes omnidirectionnelles, on obtient une source directionnelle. A grande distance, relativement à la dimension du doublet, la directivité est principalement due à la différence de phase des pressions acoustiques des

deux sphères pulsantes. La directivité dépend de kd , autrement dit du rapport de d à la longueur d'onde λ , ou encore de la fréquence à d donnée.

Un raisonnement analogue à celui fait pour la sphère vibrante montre que si $(kr)^2 \gg 1$, la vitesse acoustique $\underline{v}(r, \theta)$ du doublet est pratiquement radiale. Par conséquent, à grande distance, la propagation est radiale et on retrouve les relations approchées (2.44) de proportionnalité entre \underline{p} et \underline{v} et (2.48) pour l'intensité acoustique, initialement établies en toute rigueur pour la sphère pulsante.

2.2.21 Définitions : champs lointain et proche

La relation (2.58) est valable à distance $r \gg d$. Les propriétés de la propagation radiale sont vérifiées pour $kr \gg 1$. Le *champ lointain* est celui à distance r vérifiant ces deux inégalités. On lui oppose le *champ proche* où l'une ou l'autre n'est pas vérifiée.

2.2.22 Définition : dipôle

Un *dipôle* est un petit doublet constitué de deux monopôles à distance d beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ . On a donc $kd \ll 1$ et $ka \ll 1$, où a est le rayon des monopôles.

2.2.23 Champ du dipôle

La pression acoustique d'un dipôle \underline{p}_d s'obtient en appliquant le principe de superposition comme pour le doublet. La figure 2.3 et la relation (2.25) conduisent à

$$\underline{p}_d = jZ_c kq [-r_1^{-1} \exp(-jkr_1) + r_2^{-1} \exp(-jkr_2)] / 4\pi \quad \text{Pa} \quad (2.59)$$

En considérant une distance d infinitésimale (fig. 2.5), le terme entre crochets est remplacé par la différentielle

$$-\partial_{z_1} [r^{-1} \exp(-jkr)] dz \quad \text{m}^{-1} \quad (2.60)$$

la dérivée ∂_{z_1} étant calculée par rapport à la position du monopôle (x_1, y_1, z_1) .

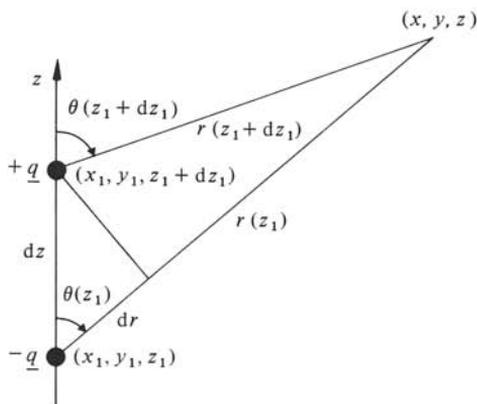


Fig. 2.5

En y introduisant la dérivée ∂_r par rapport à r , cette différentielle s'écrit

$$-\partial_r [r^{-1} \exp(-jkr)] \partial_{z_1} r dz \quad m^{-1} \quad (2.61)$$

Puis, en substituant à $\partial_{z_1} r$ la dérivée $\partial_z r$ par rapport au point du champ (x, y, z) , elle devient

$$\partial_r [r^{-1} \exp(-jkr)] \partial_z r dz \quad m^{-1} \quad (2.62)$$

r étant liée aux coordonnées des points source et champ par (2.9). Après calculs, il vient

$$-jr^{-1} (k - jr^{-1}) \exp(-jkr) \partial_z r dz \quad m^{-1} \quad (2.63)$$

On substitue alors dans cette expression $\cos\theta$ à $\partial_z r = -dr/dz_1$ (voir fig. 2.5) et d à dz . La pression acoustique \underline{p}_d est obtenue en introduisant (2.63) dans (2.59) et finalement après arrangements on trouve

$$\underline{p}_d = Z_c k^2 \underline{q} d \cos\theta [1 + (jkr)^{-1}] \exp(-jkr) / 4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.64)$$

ou avec \underline{p}_m selon (2.25)

$$\underline{p}_d = \underline{p}_m kd [1 + (jkr)^{-1}] \cos\theta / j \quad \text{Pa} \quad (2.65)$$

Le champ lointain défini par $(kr)^2 \gg 1$ (on a aussi $r \gg d$ puisque $kd \ll 1$) est

$$\begin{aligned} \underline{p}_d &\cong \underline{p}_m (-jkd \cos\theta) \\ &= Z_c k^2 \underline{q} d \cos\theta \exp(-jkr) / 4\pi r \quad \text{Pa} \end{aligned} \quad (2.66)$$

et le champ proche $((kr)^2 \ll 1)$

$$\underline{p}_d \cong \underline{p}_m (-d \cos\theta) r^{-1} \sim r^{-2} \quad \text{Pa} \quad (2.67)$$

2.2.24 Propriétés

La relation (2.65) montre une directivité en $\cos\theta$, indépendante de r et de k , donc de la fréquence. En coordonnées polaires, le diagramme représentatif de $\tilde{\underline{p}}_d \sim |\cos\theta|$ est un double cercle (fig. 2.6). Comme $\cos(\pi \pm \theta) = -\cos\theta = \cos(-\theta)$, il y a opposition de

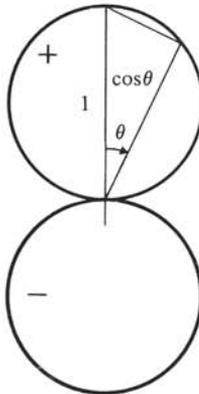


Fig. 2.6

phase en des points symétriques par rapport au centre ou au plan médian du dipôle, comme pour le doublet, d'où les signes + et - dans le diagramme.

Le champ lointain jouit des mêmes propriétés que celui du doublet dont il aurait pu se déduire en remplaçant le sinus de (2.58) par son argument, puisque $kd \ll 1$. Dans le champ proche, la vitesse acoustique \underline{v} a des composantes selon \underline{e}_r , \underline{v} et \underline{e}_θ , \underline{v}_θ . A partir de (1.14) et (2.41), on trouve

$$\begin{aligned}\underline{v} &= j\partial_r \underline{p}_d / kZ_c \\ &= \underline{p}_d(r, \theta) [1 + 2(jkr)^{-1} + 2(jkr)^{-2}] / Z_c \quad \text{m/s}\end{aligned}\quad (2.68)$$

avec \underline{p}_d selon (2.65) et

$$\begin{aligned}\underline{v}_\theta &= j\partial_\theta \underline{p}_d / kZ_c r \\ &= -jkqd [1 + (jkr)^{-1}] \exp(-jkr) \sin\theta / 4\pi r^2 \quad \text{m/s}\end{aligned}\quad (2.69)$$

Ainsi \underline{v} varie en $\cos\theta$ comme \underline{p}_d , en champs proche et lointain, alors que \underline{v}_θ varie en $\sin\theta$.

2.2.25 Définition: source cardioïde

Soit une source constituée d'un monopôle et d'un dipôle selon la configuration de la figure 2.7.

Son champ lointain s'obtient par superposition

$$\underline{p}(r, \theta) = \underline{A} \underline{p}_m(r) + \underline{p}_d(r, \theta) \quad \text{Pa} \quad (2.70)$$

Avec \underline{p}_m et \underline{p}_d selon (2.25) et (2.66) respectivement, il vient

$$\underline{p}(r, \theta) = \underline{p}_m (\underline{A} - jkd \cos\theta) \quad \text{Pa} \quad (2.71)$$

En prenant \underline{A} égal à $-jkd$, on trouve

$$\underline{p}(r, \theta) = -jkd \underline{p}_m (1 + \cos\theta) \quad \text{Pa} \quad (2.72)$$

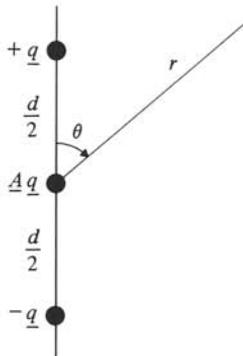


Fig. 2.7

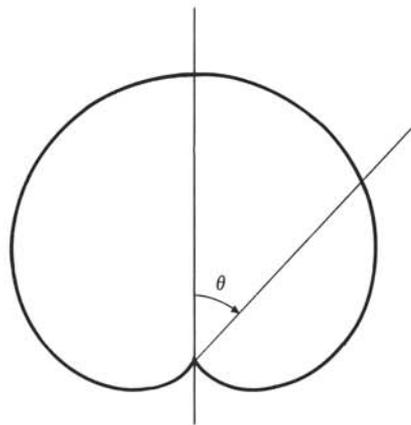


Fig. 2.8

Le diagramme représentatif de la directivité est une *cardioïde* (fig. 2.8). Le rayonnement se faisant principalement dans un demi-espace, la *source cardioïde* est unidirectionnelle.

2.2.26 Propriétés

De l'association d'une source omnidirectionnelle, le monopôle, et d'une bidirectionnelle, le dipôle, résulte une source cardioïde unidirectionnelle, sous la condition $kd = A$. Pour $kd \ll A$, la source est pratiquement omnidirectionnelle (le monopôle l'emporte), alors que pour $kd \gg A$ elle devient bidirectionnelle (le dipôle l'emporte).

Ce comportement illustre bien la variation de la directivité d'une source avec la fréquence, et l'importance du produit kd . De manière générale, lorsque kd croît, la directivité des sources s'accroît et devient plus complexe.

2.2.27 Définition : sphère oscillante

Une *sphère oscillante* est une sphère rigide animée d'une petite oscillation axiale autour de sa position au repos (fig. 2.9). On va voir qu'elle se ramène à un cas particulier de sphère vibrante. Se déplaçant sans déformation, elle s'oppose à la sphère pulsante se déformant sans déplacement de son centre.

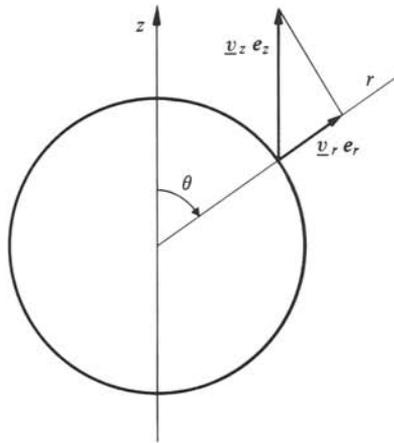


Fig. 2.9

2.2.28 Champ de la sphère oscillante

Du fait de la symétrie de révolution de la sphère oscillante, la pression acoustique $p(r, \theta)$ se calcule selon la méthode de la sphère vibrante (§ 2.2.12). Soit \underline{v}_z la vitesse axiale de la sphère. Selon la figure 2.9, la vitesse radiale en surface de la sphère vaut

$$\underline{v}_r(\theta) = \underline{v}_z \cos\theta \quad \text{m/s} \quad (2.73)$$

Le calcul des \underline{v}_m selon (2.28) conduit à

$$\underline{v}_0 = \frac{1}{2} \underline{v}_z \int_{\cos\theta=-1}^{\cos\theta=+1} \cos\theta \, d(\cos\theta) = 0 \quad \text{m/s} \quad (2.74)$$

l'intégrale étant nulle du fait de l'orthogonalité des sinus et cosinus ($d(\cos\theta) = -\sin\theta d\theta$). On trouve ensuite

$$\underline{v}_1 = \frac{3}{2} \underline{v}_z \int_{\cos\theta=-1}^{\cos\theta=+1} \cos^2\theta d(\cos\theta) = \underline{v}_z \quad \text{m/s} \quad (2.75)$$

l'intégrale valant $2/3$ (intégration de $\eta^2 d\eta$ avec $\eta = \cos\theta$). Puis, on trouve pour tout $m > 1$, du fait de l'orthogonalité des \mathcal{P}_m et $\cos\theta$ étant égal à \mathcal{P}_1 (§ 2.2.11)

$$\underline{v}_m = (m + \frac{1}{2}) \underline{v}_z \int_{\cos\theta=-1}^{\cos\theta=+1} \cos\theta \cdot \mathcal{P}_m(\cos\theta) d(\cos\theta) = 0 \quad \text{m/s} \quad (2.76)$$

Finalement, dans (2.26) ne subsiste que le terme $m = 1$ et la pression acoustique s'écrit

$$\begin{aligned} \underline{p}(r, \theta) &= \underline{\alpha}_1 \mathcal{P}_1(\cos\theta) h_1^{(2)}(kr) \\ &= -\underline{\alpha}_1 \cos\theta [1 + (jkr)^{-1}] \exp(-jkr)/kr \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (2.77)$$

$\underline{\alpha}_1$ devant être calculé selon (2.41) et dépendant de Z_c et ka , mais ni de r ni de θ .

2.2.29 Propriétés

La valeur moyenne \underline{v}_0 (2.74) étant nulle, le débit de la sphère oscillante l'est aussi : elle ne pulse pas de fluide. Cela n'est pas surprenant : la sphère étant rigide, son volume reste constant lors du mouvement.

La comparaison des pressions acoustiques du dipôle (2.64) et de la sphère oscillante (2.77) montre qu'elles ont mêmes dépendances en r et θ . Il en est de même des vitesses acoustiques $\underline{v}(r, \theta)$ liées au gradient de $\underline{p}(r, \theta)$. De plus, la vitesse radiale du dipôle \underline{v} calculée en $r = a$ selon (2.68) satisfait la condition aux limites sur la sphère oscillante (2.73). La sphère oscillante se comporte comme un dipôle et ce dernier en est le modèle.

2.2.30 Impédance de rayonnement de la sphère oscillante

Comme pour la sphère pulsante, il se justifie d'introduire une impédance de rayonnement pour la sphère oscillante. L'impédance mécanique \underline{Z}_{mr} est définie par

$$\underline{Z}_{mr} = \underline{F}_z / \underline{v}_z \quad \Omega_m \quad (2.78)$$

\underline{F}_z étant la composante selon z de la force de rayonnement exercée par la sphère sur le milieu. Elle se détermine en intégrant sur la surface de la sphère la composante selon l'axe z de la force élémentaire développée en chaque point par la pression acoustique (réaction du milieu sur la source). Dans ce calcul, on introduit \underline{p}_d en $r = a$ du dipôle équivalent à la sphère oscillante selon (2.64), ce qui donne

$$\underline{F}_z = \int_S \underline{p}_d \cos\theta dS = 2\pi a^2 \int_0^\pi \underline{p}_d \cos\theta \sin\theta d\theta \quad \text{N} \quad (2.79)$$

la seconde égalité étant obtenue en tenant compte de la symétrie axiale. Après arrangements, on trouve

$$\underline{F}_z = \frac{1}{2} Z_c k^2 \underline{q} da [1 + (jka)^{-1}] \exp(-jka) \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin \theta d\theta$$

N (2.80)

L'intégrale se calcule comme celle de (2.75) et elle vaut 2/3, d'où

$$\underline{F}_z = \frac{1}{3} Z_c k^2 \underline{q} da [1 + (jka)^{-1}] \exp(-jka) \quad \text{N} \quad (2.81)$$

L'impédance de rayonnement $\underline{Z}_{\text{mr}}$ est obtenue en introduisant dans (2.78) \underline{F}_z selon (2.81) et \underline{v}_z selon (2.73) où \underline{v}_r est la composante radiale de la vitesse acoustique du dipôle équivalent calculée en $r = a$ d'après (2.68).

Comme pour la sphère pulsante, il est avantageux d'introduire les impédances de rayonnement acoustique $\underline{Z}_{\text{ar}}$ et réduite \underline{z}_r liées à $\underline{Z}_{\text{mr}}$ selon (2.15). Tous calculs faits, il vient

$$\underline{z}_r = \frac{1}{3} jka (1 + jka) / [2 - (ka)^2 + 2jka] \quad 1 \quad (2.82)$$

$$r_r = \text{Re}(\underline{z}_r) = \frac{1}{3} (ka)^4 / [4 + (ka)^4] \quad 1 \quad (2.83)$$

$$x_r = \text{Im}(\underline{z}_r) = \frac{1}{3} ka [2 + (ka)^2] / [4 + (ka)^4] \quad 1 \quad (2.84)$$

L'examen de ces relations montre que pour $ka < 1$ ($a < \lambda / 2\pi$), $r_r \cong (ka)^4 / 12$ et $x_r \cong (ka) / 6$ donc $\underline{z}_r \cong jx_r$ et que pour $ka > 1$ ($a > \lambda / 2\pi$), $r_r \cong 1/3$ et $x_r \sim (ka)^{-1}$. La sphère oscillante rayonne moins bien que la sphère pulsante (§ 2.2.4).

Pour $ka < 1$, X_{mr} vaut

$$X_{\text{mr}} = x_r Z_c S \cong \frac{1}{6} ka \rho c 4\pi a^2 \cong \frac{1}{2} \omega m_s \quad \Omega_{\text{m}} \quad (2.85)$$

où m_s est la masse du fluide déplacé par la sphère. La masse de rayonnement d'une petite sphère oscillante est la moitié de m_s , contre le triple pour une petite sphère pulsante (§ 2.2.5).

2.2.31 Propriétés

Il est utile d'exprimer le rayonnement d'une sphère oscillante en fonction de son rayon a et de sa vitesse \underline{v}_z . Pour cela on écrit \underline{p}_d selon (2.64) en y faisant intervenir \underline{F}_z selon (2.81) puis \underline{v}_z et $\underline{Z}_{\text{mr}}$ selon (2.78), ce qui donne

$$\underline{p}(r, \theta) = 3 \underline{Z}_{\text{mr}} \underline{v}_z \cos \theta [1 + (jkr)^{-1}] \exp[-jk(r-a)] / 4\pi ar [1 + (jka)^{-1}]$$

Pa (2.86)

Le champ lointain ($k^2 r^2 \gg 1$) d'une petite sphère oscillante ($ka \ll 1$) se déduit de cette relation en tenant compte de ce que $\underline{Z}_{\text{mr}} \cong jX_{\text{mr}} = jSZ_c x_r$ pour $ka \ll 1$, comme le montrent (2.83) et (2.84). On trouve

$$\underline{p} \cong -3kX_{\text{mr}} \underline{v}_z \cos \theta \cdot \exp(-jkr) / 4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.87)$$

Avec X_{mr} selon (2.85), il vient

$$\underline{p}(r, \theta) \cong -k^2 c \left(\frac{3}{2} m_s\right) \underline{v}_z \cos\theta \cdot \exp(-jkr)/4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.88)$$

2.2.32 Puissance acoustique rayonnée

Les propriétés de la sphère vibrante du paragraphe 2.2.14 sont vérifiées et la puissance acoustique rayonnée vaut

$$P_a = \int_S \tilde{p}^2 Z_c^{-1} dS \quad \text{W} \quad (2.89)$$

où S est la surface d'une sphère de rayon r avec $(kr)^2 \gg 1$ (champ lointain) et \tilde{p} est donné par (2.86), soit finalement

$$P_a = R_{mr} \tilde{v}_z^2 \quad \text{W} \quad (2.90)$$

On retrouve la relation (2.22) établie pour la sphère pulsante. De même, on montre que la sphère oscillante échange avec le milieu une puissance cinétique P_c valant $X_{mr} \tilde{v}_z^2$ et ne contribuant pas au rayonnement.

2.2.33 Définition : multipôles

Un *multipôle* d'ordre m est une source comprenant 2^m monopôles de débits connus et disposés selon une géométrie donnée. Le monopôle est d'ordre zéro, le dipôle d'ordre un, et le *quadrupôle*, d'ordre deux. On peut former plusieurs quadrupôles comportant quatre monopôles ou deux dipôles. La figure 2.10 en donne deux exemples : le premier est un quadrupôle latéral, le second longitudinal.

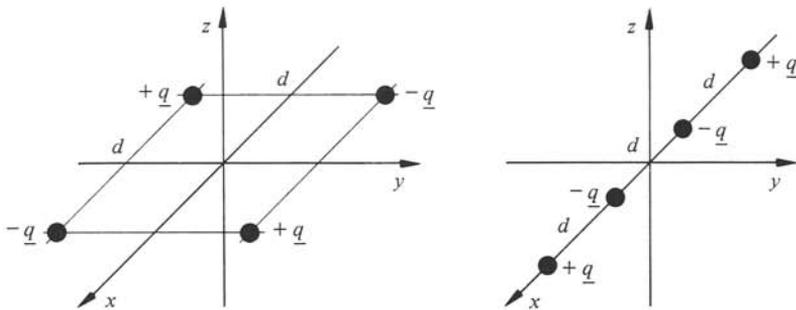


Fig. 2.10

Au paragraphe 2.2.23 le champ du dipôle a été calculé en différenciant celui du monopôle. De même, le champ des quadrupôles se trouve en différenciant celui du dipôle par rapport à l'une quelconque des coordonnées cartésiennes [1, 2], et ainsi de suite pour les ordres plus élevés.

Les multipôles jouent un rôle important en acoustique appliquée comme modèles des phénomènes naturels sources de son ou de bruit. Ainsi, le monopôle est le modèle des sources pulsantes (déformation sans déplacement), le dipôle celui des oscillantes (dé-

placement sans déformation) et le quadrupôle, celui des écoulements turbulents (déformation et mouvement).

Le rendement de rayonnement des multipôles suivant une loi en $(kd)^{2m+1}$, les quadrupôles ne jouent de rôle significatif qu'en l'absence de dipôles et de monopôles.

2.3 DIFFRACTION À L'ÉMISSION

2.3.1 Définitions

Outre son système mobile, une source électroacoustique comprend d'autres parties telles que châssis, boîtier, support, etc. Elles constituent des obstacles au rayonnement et sont susceptibles de le modifier. Il en est de même du sol, d'un mur, d'un écran, etc.

De manière générale, la *diffraction* est la modification d'un champ acoustique du fait d'un obstacle. La *diffraction à l'émission* est l'effet d'un obstacle placé à proximité immédiate de la source.

2.3.2 Hypothèses : conditions aux limites sur un obstacle

L'expérience montre que comme sur la face parlante d'une source (§ 2.1.2), il n'y a ni décollement ni tourbillons de fluide en surface d'un obstacle, d'où la même condition aux limites: (2.1) est applicable, v_0 étant la vitesse en surface de l'obstacle.

Dans les problèmes de diffraction on admet en première approximation que les obstacles sont infiniment rigides: une onde acoustique incidente est incapable de leur communiquer un quelconque mouvement. Autrement dit, immobiles en l'absence d'une onde acoustique, ils le restent en sa présence. Avec v nul, (2.1) est

$$\mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = 0 \quad \text{m/s} \quad (2.91)$$

2.3.3 Diffraction à l'émission par un écran rigide

Soit un écran rigide et un monopôle à distance e (fig. 2.11 (a)). On suppose l'écran infini: le rayonnement est limité au demi-espace droit. Selon (2.91), la vitesse acoustique à la surface de l'écran est tangente. On va montrer que cette situation peut se représenter par un ensemble de deux monopôles de même q disposés à distance $2e$ selon la figure 2.11(b).

On procède comme pour le doublet (§ 2.2.19), mais sans se limiter au champ lointain (l'écran est dans le champ proche). On trouve

$$\begin{aligned} \underline{p}(r, \theta) &= \underline{p}_1 + \underline{p}_2 \\ &= (jZ_c kq/4\pi) [r_1^{-1} \cdot \exp(-jkr_1) + r_2^{-1} \cdot \exp(-jkr_2)] \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (2.92)$$

avec

$$r_1 = (r^2 + e^2 - 2re \cos\theta)^{1/2} \quad \text{m} \quad (2.93)$$

$$r_2 = (r^2 + e^2 + 2re \cos\theta)^{1/2} \quad \text{m} \quad (2.94)$$

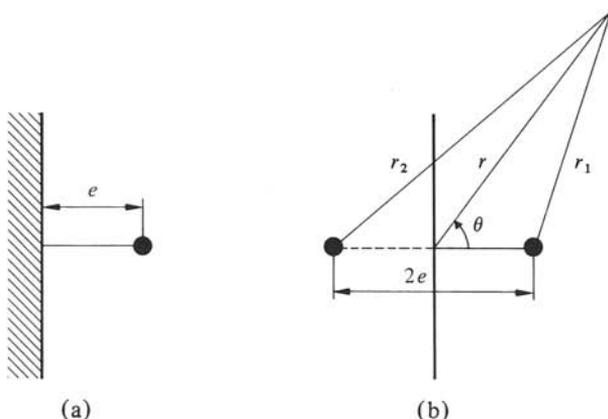


Fig. 2.11

Le plan médian défini par $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ ou $r_1 = r_2$ est un plan de symétrie : l'examen de (2.92) montre que \underline{p}_y est maximale et vaut le double de la pression d'un seul monopôle. On vérifie aisément que la dérivée $\partial_\theta \underline{p}_y$ est nulle. En conséquence, la composante selon θ de la vitesse acoustique \underline{v}_θ l'est également d'après (1.14) : dans le plan de symétrie, la vitesse acoustique n'a qu'une composante radiale \underline{v}_r , laquelle est tangente à ce plan. Il y a donc bien équivalence entre les situations des figures 2.11 (a) et (b) (bien entendu, on ne s'intéresse au rayonnement que dans le demi-espace droit) : quant à son effet sur le rayonnement du monopôle, le plan rigide peut être remplacé par un monopôle symétrique de même débit \underline{q} .

2.3.4 Définition : source-image

La source symétrique ainsi introduite est une *source-image*.

2.3.5 Champ lointain

A distance $r \gg e$, (2.92) se simplifie en

$$\underline{p}(r, \theta) \cong 2\underline{p}_m \cos(ke \cos\theta) \quad \text{Pa} \quad (2.95)$$

\underline{p}_m étant la pression acoustique (2.25) du monopôle en l'absence d'écran. Le champ lointain jouit de propriétés similaires à celles du doublet. En particulier on constate une directivité variant et de complexité croissante avec ke . Dans les directions définies par

$$\theta_n = \arccos [(2n + 1) \pi / 2ke] \quad \text{rad} \quad (2.96)$$

avec $n = 0, 1, 2, \dots$ $\underline{p}(r, \theta)$ s'annule. Si $ke < \pi/2$, il n'y a pas d'annulation. Lorsque $ke \ll 1$, le cosinus de (2.95) vaut environ 1 et le rayonnement est pratiquement uniforme dans 2π sr.

Soit une direction donnée θ . Selon (2.95), la pression acoustique dans cette direction s'annule pour les valeurs de ke définies par

$$(ke)_n = (2n + 1) \pi / 2 \cos\theta \quad 1 \quad (2.97)$$

A e constante et fréquence f variable, \underline{p} s'annule chaque fois que (2.97) est satisfaite. L'annulation se produit lorsque

$$e = (2n + 1) \lambda / 4 \cos \theta \quad \text{m} \quad (2.98)$$

2.3.6 Influence d'un écran rigide sur la puissance émise

Selon (2.95) lorsque $ke \ll 1$, $\underline{p}(r)$ est le double de celle du monopôle en l'absence d'écran. L'intensité acoustique I selon (1.125) est donc quadruplée et la puissance acoustique rayonnée P_a , égale à $2\pi r^2 I$, doublée. Autrement dit, l'interaction du monopôle et de l'écran a pour effet, lorsqu'ils sont proches, de doubler la résistance de rayonnement. Ce phénomène s'explique comme suit: dans son mouvement, le monopôle doit vaincre les forces de réaction exercées par le rayonnement. En présence de l'écran, ces forces résultent de la pression due à la source elle-même et de celle créée par la source-image. En première approximation, la pression totale s'exerçant en surface du monopôle s'écrit, après mise en évidence des facteurs communs

$$\underline{p} \cong jkZ_c \underline{q} \{ [\exp(-jka)/4\pi a] + [\exp(-2jke)/8\pi e] \} \quad \text{Pa} \quad (2.99)$$

Le premier terme entre crochets correspond à la contribution du monopôle de rayon a , et le second à celle de la source-image (on admet $2e \gg a$). Pour le calcul de la puissance rayonnée, c'est la partie de \underline{p} en phase avec la vitesse \underline{v}_r de la source, donc avec \underline{q} , que l'on doit considérer. Cette partie est déterminée par la partie imaginaire de l'expression entre accolades de (2.99). On l'obtient en remplaçant les exponentielles par des sinus

$$(\sin ka/4\pi a) + (\sin 2ke/8\pi e) \quad 1 \quad (2.100)$$

Lorsque ka et $ke \ll 1$, les sinus sont remplacés par leur argument et les deux membres de (2.100) sont égaux: la puissance rayonnée est bien le double de celle en l'absence d'écran. Comme le rayonnement se fait dans un demi-espace (2π sr) au lieu de l'espace entier (4π sr), l'intensité est quadruplée. Lorsque e est augmentée, $\sin 2ke$ ne peut plus être remplacé par $2ke$ et la puissance rayonnée totale vaut

$$P_a = P_{am} [1 + (\sin 2ke/2ke)] \quad \text{W} \quad (2.101)$$

où P_{am} est la puissance rayonnée en l'absence d'écran. Dès $ke > 1$, $P_a \cong P_{am}$: l'écran ne modifie pratiquement plus la puissance émise.

2.3.7 Généralisation

Les cas d'un monopôle rayonnant dans un quart (π sr) et un huitième ($\frac{1}{2}\pi$ sr) d'espace du fait de la proximité d'un obstacle en dièdre ou en trièdre (deux ou trois écrans-plans rigides orthogonaux) se traitent comme celui de l'écran-plan par l'introduction de sources-images (fig. 2.12). Lorsque $ke_i \ll 1$, e_i étant la plus grande des deux (trois) distances aux plans rigides, les pressions et puissances acoustiques sont quadruplées (octuplées), les intensités étant multipliées par 16 (64). Dès que $ke_j > 1$, e_j étant la plus petite des distances, tout se passe comme si l'obstacle n'existait pas quant au rayonnement dans l'angle solide considéré.

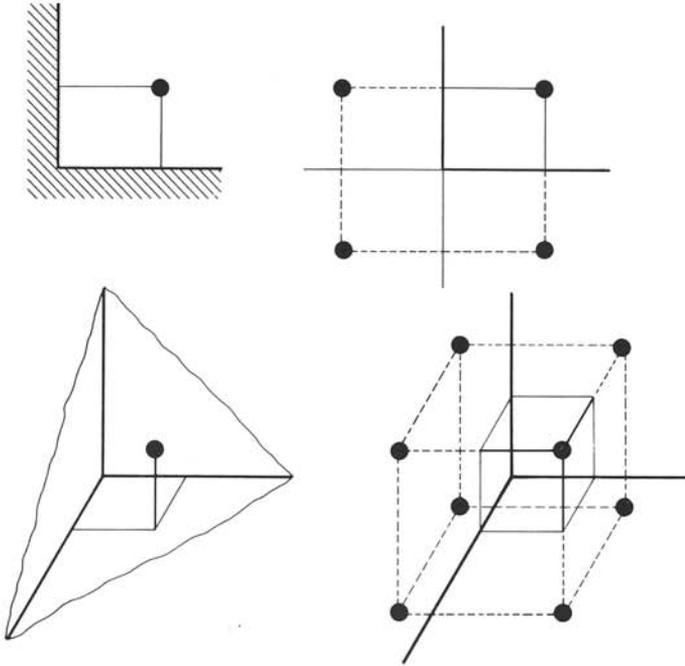


Fig. 2.12

2.3.8 Diffraction à l'émission d'un dipôle par un écran rigide

Soit un dipôle (ou une sphère oscillante) et un écran rigide à distance e . La figure 2.13 montre deux configurations possibles: dans la première, le dipôle est normal à l'écran, dans la seconde il lui est parallèle. Des démarches similaires à celles du paragraphe 2.3.3 montrent que l'écran peut être remplacé par un dipôle-image symétrique.

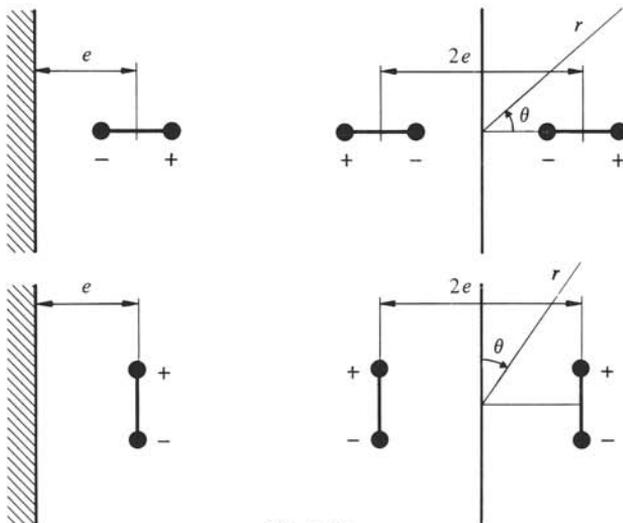


Fig. 2.13

Le dipôle normal conduit à un champ lointain en $\cos\theta \cdot \sin(ke \cos\theta)$: par rapport au dipôle seul, la pression acoustique est multipliée par $\sin(ke \cos\theta)$. Pour $ke \rightarrow 0$, ce facteur devient $ke \cos\theta$: la directivité est accentuée ($\cos^2\theta$) et la pression \tilde{p} réduite selon ke . Le calcul détaillé montre que la puissance rayonnée P_a vaut environ $4,8 (ke)^2$ fois celle en l'absence de l'écran. Le dipôle parallèle conduit à un champ lointain en $\cos\theta \cdot \cos(ke \cos\theta)$. Pour $ke \ll 1$ la directivité est en $\cos\theta$ comme pour le dipôle seul et la présence de l'écran double la puissance acoustique rayonnée.

Ainsi, comme pour le monopôle, la puissance acoustique rayonnée dépend de ke . La figure 2.14 représente son niveau $L(P_a \text{ re } P_{a0})$, P_{a0} étant la puissance en l'absence d'écran, dans les cas du monopôle et des dipôles normal et parallèle. Comme pour le monopôle, l'écran rigide provoque l'annulation de $\underline{p}(r, \theta)$ dans certaines directions θ_n à ke donné et pour certains $(ke)_n$ à θ donné.

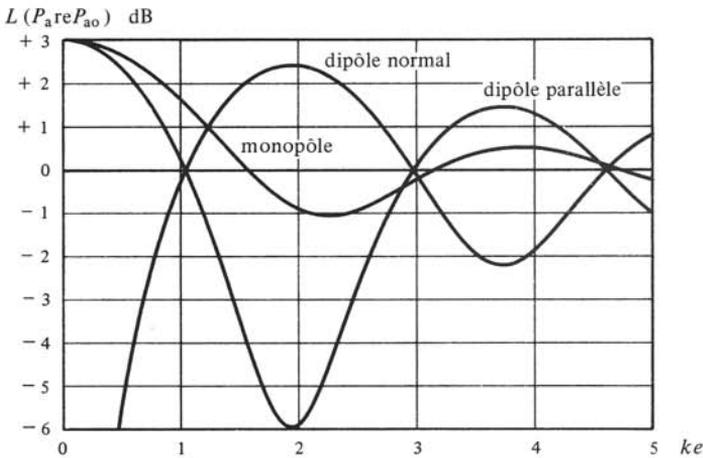


Fig. 2.14

2.3.9 Commentaires

L'hypothèse d'obstacles infiniment rigides n'est pas toujours vérifiée expérimentalement. Chacun peut constater qu'un son intense fait vibrer les structures légères (vitres, petits objets, etc.). Dans l'étude de la diffraction à l'émission, l'hypothèse est valable pour le son dans l'air au moins en première approximation. Même lorsqu'elle n'est qu'imparfaitement vérifiée, les résultats obtenus donnent encore une bonne idée de la diffraction à l'émission.

En acoustique subaquatique, l'hypothèse de grande rigidité n'est souvent pas du tout vérifiée. En particulier, l'interface eau-air n'y répond pas et au contraire c'est l'hypothèse opposée qui est en accord avec l'expérience: l'air se comporte comme un obstacle de rigidité nulle.

De manière générale, les problèmes de diffraction sont difficiles. C'est pourquoi, seuls des cas simples sont traités analytiquement dont les résultats sont suffisants en pratique pour évaluer la diffraction d'obstacles quelconques et justifier certains choix constructifs. Lorsque cela est impérativement nécessaire, une autre hypothèse est formulée ou une expérimentation entreprise.

2.3.10 Hypothèse : conditions aux limites sur un obstacle idéalement flexible

Lorsqu'un obstacle idéalement flexible est soumis à une onde acoustique, chaque point de sa surface se voit communiquer un mouvement oscillatoire sans opposer de réaction : (2.1) est encore vérifiée, mais on ne peut rien dire de \underline{v}_0 .

Le principe d'égalité de l'action et de la réaction conduit à une autre condition aux limites : les forces de réaction opposées par l'obstacle au champ acoustique étant nulles, celles d'action exercées par ce dernier sur l'obstacle le sont aussi. On en déduit qu'en surface de l'obstacle, la pression acoustique est nulle.

2.3.11 Diffraction par un écran non rigide

Dans ces conditions, la diffraction d'un écran non rigide sur un monopôle à distance e s'étudie en introduisant une source-image de débit opposé : on a affaire à un doublet, avec $d = 2e$ d'où directivité et diminution de la puissance rayonnée. Cette dernière vaut

$$P_a = P_{am} [1 - (\sin 2ke/2ke)] \quad W \quad (2.102)$$

Pour $ke \ll 1$, on remplace le sinus par un développement limité

$$P_a \cong P_{am} (2ke)^2 \quad W \quad (2.103)$$

L'écran non rigide affecte profondément la puissance rayonnée par le monopôle. Dès $ke > 1$, ce n'est plus le cas, comme pour l'écran rigide.

2.3.12 Hypothèse

Lorsque l'obstacle ne peut être considéré ni infiniment rigide ni infiniment flexible, une hypothèse consiste à admettre qu'en chaque point de sa surface la force de réaction est proportionnelle à la vitesse communiquée par le champ. En vertu du principe d'égalité de l'action et de la réaction et de (2.1), toujours valable, cette hypothèse conduit à une relation de proportionnalité entre pression acoustique et composante normale de la vitesse acoustique en surface de l'obstacle. Cette relation constitue alors la condition aux limites sur l'obstacle.

En principe, cette hypothèse permet de résoudre les problèmes de diffraction par des écrans en introduisant des sources-images dont les débits sont déterminés par les conditions aux limites correspondantes. En pratique, un tel calcul n'est pas souvent nécessaire ni même justifié : d'une part l'approximation d'un obstacle infiniment rigide ou flexible est suffisante, d'autre part le calcul analytique devient beaucoup plus complexe alors que les caractéristiques des obstacles ne sont connues qu'approximativement.

2.3.13 Définitions : demi-sphère pulsante et demi-monopôle

Soit une demi-sphère sur un écran rigide, dont la surface est animée d'un petit mouvement radial, comme la sphère pulsante, que l'écran n'entrave aucunement. C'est une source appelée *demi-sphère pulsante*. Un *demi-monopôle* est une demi-sphère pulsante de rayon a tel que $ka \ll 1$.

2.3.14 Propriétés

L'écran limite le rayonnement d'une demi-sphère pulsante à un demi-espace ($2\pi sr$). Sur la source, la vitesse est radiale et identique en tout point (symétrie sphérique). Sur l'écran, la vitesse acoustique selon (2.91) est tangentielle. Une onde sphérique est compatible avec ces conditions aux limites et la pression acoustique \underline{p} se détermine comme pour la sphère pulsante, mais avec un débit \underline{q} égal selon (2.3) à $2\pi a^2 \underline{v}_r$. La condition aux limites (2.5) devient

$$\underline{v}(a) = \underline{q}/2\pi a^2 \quad \text{m/s} \quad (2.104)$$

Il en résulte qu'à même \underline{q} la pression acoustique est le double de celle d'une sphère pulsante. Dans l'interprétation de ce résultat, il ne faut pas oublier qu'à même \underline{q} , la vitesse \underline{v}_r de la demi-sphère pulsante est le double de celle de la sphère pulsante.

La pression acoustique étant doublée, l'intensité acoustique est quadruplée et la puissance acoustique rayonnée P_a , doublée. La résistance acoustique de rayonnement R_{ar} s'obtient à partir de (2.21) et elle vaut le double de celle de la sphère pulsante. Par contre, la résistance mécanique de rayonnement R_{mr} selon (2.22) vaut la moitié de celle de la sphère pulsante, du fait que les surfaces, intervenant au carré selon (2.14) sont dans un rapport de 1 à 2.

La comparaison de ces résultats et de ceux du paragraphe 2.3.6 montre qu'un demi-monopôle est équivalent à un monopôle de même débit à petite distance e d'un écran rigide ($ke \ll 1$).

2.3.15 Diffraction à l'émission par une sphère rigide

Déterminer l'effet sur le champ lointain d'un obstacle de forme quelconque situé au voisinage d'une source est un problème complexe. Seules des situations simples sont considérées et traitées analytiquement. Le cas d'une sphère rigide est intéressant parce que donnant une très bonne approximation de l'effet d'un obstacle de forme quelconque, tout au moins qualitativement.

Soit une sphère rigide de rayon a dont seul un élément de surface rayonne. Autrement dit, la vitesse radiale en surface de la sphère est partout nulle sauf sur un élément de surface infinitésimal, en forme de calotte sphérique, où elle vaut \underline{v} . Le champ est obtenu par la méthode de la sphère vibrante (§ 2.2.12) avec symétrie axiale, la vitesse en surface étant

$$\underline{v}_r(\theta) = \begin{cases} \underline{v} & \text{pour } 0 < \theta < \theta_0 \\ 0 & \text{pour } \theta > \theta_0 \end{cases} \quad \text{m/s} \quad (2.105)$$

avec $\theta_0 \rightarrow 0$. L'objectif du calcul est la comparaison des champs lointains avec et sans obstacle. La situation sans correspond à un monopôle de même débit que la calotte élémentaire. Les expressions (2.47) de la pression $\underline{p}(r, \theta)$ et (2.48) de l'intensité $I(r, \theta)$ montrent que le résultat recherché est la directivité $\underline{D}(\theta)$. Les calculs [1,2] conduisent aux résultats suivants :

- pour $ka \ll 1$, $\underline{D}(\theta) \cong 1$: tout se passe comme si l'obstacle n'existait pas; autrement dit, lorsque la longueur d'onde λ est plus grande que la circonférence de la sphère, le champ lointain n'est pas modifié;

- pour $ka > 1$, le champ est perturbé : l'obstacle produit une directivité du rayonnement d'autant plus complexe que la longueur d'onde λ est petite par rapport à la circonférence de la sphère.

Les figures 2.15 et 2.16 donnent $20 \lg D(\theta)$ en dB (c'est-à-dire les niveaux $L(I_{re} I_m) \cong L(\tilde{p} \text{ re } \tilde{p}_m)$), la première en fonction de θ avec ka en paramètre, la seconde en fonction de ka avec θ en paramètre. La valeur $ka = \frac{1}{2}$ est la limite en dessous de laquelle l'obstacle est ignoré et en dessus de laquelle il produit une diffraction sensible.

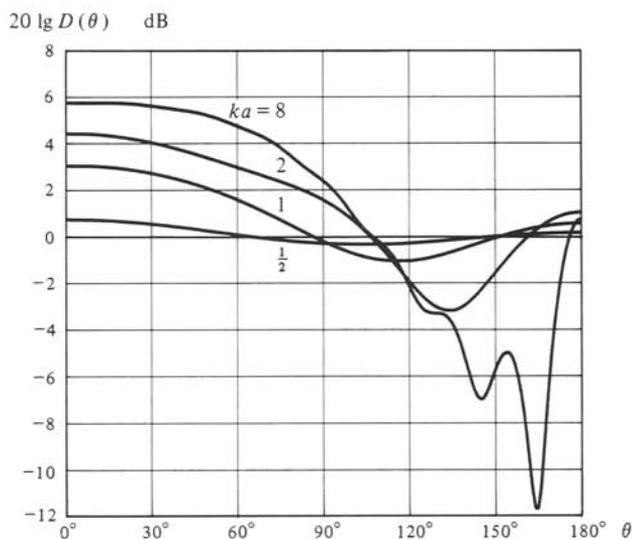


Fig. 2.15

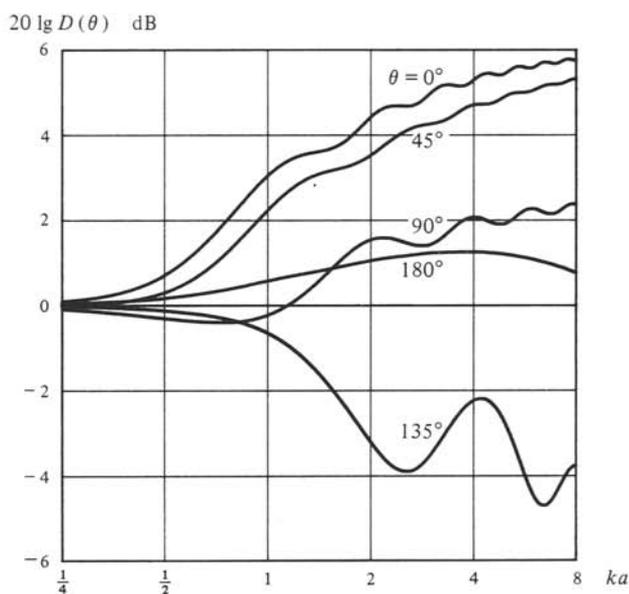


Fig. 2.16

2.3.16 Commentaires

Les résultats ci-dessus sont d'une grande importance pratique parce que s'appliquant qualitativement à des obstacles rigides de forme quelconque. Ainsi on observe que :

- un obstacle plus petit que la longueur d'onde λ est ignoré;
- un obstacle plus grand que λ provoque une directivité d'autant plus marquée qu'il est grand.

La forme de l'obstacle joue un rôle sur la directivité. Par exemple, cette dernière est plus accentuée et irrégulière pour un cube que pour une sphère. La sphère est la forme donnant lieu à la plus faible diffraction.

2.4 MODÈLES

2.4.1 Modélisation

En première approximation, on admet que les sources de son jouissent des propriétés des sources théoriques. Autrement dit, ces dernières constituent les modèles des sources réelles, dispositifs techniques ou sources naturelles.

Cette première approximation n'est pas toujours suffisante. En seconde approximation, le modèle d'une source réelle consiste en un ensemble de sources théoriques dans une configuration spatiale donnée. L'équivalence entre sphère oscillante, laquelle est réalisable, et dipôle en est un exemple (§ 2.2.29).

Enfin l'étude du rayonnement d'un ensemble de sources réelles se base sur un modèle constitué d'un ensemble de sources théoriques.

2.4.2 Propriétés fondamentales et définitions

Les sources théoriques jouissent de propriétés fondamentales qu'il est utile de résumer, en vue de leur application aux sources réelles.

Le champ lointain est radial : à distance r telle que $(kr)^2 \gg 1$ et $r >$ dimension caractéristique de la source, tout se passe comme si le rayonnement était issu d'un point *centre acoustique*. La vitesse \underline{v} et l'intensité I sont dirigées selon les rayons sonores, demi-droites issues du centre acoustique. Elles sont donc normales aux sphères centrées sur ce dernier. Ces sphères ne sont pas des fronts d'onde au sens du paragraphe 1.4.3 : du fait de la directivité, les grandeurs acoustiques n'ont pas mêmes valeurs en tout point. Par contre, la propagation leur est normale : ce sont des *pseudo-fronts d'onde*.

Dans les directions où la pression acoustique \underline{p} s'annule, \underline{v} n'est pas radiale (§§ 2.2.13 et 24), mais I étant nécessairement nulle, il n'y a pas de propagation. Il n'y a donc aucun inconvénient à admettre que le champ lointain est radial dans toutes les directions. L'amortissement géométrique du champ lointain est du type sphérique : l'amplitude des grandeurs de champ décroît en r^{-1} (§ 1.4.10). Le champ lointain tend localement vers une structure d'onde plane progressive : pression \underline{p} et composante radiale \underline{v} de la vitesse sont proportionnelles selon (1.80).

En conséquence de ces propriétés, dans le champ lointain, l'intensité acoustique I est donnée par (1.125) et la puissance acoustique rayonnée P_a est égale à l'intégrale de I sur un pseudo-front d'onde.

Les sources pulsantes ($q \neq 0$) plus petites que la longueur d'onde λ tendent vers un comportement en monopôle (omnidirectionnel) et les sources oscillantes ($q = 0$), vers celui d'un dipôle (bidirectionnel).

2.4.3 Propriétés

Selon la première approximation du paragraphe 2.4.1 on est en droit d'écrire pour le champ lointain d'une source réelle

$$\underline{p}(r, \theta, \phi) = \underline{D}(\theta, \phi) \cdot \underline{p}_m(r) \quad \text{Pa} \quad (2.106)$$

où \underline{p}_m est la pression acoustique d'un monopôle de même puissance P_a que la source considérée et placé au centre acoustique de cette dernière. D'après les propriétés fondamentales, la puissance rayonnée par la source est

$$P_a = \int_S I dS = I_m \int_S D^2(\theta, \phi) dS \quad \text{W} \quad (2.107)$$

où I_m est l'intensité acoustique du monopôle, valant \tilde{p}_m^2/Z_c , et S une sphère centrée sur le monopôle et de rayon r satisfaisant les conditions de champ lointain (lesquelles doivent être spécifiées). En introduisant dS en coordonnées sphériques, il vient

$$P_a = I_m r^2 \left[\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi D^2(\theta, \phi) \sin \theta d\theta \right] \quad \text{W} \quad (2.108)$$

La puissance acoustique rayonnée par le monopôle étant $4\pi r^2 I_m$ le terme entre crochets vaut nécessairement 4π .

Dans (2.106), il est toujours possible de multiplier \underline{D} et diviser \underline{p}_m par un même facteur sans modifier \underline{p} . Il est clair que dans ce cas, on ne compare plus la source étudiée à un monopôle de même P_a . Cette situation se présente fréquemment, particulièrement dans le calcul de la directivité d'une source. Il est alors parfois nécessaire de normaliser les résultats : pour cela, on détermine un facteur tel que précisément, le terme entre crochets de (2.108) vaille 4π . Par exemple, la directivité de la sphère vibrante selon (2.47) est définie par rapport à un monopôle de débit $4\pi a^2 \underline{v}_{r0}$, donc ne rayonnant pas la même puissance. Dans la suite de cet ouvrage, la directivité est notée $\underline{D}(\theta, \phi)$ lorsqu'elle est définie par rapport à un monopôle de même puissance que la source. Le cas contraire est indiqué par un indice, par exemple $\underline{D}_0(\theta, \phi)$.

2.4.4. Définitions

Une *petite source* de son a des dimensions plus petites que la longueur d'onde λ , autrement dit $kd \ll 1$ où d est une dimension caractéristique. Dans le cas contraire, on parle de *grande source*.

Une *source pulsante* a un débit q non nul : le mouvement oscillatoire de sa face parlante provoque une variation de volume de la source.

Une *source oscillante* est celle dont le système mobile oscille autour d'une position de repos à débit nul. Le système mobile est par exemple un corps rigide, ou un corps déformable, mais dont la déformation se fait à volume constant.

2.4.5 Modèle d'une petite source pulsante

Soit une petite source pulsante de forme quelconque. Elle est caractérisée par \underline{v}_{n0} , moyenne de la composante normale de la vitesse de la face parlante d'aire S . En première approximation, on admet que son champ lointain est celui d'un monopôle de rayon a , de débit q égal à $S \cdot \underline{v}_{n0}$ et de vitesse radiale égale à \underline{v}_{n0} . De (2.4) on tire

$$a = (S/4\pi)^{1/2} \quad \text{m} \quad (2.109)$$

avec nécessairement $ka \ll 1$. La résistance mécanique de rayonnement de la source pulsante s'obtient selon (2.15) et (2.16) pour $ka \ll 1$

$$R_{mr} \cong Z_c S^2 k^2 / 4\pi \quad \Omega_m \quad (2.110)$$

La validité de ce modèle est admise jusqu'à $ka = 1/3$.

2.4.6 Modèle d'une petite source oscillante

Soit une petite source oscillante de forme quelconque et \underline{v}_z , la composante de vitesse selon l'axe du mouvement. En première approximation, on l'assimile à un petit corps rigide animé du même mouvement. On montre que le champ lointain est celui d'une petite sphère oscillante selon (2.87) dans laquelle la réactance de rayonnement X_{mr} vaut ωm_r . La masse de rayonnement m_r correspond à la masse de fluide entraînée dans le mouvement de la source. Elle peut se calculer à partir de l'énergie cinétique emmagasinée dans le fluide, en appliquant des méthodes de mécanique des fluides [1].

La résistance de rayonnement se détermine à partir de la puissance acoustique rayonnée P_a , calculée comme au paragraphe 2.2.32 en admettant la validité de (2.90)

$$R_{mr} \cong Z_c k^4 (m_r / \rho)^2 \quad \Omega_m \quad (2.111)$$

La validité de ce modèle est admise jusqu'à $kd = 1/3$, où d est la plus grande dimension du système mobile.

2.4.7 Propriétés

Une grande source, même pulsante, est toujours directive. Ainsi une source pulsante de dimension donnée d est omnidirectionnelle en basses fréquences, c'est-à-dire lorsque $f \ll c/2\pi d$ et directive en hautes fréquences où $f \gg c/2\pi d$.

Une source oscillante est bidirectionnelle en $\cos\theta$ en basses fréquences et sa directivité s'accroît avec f .

La propriété démontrée pour une grande sphère vibrante (§ 2.2.17) se généralise : pour une grande source, tout se passe comme si chaque élément de surface rayonnait dans la direction qui lui est normale et $\underline{p}(r, \theta)$ ne dépend que de $\underline{v}_n(\theta)$.

2.4.8 Description : champ lointain d'un ensemble de monopôles

Soit une source constituée d'un ensemble de monopôles selon une géométrie connue (fig. 2.17). Son champ lointain se calcule de la même manière que celui du doublet (§ 2.2.19), avec les mêmes approximations. On se place en un point du champ à distance

beaucoup plus grande que les dimensions de la source. On a

$$\underline{p} = \sum_i \underline{p}_{mi} = \sum_i j Z_c k \underline{q}_i \exp(-jk r_i) / 4\pi r_i \quad \text{Pa} \quad (2.112)$$

où \underline{p}_{mi} est la pression acoustique due au monopôle i . Dans chaque \underline{p}_i , la distance r_i apparaissant au dénominateur est remplacée par la distance $r \cong r_i$ à un centre acoustique de la source. Ce dernier est choisi a priori, le plus souvent c'est un centre de symétrie; il est souvent pris comme centre 0 des coordonnées. Dans l'exponentielle de chaque \underline{p}_i est introduite une valeur approchée de r_i , fonction des coordonnées du point du champ et du monopôle i . De cette manière, on a séparé dans $\underline{p}(r, \theta, \phi)$ la dépendance radiale, laquelle est en r^{-1} , de celle en θ et ϕ explicitant la directivité. Finalement on se ramène à la relation générale (2.106) en calculant si nécessaire un facteur de normalisation, et l'on dispose d'une relation analytique pour \underline{D} .

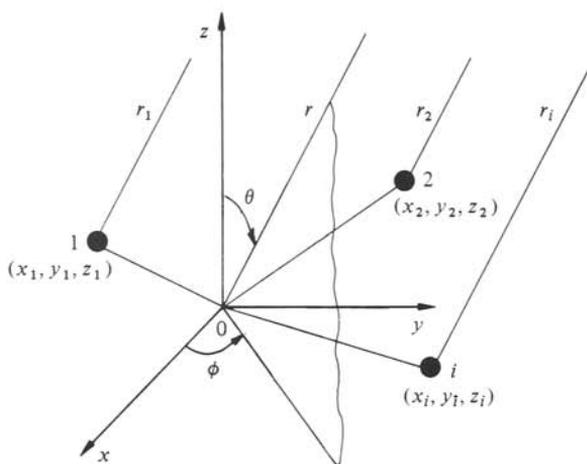


Fig. 2.17

2.4.9 Propriétés

Un raisonnement analogue à celui fait pour le doublet montre que le champ lointain d'un ensemble de monopôles jouit bien des propriétés fondamentales du paragraphe 2.4.2.

La directivité résulte des différences d'amplitude et de phase des \underline{p}_i . Les premières ont comme origine les valeurs différentes des \tilde{q}_i , les secondes d'une part celles des phases des \underline{q}_i et d'autre part celles des r_i . Il en découle la propriété remarquable qu'il est possible de modifier la directivité d'un ensemble de monopôles en agissant sur les \underline{q}_i en module et en phase sans devoir agir sur sa géométrie.

La phase des \underline{p}_i au point du champ dépend en fait du produit kr_i : la directivité est donc fonction de la fréquence.

2.4.10 Champ lointain d'un ensemble de sources

On procède comme pour un ensemble de monopôles, mais en faisant intervenir la directivité de chaque source. Le principe de superposition s'écrit

$$\underline{p}(r, \theta, \phi) = \sum_i \underline{p}_{mi} \underline{D}_i(\theta, \phi) \quad \text{Pa} \quad (2.113)$$

Les propriétés du paragraphe 2.4.9 sont aussi vérifiées, la directivité de l'ensemble dépendant en plus de celles $\underline{D}_i(\theta, \phi)$ des sources composantes.

2.4.11 Effet Doppler-Fizeau

Lorsqu'une source ou un observateur sont en mouvement, à faibles vitesses ($< c$), l'effet principal observé est un décalage de la fréquence reçue par rapport à celle émise : c'est l'effet Doppler-Fizeau. Dans le cas général (fig. 2.18) d'une source S et d'un observateur O se déplaçant selon des droites aux vitesses v_S et v_O faibles par rapport à c , on montre [6] que la fréquence f_O observée s'écrit

$$f_O = f_S [c - v_O \cos \theta_O(t)] / [c - v_S \cos \theta_S(t)] \quad \text{Hz} \quad (2.114)$$

où f_S est la fréquence d'émission, θ_O et θ_S les angles, fonction du temps, formés par les vitesses v_S et v_O avec le vecteur SO.

Si, par exemple, S et O se déplacent sur la même droite en s'éloignant l'un de l'autre, $\theta_S = -\pi$ et $\theta_O = 0$, d'où

$$f_O = f_S (c - v_O) / (c + v_S) \quad \text{Hz} \quad (2.115)$$

Pour les faibles vitesses (v_S et $v_O \ll c$)

$$f_O = f_S (c - v_O) (c - v_S) / c^2 \quad \text{Hz} \quad (2.116)$$

Lorsque S et O s'éloignent l'un de l'autre, f_O est plus petite que f_S . Inversement, lorsqu'ils se rapprochent, f_O est plus grande.

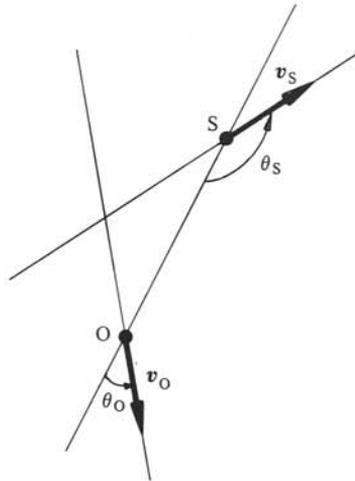


Fig. 2.18

2.5 DIRECTIVITÉ

2.5.1 Propriétés

Soit un monopôle rayonnant une puissance acoustique P_a . L'intensité acoustique à la distance r est d'après (2.10)

$$I_m = P_a / 4\pi r^2 \quad \text{W/m}^2 \quad (2.117)$$

En termes de niveaux, le bon choix des références conduit à

$$L_{I_m} = L_{P_a} - 20 \lg r - 11 \quad \text{dB} \quad (2.118)$$

$10 \lg 4\pi$ étant pris égal à 11. Le terme $-20 \lg r$ indique une décroissance de L_{I_m} avec la distance de 20 dB/décade ou 6 dB/octave.

2.5.2 Définitions

Le *facteur de directivité* δ d'une source est le rapport des intensités produites en champ lointain par la source considérée et par un monopôle de même puissance

$$\delta(\theta, \phi) = I(r, \theta, \phi) / I_m(r) \quad 1 \quad (2.119)$$

Le niveau $L(I \text{ re } I_m)$ est appelé *indice de directivité* L_δ

$$L_\delta = 10 \lg(I/I_m) = 10 \lg \delta \quad \text{dB} \quad (2.120)$$

Dans la littérature anglo-saxonne δ et L_δ sont souvent désignés par Q et DI .

2.5.3 Propriétés

En comparant la définition de δ et (2.107), on obtient $\delta = D^2$. Le facteur de directivité δ n'est autre que le carré du module de la directivité \underline{D} : considérer δ , c'est renoncer à toute information sur la phase des grandeurs acoustiques.

La directivité dépendant en général de la fréquence (par l'intermédiaire d'un produit kd), c'est aussi le cas de δ .

En termes de niveaux (2.119) s'écrit, avec L_{I_m} selon (2.118)

$$L_I = L_\delta + L_{I_m} = L_\delta + L_{P_a} - 20 \lg r - 11 \quad \text{dB} \quad (2.121)$$

2.5.4 Définition: niveau de source

Une source est souvent spécifiée par son *niveau d'intensité* L_1 à distance unité ou *niveau de source*

$$L_1 = L_I(r=1) = L_\delta + L_{P_a} - 11 = L_\delta + L_{m1} \quad \text{dB} \quad (2.122)$$

où L_{m1} est celui d'un monopôle de même P_a , soit $L_{P_a} - 11$. L_I (2.121) s'écrit

$$L_I = L_1 - 20 \lg r \quad \text{dB} \quad (2.123)$$

2.5.5 Représentation

De manière générale, δ dépend des angles θ et ϕ : en coordonnées sphériques, en portant δ selon r , il lui correspond une surface qu'il s'agit de représenter. Il est rare qu'une représentation en axonométrie ou perspective soit mise en œuvre, quoique tout à fait possible par infographie. Des coupes de la surface $\delta(\theta, \phi)$ par des plans judicieusement choisis lui sont préférées. La plupart des sources présentant une symétrie de révolution, pas nécessairement parfaite voire même très approchée, ces plans passent par l'axe de symétrie. Selon l'usage cet axe est défini par $\theta = 0$: la symétrie est selon ϕ . Les courbes obtenues donnent alors $\delta(\theta)$ pour des valeurs particulières de ϕ .

2.5.6 Définition

Un *diagramme de directivité* représente une grandeur caractérisant la directivité en fonction de l'angle θ pour un angle ϕ donné. Selon les cas cette grandeur est : la pression \tilde{p} ou l'intensité I , leurs niveaux, le module de \underline{D} , le facteur δ ou l'indice L_δ . La référence d'un niveau relatif est le plus souvent la valeur de la grandeur considérée dans une direction donnée, correspondant par exemple à un maximum.

La directivité dépendant de la fréquence, plus généralement d'un produit kd , où d est une dimension caractéristique de la source, f ou kd doivent être précisés sur chaque diagramme. Il est souvent impératif de donner plusieurs diagrammes montrant l'évolution de la directivité dans le domaine de travail en fréquence de la source étudiée.

2.5.7 Exemples

La figure 2.19 montre les diagrammes de directivité de deux transducteurs électroacoustiques subaquatiques : le premier unidirectionnel, le second bidirectionnel. Ces diagrammes donnent un niveau relatif de \tilde{p} ou I dont la référence n'est pas précisée explicitement. En fait l'échelle en décibels est arbitraire et elle correspond à la graduation du gabarit préimprimé des diagrammes. Cette manière de faire est correcte à condition que les autres spécifications permettent de déterminer les références.

On constate une symétrie de révolution plus ou moins bonne. Si elle était parfaite, il ne serait nécessaire en principe de ne donner les diagrammes que pour θ compris entre 0° et 180° . Le diagramme du transducteur unidirectionnel montre un rayonnement concentré dans un faisceau relativement étroit, autour de l'axe de symétrie, ce qui est bien ce que l'on attend d'un tel transducteur. En contraste, la directivité du bidirectionnel apparaît moins prononcée, le produit kd étant plus faible.

2.5.8 Définitions

Pour caractériser succinctement la directivité d'une source, il est utile d'introduire un certain nombre de concepts. L'*axe principal* d'une source est la direction dans laquelle le rayonnement est maximal. Le plus souvent c'est l'axe de symétrie. Un *axe secondaire* est la direction dans laquelle il y a un maximum local. Une source peut comporter plusieurs axes principaux et secondaires définissant autant de *lobes de directivité*, lesquels sont les différentes parties du diagramme comprises entre deux minima successifs, donc incluant un axe principal (*lobe principal*) ou secondaire (*lobe secondaire*).

L'*angle de rayonnement à demi-puissance* θ_{-3} d'un lobe est la distance angulaire entre deux directions de part et d'autre de l'axe du lobe pour lesquelles le niveau de la grandeur représentée est inférieur de 3 dB à celui dans l'axe. On considère aussi les angles de rayonnement *au quart* (-6 dB) et *au dixième de puissance* (-10 dB), notés θ_{-6} et θ_{-10} . La *perte de déviation angulaire* est la différence des valeurs L_δ dans l'axe principal et dans une direction θ spécifiée.

Un lobe est défini par son axe, son angle de rayonnement et son niveau relatif. Pour un principal, on spécifie le plus souvent le facteur δ noté Δ , ou l'indice L_Δ correspondant. Pour un secondaire on donne la différence $L_\delta - L_\Delta$, où L_δ est l'indice de directivité dans l'axe du lobe.

Pour montrer l'évolution de la directivité d'une source avec la fréquence, il suffit dans la plupart des cas de donner Δ ou L_Δ en fonction de f ou kd .

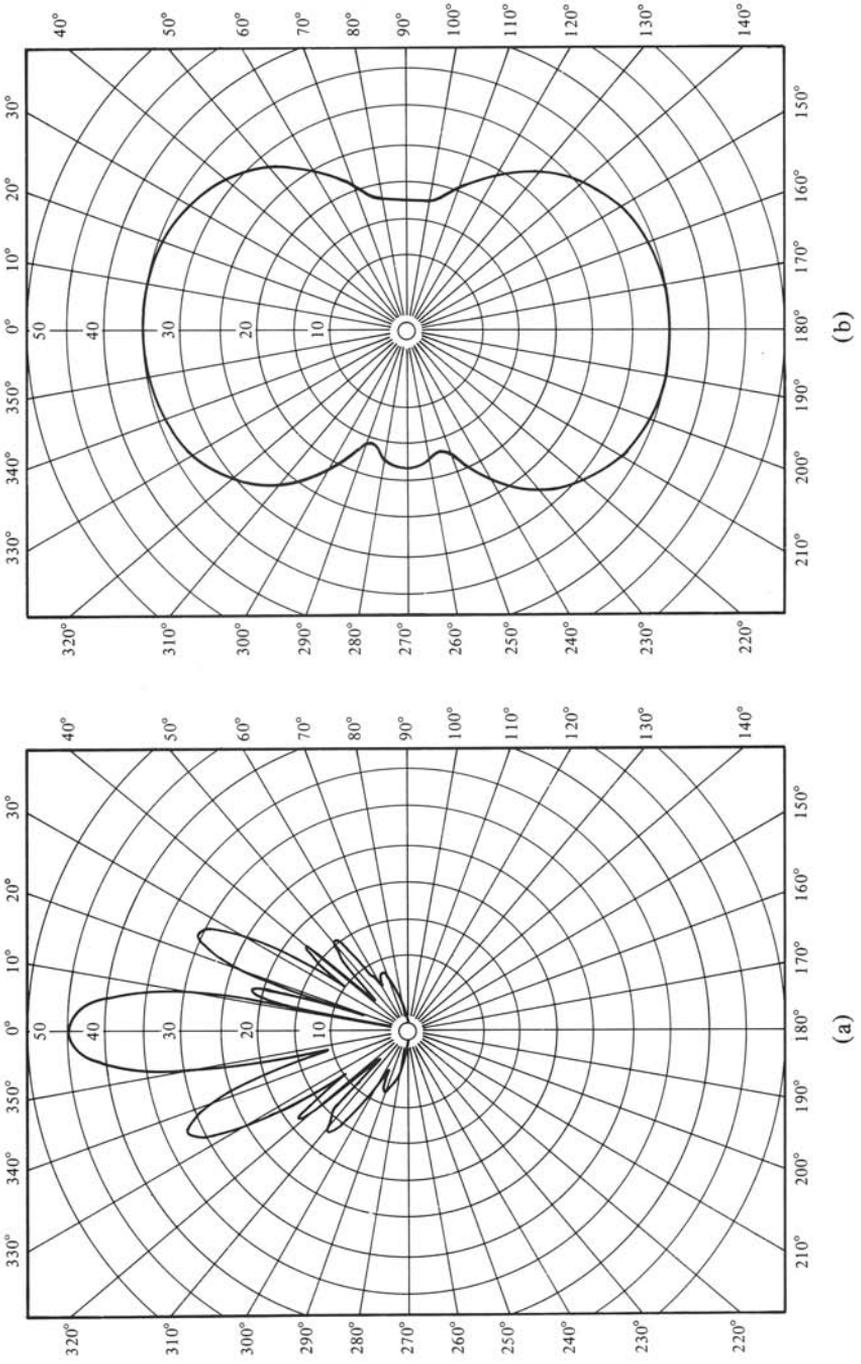


Fig. 2.19 (a) unidirectionnel, $kd \approx 90$; (b) bidirectionnel, $kd \approx 3$.

2.5.9 Définition : condition de champ libre

La mesure de la pression acoustique en valeur efficace \tilde{p} autour d'une source permet de déterminer sa directivité, soit d'obtenir les grandeurs et diagrammes la caractérisant par mesures et calculs. La mesure de \tilde{p} doit se faire en l'absence d'obstacles susceptibles de modifier le rayonnement de la source ou le champ aux points de mesure : c'est la *condition de champ libre*. Elle est vérifiée lorsque la décroissance de \tilde{p} avec la distance au centre acoustique de la source est en r^{-1} , soit en niveau, de 6 dB/octave (§ 2.4.2).

La condition de champ libre n'est strictement vérifiée qu'en espace illimité. Dans la pratique, elle est difficile à réaliser, ne serait-ce que par la présence du sol (du fond et de la surface en acoustique subaquatique). Les mesures ont lieu soit en plein air en espace suffisamment dégagé, soit dans un *local anéchoïque* où règnent approximativement les conditions de champ libre grâce à des parois absorbantes (§ 3.3.16).

2.5.10 Description

Pour déterminer le facteur de directivité $\delta(\theta, \phi)$ à partir de mesures de \tilde{p} , il faut calculer la puissance acoustique P_a rayonnée par la source. Soit $\tilde{p}(\theta, \phi)$ sur une sphère S , centrée sur la source et de rayon satisfaisant les inégalités de champ lointain à la fréquence considérée. D'après le paragraphe 2.4.3 et (2.117) et (2.119), on a

$$P_a = Z_c^{-1} \int_S \tilde{p}^2(\theta, \phi) dS \quad \text{W} \quad (2.124)$$

et

$$\delta(\theta, \phi) = \tilde{p}^2(\theta, \phi) / \tilde{p}_m^2 \quad 1 \quad (2.125)$$

où \tilde{p}_m est définie pour un monopôle rayonnant la même puissance P_a . Soit

$$P_a = 4\pi r^2 Z_c^{-1} \tilde{p}_m^2 \quad \text{W} \quad (2.126)$$

De l'égalité de (2.124) et (2.126), on tire

$$\tilde{p}_m^2 = (4\pi r^2)^{-1} \int_S \tilde{p}^2(\theta, \phi) dS \quad \text{Pa}^2 \quad (2.127)$$

Pour trouver $\delta(\theta, \phi)$ et P_a , il faut donc déterminer \tilde{p}_m selon (2.127). En pratique, l'intégrale est remplacée par une somme et \tilde{p} n'est mesurée qu'en un certain nombre de points dépendant de la précision souhaitée et de la directivité de la source étudiée. Si l'on découpe la sphère S en n éléments d'aire S_i sur lesquels \tilde{p} peut être admise constante, (2.127) devient

$$\tilde{p}_m^2 = (4\pi r^2)^{-1} \cdot \sum_{i=1}^n S_i \tilde{p}_i^2 \quad \text{Pa}^2 \quad (2.128)$$

Pour simplifier le calcul, le découpage est souvent réalisé de manière à obtenir n éléments de même aire $4\pi r^2/n$, mais pas nécessairement de même forme, et

$$\tilde{p}_m^2 = n^{-1} \sum_{i=1}^n \tilde{p}_i^2 \quad \text{Pa}^2 \quad (2.129)$$

Dans la pratique, les relations précédentes sont écrites en termes des niveaux L_p , L_{p_a} et L_δ . Ainsi, par exemple (2.129), (2.125) et (2.126) s'écrivent

$$L_{p_m} = 10 \lg \sum_{i=1}^n 10^{L_{pi}/10} - 10 \lg n \quad \text{dB} \quad (2.130)$$

$$L_\delta = L_p(\theta, \phi) - L_{p_m} \quad \text{dB} \quad (2.131)$$

$$L_{p_a} \cong L_{p_m} + 10 \lg(4\pi r^2/S_0) \quad \text{dB} \quad (2.132)$$

puisque $L_I \cong L_p$ (§ 1.7.7) et avec $S_0 = 1 \text{ m}^2$.

Lorsque la précision demandée l'exige, il est tenu compte des conditions locales de mesure en introduisant dans (2.132) un terme correctif C correspondant à $-10 \lg(Z_c/Z_{c0})$ de (1.173)

$$L_{p_a} = L_{p_m} + 10 \lg(4\pi r^2/S_0) + C \quad \text{dB} \quad (2.133)$$

Par exemple, la norme ISO 3745 spécifie une correction

$$C = -10 \lg \left\{ [293/(273 + \theta)]^{1/2} \{p_s/1000\} \right\} \quad \text{dB} \quad (2.134)$$

où θ est la température en $^\circ\text{C}$ et p_s , la pression statique en millibars ($1 \text{ bar} \hat{=} 10^5 \text{ Pa}$).

2.5.11 Exemple

Dans le cas d'un découpage en éléments d'aires égales, il n'est pas nécessaire de spécifier celles-ci: ce qui importe ce sont les positions des points de mesure associés (emplacements du ou des microphones). Ainsi, la norme ISO 3745 donne les coordonnées de vingt points de mesure sur une sphère S de rayon r (fig. 2.20), lequel doit être fixé de manière à ce que la mesure se fasse dans le champ lointain. Le centre acoustique d'une source étant souvent inconnu, celui choisi doit être spécifié.

2.5.12 Description

Beaucoup de sources présentant une symétrie de révolution, même approchée, il en résulte des simplifications. La pression \tilde{p} ne dépendant pas de ϕ et avec dS égal à $(r d\theta) \cdot (r \sin \theta d\phi)$, (2.127) devient

$$\tilde{p}_m^2 = (4\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \tilde{p}^2 \sin \theta d\theta = \frac{1}{2} \int_0^\pi \tilde{p}^2 \sin \theta d\theta \quad \text{Pa}^2 \quad (2.135)$$

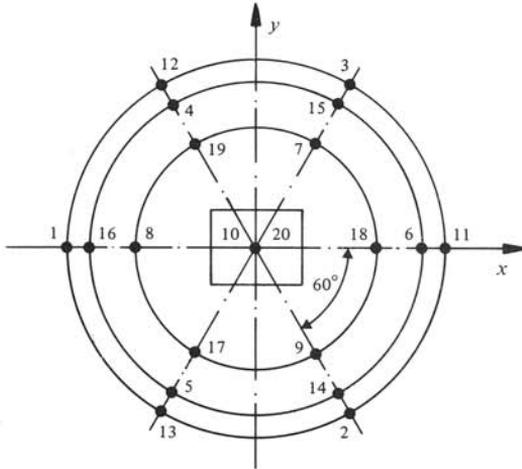
En pratique, l'intégrale est remplacée par la somme

$$\tilde{p}_m^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \tilde{p}_i^2 \left[\int_{\theta_{i-}}^{\theta_{i+}} \sin \theta d\theta \right] \quad \text{Pa}^2 \quad (2.136)$$

l'intervalle de 0 à π étant subdivisé en n éléments égaux ou non $[\theta_{i-}, \theta_{i+}]$, tels que sur chacun d'eux \tilde{p}_i est approximativement constante eu égard la précision souhaitée. En intégrant, on obtient

$$\tilde{p}_m^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \tilde{p}_i^2 (\cos \theta_{i-} - \cos \theta_{i+}) \quad \text{Pa}^2 \quad (2.137)$$

No	$\frac{x}{r}$	$\frac{y}{r}$	$\frac{z}{r}$	No	$\frac{x}{r}$	$\frac{y}{r}$	$\frac{z}{r}$
1	-0,99	0	0,15	11	0,99	0	-0,15
2	0,50	-0,86	0,15	12	-0,50	0,86	-0,15
3	0,50	0,86	0,15	13	-0,50	-0,86	-0,15
4	-0,45	0,77	0,45	14	0,45	-0,77	-0,45
5	-0,45	-0,77	0,45	15	0,45	0,77	-0,45
6	0,89	0	0,45	16	-0,89	0	-0,45
7	0,33	0,57	0,75	17	-0,33	-0,57	-0,75
8	-0,66	0	0,75	18	0,66	0	-0,75
9	0,33	-0,57	0,75	19	-0,33	0,57	-0,75
10	0	0	1,0	20	0	0	-1,0



Distance horizontale à partir de la ligne centrale de l'ensemble des positions de microphone

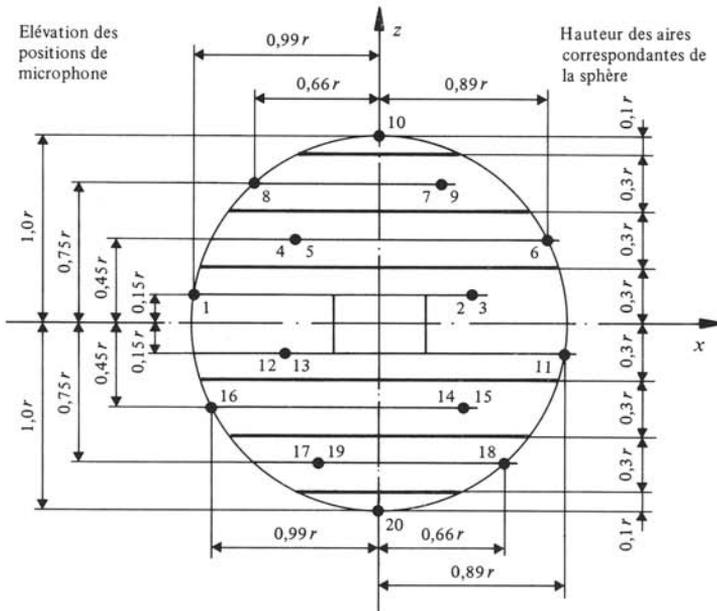


Fig. 2.20

La caractéristique $\tilde{p}(\theta)$ peut être obtenue en faisant tourner la source sur elle-même selon θ , le microphone de mesure étant fixe: \tilde{p} ou L_p est reporté automatiquement dans un graphique ad hoc. On obtient ainsi un diagramme de directivité. La symétrie de révolution n'étant souvent qu'approximative, $\tilde{p}(\theta)$ est relevée pour un tour complet et le calcul selon (2.136) ou (2.137) effectué pour θ de 0 à 2π : cela revient à prendre la moyenne quadratique de $\tilde{p}(\theta)$ et $\tilde{p}(-\theta)$. Dans le même esprit, des caractéristiques $\tilde{p}(\theta)$ sont relevées pour plusieurs valeurs ϕ_j et l'on détermine la valeur moyenne quadratique des $\tilde{p}(\theta, \phi_j)$.

2.5.13 Description: mesures en champ proche

Dans certaines situations, il n'est pas possible de respecter la condition de champ lointain. C'est le cas par exemple pour les sources de grandes dimensions ou lorsque la condition de champ libre n'est pas vérifiée dans l'espace disponible. Une méthode consiste à mesurer \tilde{p} en champ proche, puis à déterminer sa valeur en champ lointain par calcul. Pour ce faire, on met en œuvre des relations théoriques liant champs lointain et proche, établies sur la base d'un modèle approprié de la source étudiée. Une variante possible est d'effectuer les mesures au moyen d'un réseau plan de microphones dont les sorties sont pondérées puis sommées de manière à répondre aux relations théoriques, donc à fournir directement \tilde{p} du champ lointain.

2.5.14 Modèle

Dans le cas des sources unidirectionnelles, il est utile d'introduire un modèle simplifié du diagramme de directivité: le lobe principal est assimilé à un arc de cercle d'ouverture θ_f délimitant le faisceau d'émission, et les lobes secondaires négligés. Cela équivaut à admettre δ constant et égal à Δ de l'axe principal pour θ compris entre $\pm \frac{1}{2} \theta_f$ et nul en dehors. Dans cette approximation, toute la puissance acoustique rayonnée est concentrée dans le lobe principal où elle est uniformément répartie. L'intensité acoustique y est alors

$$I = P_a / \Omega r^2 \quad \text{W/m}^2 \quad (2.138)$$

où Ω est l'angle solide, défini par le lobe principal. D'après (2.117) et (2.119), on a

$$\Delta = 4\pi / \Omega \quad 1 \quad (2.139)$$

Pour une source unidirectionnelle ayant une bonne symétrie de révolution, le lobe principal est considéré conique (fig. 2.21). Ω est alors la surface d'une calotte sphérique d'angle au sommet θ_f et de rayon unité. On trouve

$$\Omega = 2\pi \{1 - \cos(\frac{1}{2} \theta_f)\} \quad \text{sr} \quad (2.140)$$

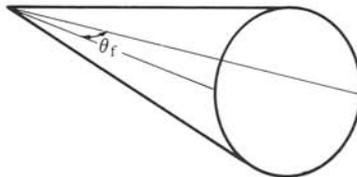


Fig. 2.21

ce qui conduit à

$$\Delta = 2 / \{1 - \cos(\frac{1}{2} \theta_f)\} \quad 1 \quad (2.141)$$

Une situation fréquente est celle où le lobe est dit pyramidal: pour $\phi = 0$ et $\frac{\pi}{2}$, on a respectivement des angles θ_{f0} et $\theta_{f\pi/2}$ différents (fig. 2.22). Le calcul donne

$$\Delta = \pi / \arcsin \{ \sin \frac{1}{2} \theta_{f0} \cdot \sin \frac{1}{2} \theta_{f\pi/2} \} \quad 1 \quad (2.142)$$

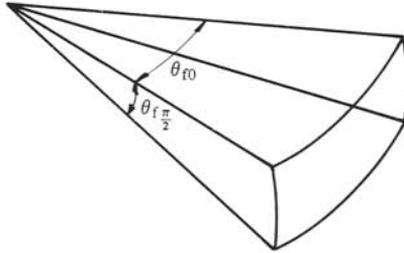


Fig. 2.22

2.6 RÉSEAUX

2.6.1 Introduction

De nombreuses applications requièrent une source de directivité donnée. C'est le cas pour la sonorisation des lieux d'écoute (grande salle, stade, etc.) où l'on demande par exemple une directivité marquée dans le plan vertical, mais faible dans le plan horizontal. Il s'agit souvent d'obtenir une émission très directive, donc un lobe principal étroit, et de réduire autant que possible les lobes secondaires. Un seul transducteur ne présente généralement pas une directivité suffisante ou appropriée. On recourt à un groupement de transducteurs, dont la directivité dépend de sa géométrie, de la directivité des transducteurs utilisés et de leurs débits en amplitude et en phase (§§ 2.4.9 et 2.4.10).

2.6.2 Définitions

Un *réseau* est un groupement de sources réalisé de manière à ce que sa directivité corresponde à certaines exigences de base. Selon leur géométrie, on distingue les *réseaux en ligne* et *en surface*. Les *réseaux* sont aussi appelés *antennes* par analogie avec les aériens rayonnant des ondes électromagnétiques. Les *composantes* d'un réseau sont des transducteurs électroacoustiques d'émission, souvent des petites sources pulsantes mais aussi des sources directives. Un réseau est *pondéré* lorsque les débits volumiques de ses composantes ne sont pas identiques mais suivent une fonction de pondération donnée.

Dans ce volume, on réserve le nom de réseau aux groupements discrets, ayant un nombre fini de composantes et celui d'antenne, à ceux continus ayant un nombre de composantes aussi grand que nécessaire, à la limite infini, et constituant les modèles des réseaux.

L'*analyse* d'un réseau est le problème consistant à déterminer sa directivité à partir de ses spécifications. La *synthèse* est le problème inverse consistant à déterminer

les spécifications d'au moins un réseau satisfaisant un cahier des charges incluant entre autres la directivité.

2.6.3 Commentaires

L'analyse d'un réseau se fait selon les principes des paragraphes 2.4.8 et 10. Elle est toujours possible. Pour la synthèse, on ne dispose pas de méthodes générales, mais de plusieurs techniques particulières. Étant très spécialisées, elles ne seront pas exposées dans ce volume. Pour les besoins courants de la pratique, les résultats de l'analyse de réseaux-types sont suffisants pour mener à chef le dimensionnement d'un réseau.

Les antennes et réseaux en ligne font l'objet de cette section, ceux en surface de la suivante, étant assimilables à des surfaces rayonnantes.

2.6.4 Définition : antenne rectiligne

Une *antenne rectiligne* est constituée d'un très grand nombre de petites sources pulsantes disposées continûment sur un segment de droite de longueur l (fig. 2.23).

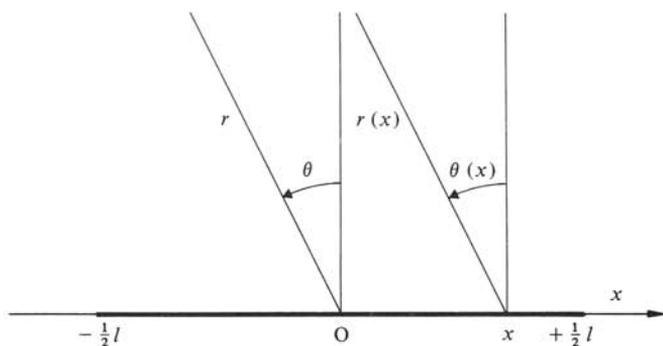


Fig. 2.23

2.6.5 Description : calcul du champ lointain

Le point milieu de l'antenne est pris comme centre acoustique et origine des coordonnées sphériques. Du fait de la symétrie de révolution, l'angle ϕ n'intervient pas et le problème est de calculer $\underline{p}(r, \theta)$. On admet les approximations

$$\theta(x) \cong \theta \quad \text{rad} \quad (2.143)$$

$$r(x) \cong r + x \sin \theta \cong r \quad \text{m} \quad (2.144)$$

On considère que chaque élément dx d'abscisse x de l'antenne est une petite source pulsante cylindrique, de longueur dx , de rayon ρ et de vitesse radiale en surface $\underline{v}(x)$. Son débit est

$$d\underline{q} = \underline{v}(x) dS = 2\pi\rho \underline{v}(x) dx \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.145)$$

La vitesse $\underline{v}(x)$ est spécifiée par rapport à sa valeur \underline{v}_0 en $x=0$ par une fonction de pondération $\underline{a}(x)$

$$\underline{v}(x) = \underline{a}(x) \cdot \underline{v}_0 \quad \text{m/s} \quad (2.146)$$

La pression acoustique $d\underline{p}$ due à l'élément dx s'écrit selon (2.25)

$$d\underline{p} = jZ_c k \cdot 2\pi\rho v_0 \cdot \underline{a}(x) \cdot dx \cdot \exp[-jk(r+x\sin\theta)]/4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.147)$$

En intégrant cette expression, on trouve la pression créée par l'antenne rectiligne que l'on écrit sous la forme

$$\underline{p}(r, \theta) = \underline{p}_0 \cdot \underline{D}_0(\theta) \quad \text{Pa} \quad (2.148)$$

avec \underline{p}_0 selon (2.25) où \underline{q} vaut $2\pi\rho l v_0$ et

$$\underline{D}_0(\theta) = l^{-1} \int_{-l/2}^{+l/2} \underline{a}(x) \exp(-jk_\theta x) dx \quad 1 \quad (2.149)$$

où l'on a introduit $k_\theta = k \sin \theta$.

On a ainsi obtenu la directivité de l'antenne rectiligne à une constante réelle près : en effet, \underline{p}_0 et $\underline{D}_0(\theta)$ ne correspondent pas à \underline{p}_m et $\underline{D}(\theta)$ de (2.106). Au besoin, il y a lieu de calculer un facteur de normalisation.

2.6.6 Propriétés

La fonction de pondération $\underline{a}(x)$ étant nulle en dehors de l'intervalle $[-\frac{1}{2}l, +\frac{1}{2}l]$, les limites d'intégration dans (2.149) peuvent être portées à $-\infty$ et $+\infty$ et l'intégrale devient une transformée de Fourier

$$F_x |\underline{a}(x)| = \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{a}(x) \cdot \exp(-jk_\theta x) dx \quad \text{m} \quad (2.150)$$

Par rapport à (1.126) ou (IV.7.56), il y a substitution de ω et t par k_θ et x , et d'autre part $\underline{a}(x)$ est une fonction à valeurs complexes.

La directivité d'une antenne rectiligne peut donc se trouver en prenant la transformée de Fourier de sa fonction de pondération $\underline{a}(x)$: cette propriété est très utile pour l'analyse. En principe, la synthèse d'une antenne pourrait se faire en prenant la transformée de Fourier inverse de la directivité voulue, donnant la pondération à réaliser

$$\underline{a}(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} l \underline{D}_0(k_\theta) \cdot \exp(jk_\theta x) \cdot dk_\theta \quad 1 \quad (2.151)$$

En fait, c'est impraticable. D'une part, la directivité voulue $\underline{D}_0(k_\theta)$ n'est spécifiée que pour k_θ tel que $\sin \theta < 1$: l'information est incomplète et l'intégrale ne peut se calculer. Une possibilité serait d'imposer des valeurs \underline{D}_0 arbitraires, mais on est réduit à tâtonner. D'autre part, à supposer que l'intégration soit possible, la pondération obtenue $\underline{a}(x)$ serait définie pour x de $-\infty$ à $+\infty$. Or il est évident que l'antenne doit avoir une longueur finie dont la limite supérieure est souvent imposée par le cahier des charges.

2.6.7 Propriété : antenne symétrique

Dans la majorité des cas, l'antenne est symétrique : \underline{a} est une fonction paire. Tenant compte de ce que $\exp(j\alpha) = \cos \alpha + j \sin \alpha$, on est conduit à

$$\underline{D}_0(\theta) = l^{-1} \int_{-l/2}^{+l/2} \underline{a}(x) \cos(-k_\theta x) dx \quad 1 \quad (2.152)$$

Ce résultat s'obtient aussi en considérant que la transformée de Fourier d'une fonction paire est aussi paire (§ IV.7.3.19). Autrement dit, la symétrie en x de $\underline{a}(x)$ conduit à celle en θ de la directivité. Si en plus $\underline{a}(x)$ est réelle ou imaginaire, c'est aussi le cas de $\underline{D}_0(\theta)$ (§ IV.7.3.20).

2.6.8 Antenne rectiligne uniforme

La pondération $\underline{a}(x)$ est une constante prise égale à 1 par commodité. $\underline{D}_0(\theta)$ est aussi réelle et vaut

$$D_0(\theta) = l^{-1} \int_{-l/2}^{+l/2} \cos(-k_\theta x) dx = \sin\left(\frac{1}{2} k_\theta l\right) / \left(\frac{1}{2} k_\theta l\right) \quad 1 \quad (2.153)$$

2.6.9 Représentation

A la représentation polaire du diagramme de directivité est préférée une cartésienne, avec $(\frac{1}{2} k_\theta l)$ en abscisse et $D_0(\theta)$ en ordonnée. La figure 2.24 montre le diagramme de l'antenne rectiligne uniforme. L'avantage de cette représentation est son universalité: on peut y déterminer la directivité d'une antenne du type étudié à partir du produit kl . En effet, lorsque θ varie de $-\frac{\pi}{2}$ à $+\frac{\pi}{2}$ (ce qui du fait de la symétrie, décrit entièrement la directivité), $\frac{1}{2} k_\theta l$ varie de $-\frac{1}{2} kl$ à $+\frac{1}{2} kl$ définissant une portion du diagramme précisément délimitée par ces deux valeurs. Les parties du diagramme en dehors de cette portion ne sont pas à considérer: il leur correspond en effet des valeurs de $\frac{1}{2} k_\theta l$ telles que, kl étant donné, $\sin \theta > 1$, ce qui n'a évidemment plus de sens.

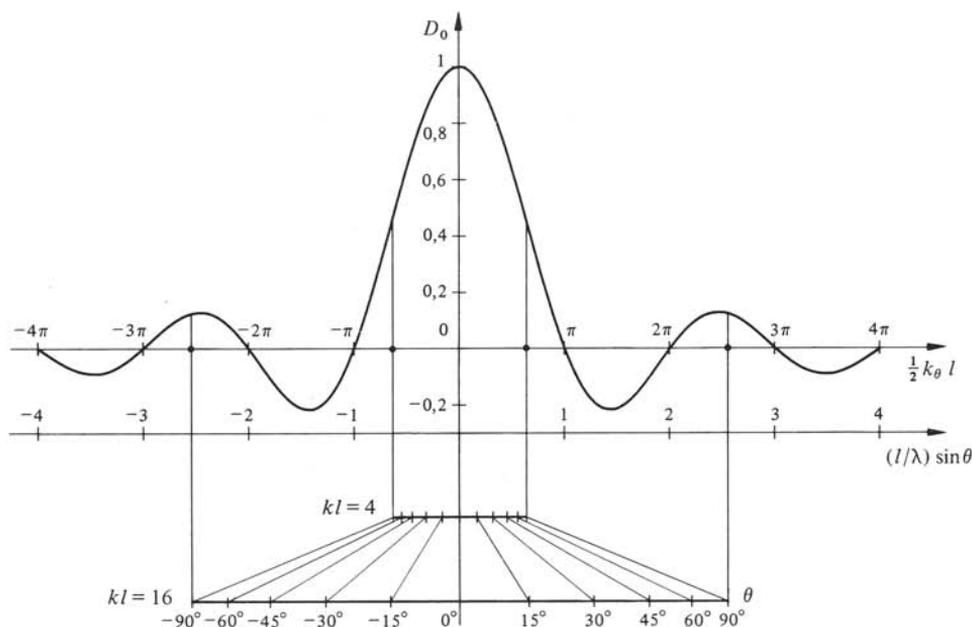


Fig. 2.24

Sur le diagramme de la figure 2.24, on a délimité les portions représentatives de deux antennes rectilignes uniformes de $kl = 4$ et 16 . Il peut s'agir par exemple soit de la même antenne considérée à deux fréquences à intervalle de deux octaves, soit de deux antennes à même fréquence, la seconde étant de longueur quadruple.

Par commodité, l'abscisse est souvent graduée en valeurs de $(l/\lambda) \cdot \sin \theta$ plutôt que de $\frac{1}{2} k_{\theta} l$, ce qui permet d'interpréter la directivité en fonction de la dimension de l'antenne exprimée en longueur d'onde. L'abscisse n'est évidemment pas linéaire en θ puisque proportionnelle à $\sin \theta$: on le voit bien en reportant sur deux échelles supplémentaires les abscisses correspondant à $|\theta| = 15, 30, 45, 60$ et 90° .

La figure 2.25 montre les diagrammes de directivité $|D_0|$ en coordonnées polaires des deux antennes considérées.

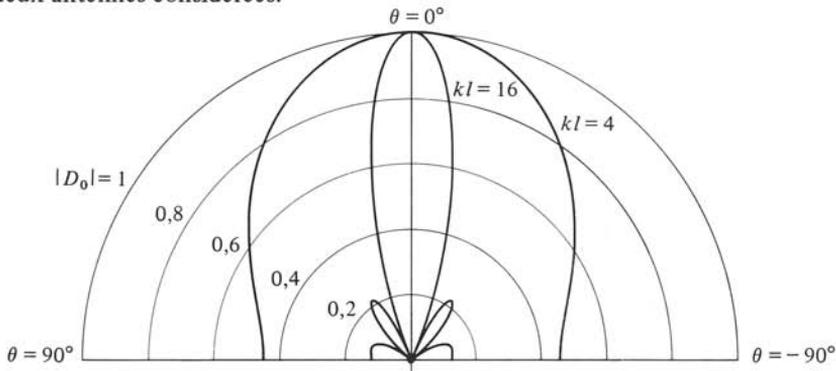


Fig. 2.25

2.6.10 Propriétés

La figure 2.24 montre que l'antenne rectiligne uniforme présente un lobe principal latéral, c'est-à-dire normal à l'antenne. Des lobes secondaires apparaissent dès que (l/λ) est supérieur à 1. Les niveaux des trois premiers relativement au principal sont : $-13,3$ dB, $-17,8$ dB et $-20,8$ dB. L'angle de rayonnement à demi-puissance θ_{-3} se calcule en posant (2.153) égal à $2^{-1/2}$ et en résolvant par rapport à θ . On trouve, la valeur approchée étant valable pour $\theta_{-3} < 30^{\circ}$

$$\theta_{-3} = 2 \arcsin(0,443 \lambda/l) \cong 51/(l/\lambda) \quad \text{degré} \quad (2.154)$$

Le facteur de directivité δ de l'antenne rectiligne uniforme se calcule par (2.125) et (2.135) avec $\underline{p}(\theta)$ selon (2.153). Son maximum Δ dans l'axe principal est voisin de l'unité pour $kl < 2$ (l'antenne est alors pratiquement omnidirectionnelle). Dès $kl > 4$, soit $(l/\lambda) > 2/\pi$ on a approximativement

$$\Delta \cong kl/\pi = 2l/\lambda \quad 1 \quad (2.155)$$

Dans l'interprétation de ces résultats, il ne faut pas oublier la symétrie de révolution dont l'axe est l'antenne.

2.6.11 Antenne rectiligne à déphasage

La pondération d'une telle antenne est

$$\underline{a}(x) = \exp(-j\beta x) \quad 1 \quad (2.156)$$

où β est un déphasage linéique en rad/m, grandeur analogue à k ou β d'une ligne (§ 1.6.4). En appliquant (2.149), on obtient D_0 réelle

$$D_0(\theta) = \sin\left[\frac{1}{2}l(k_\theta + \beta)\right] / \frac{1}{2}l(k_\theta + \beta) \quad 1 \quad (2.157)$$

En comparant ce résultat à (2.153), on voit qu'en coordonnées cartésiennes, le diagramme de l'antenne à déphasage s'obtient en décalant horizontalement celui de l'antenne uniforme de $-\frac{1}{2}\beta l$. Dans le diagramme polaire, il lui correspond une rotation du lobe principal d'un angle

$$\theta_0 = -\arcsin(\beta/k) \quad \text{rad} \quad (2.158)$$

Ainsi, un déphasage approprié le long de l'antenne permet d'orienter son lobe principal dans une direction voulue θ_0 . Cette possibilité est par exemple mise en œuvre pour réaliser un lobe orientable ou tournant (à balayage) en évitant une rotation mécanique de l'antenne (sonars).

La figure 2.26 montre D_0 d'une antenne avec $kl = 6\pi$ et $\beta = -k$: $\theta_0 = +\frac{\pi}{2}$ et le lobe principal est longitudinal, c'est-à-dire selon l'axe de l'antenne. Le déphasage total le long de celle-ci est $\beta l = 6\pi$ rad.

Cette figure montre également comment obtenir le diagramme polaire à partir du cartésien. On trace un demi-cercle de diamètre kl tel qu'à un de ses points A, défini par l'angle θ , corresponde le point d'abscisse $\frac{1}{2}kl \sin \theta$. On reporte alors la valeur absolue de l'ordonnée lue à cette abscisse le long du rayon passant par A. Le diagramme polaire est ainsi construit point par point.

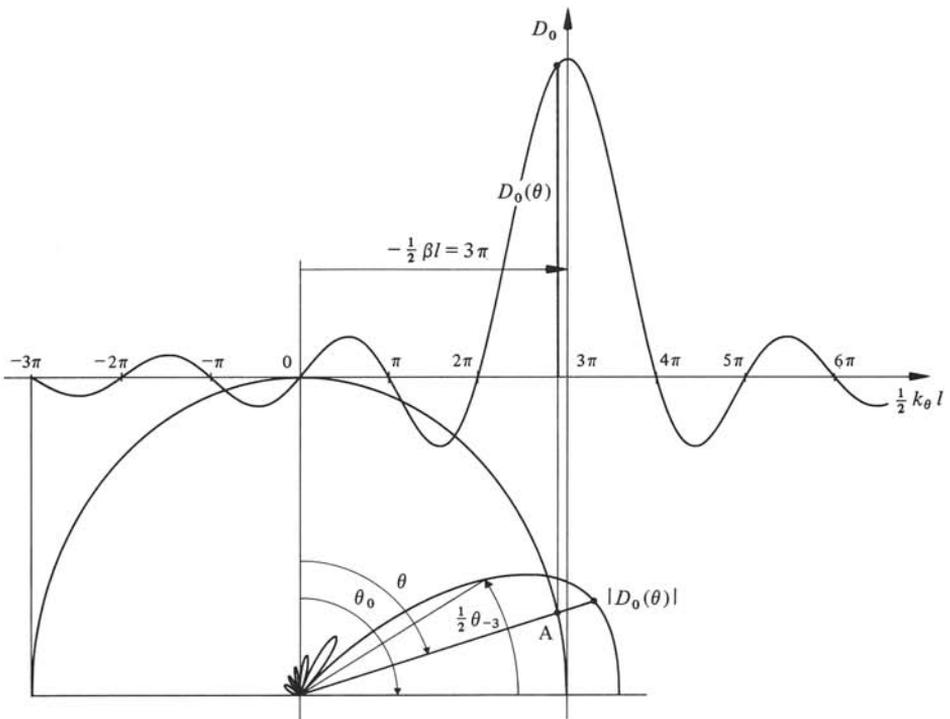


Fig. 2.26

En inclinant l'axe principal, on déforme les lobes. En particulier l'angle de rayonnement θ_{-3} devient plus large. Pour $\theta_0 = \frac{\pi}{2}$, on a

$$\theta_{-3} \cong 110/(l/\lambda)^{1/2} \quad \text{degré} \quad (2.159)$$

2.6.12 Antenne rectiligne à pondération cosinusoidale

Soit la fonction de pondération

$$\underline{a}(x) = \cos(\pi x/l) = \frac{1}{2} [\exp(j\pi x/l) + \exp(-j\pi x/l)] \quad 1 \quad (2.160)$$

La transformée de Fourier d'une somme étant la somme des transformées, la directivité correspondante est obtenue en prenant la demi-somme des directivités de deux antennes à déphasage linéaire avec $\beta = -$ et $+\pi/l$. On trouve

$$D_0 = \frac{1}{2} \left[\left\{ \sin \frac{1}{2} (k_\theta l - \pi) / \frac{1}{2} (k_\theta l - \pi) \right\} + \left\{ \sin \frac{1}{2} (k_\theta l + \pi) / \frac{1}{2} (k_\theta l + \pi) \right\} \right] \quad 1 \quad (2.161)$$

Graphiquement, on combine les deux diagrammes obtenus en décalant celui de l'antenne rectiligne uniforme une première fois de $+\pi/2$ et une seconde, de $-\pi/2$ (fig. 2.27). Par rapport à la directivité d'une antenne rectiligne uniforme, on constate qu'une pondération cosinusoidale réduit l'amplitude des lobes secondaires, ce qui est un avantage, au prix de l'élargissement du lobe principal, ce qui peut être un inconvénient.

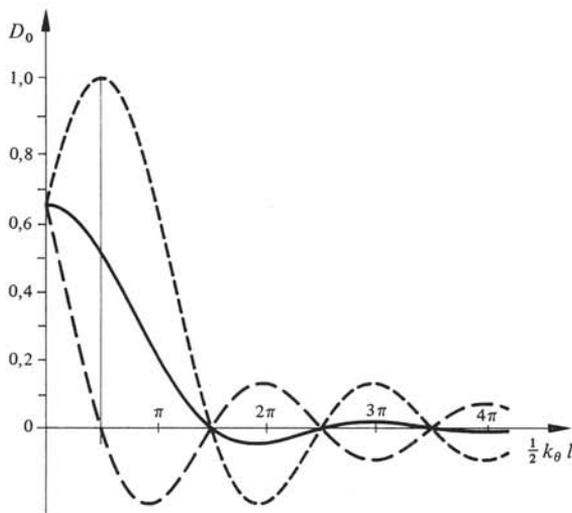


Fig. 2.27

2.6.13 Définitions : réseaux rectilignes

Soit n sources disposées sur une droite à distance d l'une de l'autre (fig. 2.28). Elles constituent un *réseau rectiligne* de longueur $l = (n - 1)d$, version discrétisée de l'antenne rectiligne et présentant la même symétrie de révolution. Lorsque les sources sont des petites pulsantes de même débit q , le réseau est *uniforme*. Lorsque les débits

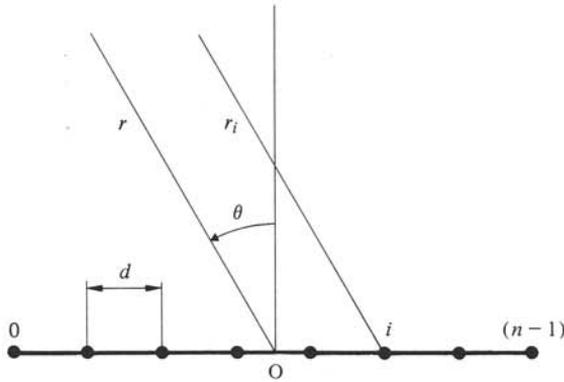


Fig. 2.28

ont même valeur efficace, mais sont déphasés selon

$$\underline{q}_i = \underline{q} \exp(-j i \psi) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.162)$$

avec i de 0 à $(n-1)$, le réseau est à *déphasage*. Le réseau peut aussi être constitué de sources directives. En général, elles sont identiques et leurs axes principaux sont dirigés dans la même direction.

Le centre acoustique d'un réseau est son milieu géométrique. Il est pris comme centre des coordonnées r et θ du point du champ.

2.6.14 Réseau uniforme

La pression acoustique en champ lointain calculée d'après (2.112) est

$$\underline{p}(r, \theta) = \underline{p}_m \sum_{i=0}^{n-1} \exp[-j k (r_i - r)] \quad \text{Pa} \quad (2.163)$$

où \underline{p}_m est la pression acoustique d'un monopôle de débit \underline{q} placé au centre acoustique du réseau. Dans le champ lointain, r_i vaut environ

$$r_i \cong r + (id - \frac{1}{2} l) \sin \theta \quad \text{m} \quad (2.164)$$

La somme dans (2.163) devient

$$\sum_{i=0}^{n-1} \exp[-j k_\theta (id - \frac{1}{2} l)] = \exp(j k_\theta l/2) \cdot \sum_{i=0}^{n-1} \exp(-j k_\theta id) \quad 1 \quad (2.165)$$

où $k_\theta = k \sin \theta$, comme pour l'antenne rectiligne. On pose

$$\underline{\alpha} = \sum_{i=0}^{n-1} \exp(-j k_\theta id) \quad 1 \quad (2.166)$$

C'est la somme des n premiers termes d'une progression géométrique de raison $\exp(-j k_\theta d)$. Elle vaut

$$\underline{\alpha} = [\exp(-j n k_\theta d) - 1] / [\exp(-j k_\theta d) - 1] \quad 1 \quad (2.167)$$

La mise en évidence de $\exp(-jnk_{\theta}d/2)$ au numérateur et de $\exp(-jk_{\theta}d/2)$ au dénominateur fait apparaître des sinus

$$\underline{\alpha} = \exp[-jk_{\theta}(n-1)d/2] \cdot \sin(-nk_{\theta}d/2)/\sin(-k_{\theta}d/2) \quad 1 \quad (2.168)$$

Par convention, la directivité $\underline{D}_0(\theta)$ du réseau est établie par comparaison à un monopôle de débit nq placé au centre acoustique

$$\underline{D}_0(\theta) = \underline{p}(r, \theta)/np_m \quad 1 \quad (2.169)$$

Avec (2.163), (2.165), (2.168), $l = (n-1)d$ et $\sin(-\gamma) = -\sin \gamma$, on trouve \underline{D}_0 réelle

$$D_0(\theta) = \sin(\frac{1}{2}nk_{\theta}d)/n \sin(\frac{1}{2}k_{\theta}d) \quad 1 \quad (2.170)$$

En multipliant haut et bas par $\frac{1}{2}nk_{\theta}d$, la directivité prend la forme

$$D_0(\theta) = [\sin(\frac{1}{2}nk_{\theta}d)/\frac{1}{2}nk_{\theta}d]/[\sin(\frac{1}{2}k_{\theta}d)/\frac{1}{2}k_{\theta}d] \quad 1 \quad (2.171)$$

$D_0(\theta)$ apparaît comme le quotient des directivités de deux antennes rectilignes uniformes de longueurs $l' = n \cdot d$ et d (§ 2.6.8). D'après la figure 2.24 la directivité d'une antenne rectiligne uniforme de longueur $l = d$ reste voisine de l'unité pour $\frac{1}{2}kd < \pi/4$ ou $d < \lambda/4$. Par conséquent, lorsque c'est le cas on peut assimiler un réseau uniforme de longueur l à une antenne linéaire uniforme de longueur $l' = l + d$.

Pour $d > \lambda/4$, la directivité du réseau uniforme est plus accentuée que celle de l'antenne correspondante : les lobes secondaires sont plus importants (le dénominateur de (2.171) devient inférieur à 1). Lorsque d est un multiple entier de λ , D_0 vaut 1 pour des valeurs de θ autres que zéro ; certains lobes secondaires sont alors égaux au principal.

Le plus souvent, on s'intéresse au facteur de directivité Δ dans l'axe principal ($\theta = 0$). Ses valeurs se déduisent des valeurs approchées données pour l'antenne rectiligne (§ 2.6.10). Lorsque $kl' = knd < 2$, on a $\Delta \cong 1$: le réseau est pratiquement omnidirectionnel. Lorsque $kl' > 4$ mais $kd < 2$ (avec $n > 2$), $\Delta \cong 2l'/\lambda = 2nd/\lambda$. Pour $kd > 4$, on a

$$\Delta \cong (2l'/\lambda)/(2d/\lambda) = n \quad 1 \quad (2.172)$$

le numérateur étant le Δ d'une antenne rectiligne de longueur l' et le dénominateur, celui d'une de longueur d . Le calcul complet montre qu'en fait dès $kd > 4$, Δ oscille autour de n . En pratique les valeurs approchées sont suffisantes.

2.6.15 Réseau à déphasage

Des calculs similaires effectués en tenant compte de (2.162) conduisent à

$$D_0(\theta) = [\sin\{\frac{1}{2}n(k_{\theta}d + \psi)\}/\frac{1}{2}n(k_{\theta}d + \psi)]/[\sin\{\frac{1}{2}(k_{\theta}d + \psi)\}/\frac{1}{2}(k_{\theta}d + \psi)] \quad 1 \quad (2.173)$$

La directivité apparaît comme le quotient de celles de deux antennes rectilignes à déphasage avec $\beta = \psi/d$ et de longueurs respectives $l' = nd$ et d (§ 2.6.11). On assimile ce réseau à l'antenne rectiligne de longueur $l' = nd$: pour cela, il faut $\frac{1}{2}(kd + \psi) < \pi/4$.

Au déphasage ψ correspond une rotation du lobe principal

$$\theta_0 = -\arcsin(\psi/kd) \quad \text{rad} \quad (2.174)$$

Ainsi, comme pour l'antenne rectiligne, il est possible d'orienter le lobe principal d'un réseau par déphasage approprié des sources. Pour $\theta_0 = \frac{1}{2} \pi$ (lobe longitudinal), la condition de validité est $d < \lambda/2$ contre $d < \lambda/4$ pour le réseau uniforme.

2.6.16 Réseau de sources directives

Soit $\underline{D}_S(\theta, \phi)$ la directivité des sources constituant le réseau, toutes orientées dans la même direction. La directivité résultante se déduit de (2.113) et d'un calcul similaire à celui du réseau uniforme

$$\underline{D}_R(\theta, \phi) = \underline{D}_S(\theta, \phi) \cdot D_0(\theta) \quad 1 \quad (2.175)$$

où $D_0(\theta)$ est la directivité d'un réseau uniforme (2.170) ou à déphasage (2.173) selon le cas.

Soit par exemple un réseau uniforme de n antennes rectilignes uniformes de longueur $a < d$, disposées longitudinalement. \underline{D}_S est donnée par (2.153) avec $l = a$. On trouve

$$D_R(\theta) = \left\{ \sin\left(\frac{1}{2} k_\theta a\right) / \left(\frac{1}{2} k_\theta a\right) \right\} \cdot \left\{ \sin\left(\frac{1}{2} n k_\theta d\right) / n \sin\left(\frac{1}{2} k_\theta d\right) \right\} \quad 1 \quad (2.176)$$

2.6.17 Réseaux pondérés

La pondération en amplitude des sources d'un réseau permet une certaine maîtrise de sa directivité : on peut par ce moyen réduire les lobes secondaires ou augmenter l'angle de rayonnement du principal (l'antenne à pondération cosinusoidale du paragraphe 2.6.12 en est un bon exemple). Plusieurs fonctions et techniques de pondération ont été étudiées. En général, elles obligent à faire des compromis entre leurs avantages et inconvénients respectifs. C'est surtout pour les sonars que ces techniques sont mises en œuvre [10, 12].

2.6.18 Définitions : réseaux curvilignes

Dans un *réseau curviligne* les sources sont disposées selon une courbe donnée. En pratique sont seuls considérés ceux en *arc de cercle* et *circulaire*.

Soit par exemple un réseau constitué d'un grand nombre de petites sources identiques sur la circonférence d'un cercle de rayon a : c'est une *antenne circulaire*. Son champ lointain est obtenu en considérant qu'un élément $a d\psi$ du cercle est une petite source pulsante de débit

$$d\underline{q} = \underline{q}' a d\psi \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (2.177)$$

où \underline{q}' est un débit linéique en m^2/s .

L'antenne présente une première symétrie par rapport à son plan, et une seconde de révolution d'axe perpendiculaire passant par son centre. Soit r et θ les coordonnées du point d'observation dans le champ lointain, le centre acoustique étant le centre du cercle et θ défini par rapport à l'axe de symétrie. En procédant comme pour l'antenne rectiligne (§ 2.6.5) on obtient

$$\underline{D}_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(j k_\theta a \cos \psi) d\psi = J_0(k_\theta a) \quad 1 \quad (2.178)$$

où J_0 est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre zéro, [4] et (sect. III.9.3).

2.7 PISTONS

2.7.1 Introduction

La face parlante d'un transducteur est une surface rayonnante dont il s'agit de déterminer la directivité et l'impédance de rayonnement en fonction de la forme et de la distribution de vitesse. Dans cette section ne sont considérées que les formes plates circulaires, rectangulaires et carrées, animées d'une vitesse uniforme. Les résultats obtenus sont suffisants pour entreprendre l'étude des transducteurs émetteurs, haut-parleurs par exemple.

Les réseaux en surface constituent un autre type de surfaces rayonnantes dont l'étude, quant à la directivité, se ramène à celle des faces parlantes en considérant le cas limite d'un grand nombre de composantes à distance beaucoup plus petite que λ .

2.7.2 Définition : piston circulaire

Le *piston circulaire* est un disque rigide plat et mince, de rayon a , animé d'un mouvement oscillatoire de translation selon son axe à une vitesse uniforme, \underline{v}_0 en régime sinusoïdal. Différentes conditions de montage sont à considérer (fig. 2.29) : sur *écran infini*, séparant les rayonnements des faces avant et arrière du piston, *libre* et sur un *boîtier* disposé de manière à ce que seule la face avant rayonne.

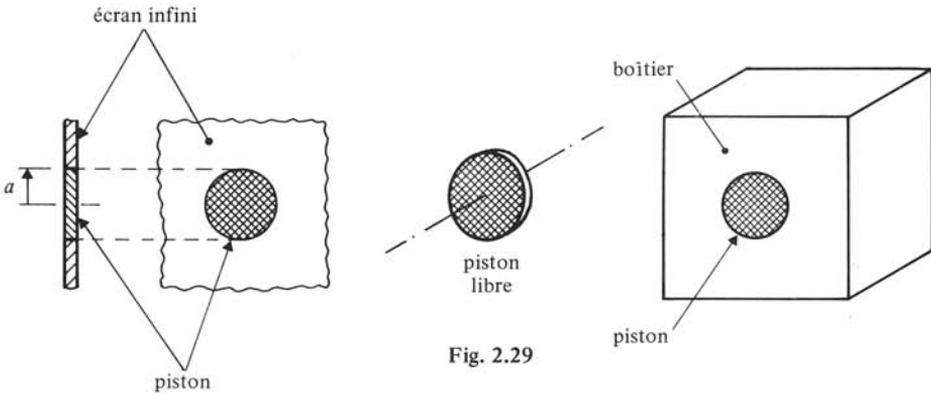


Fig. 2.29

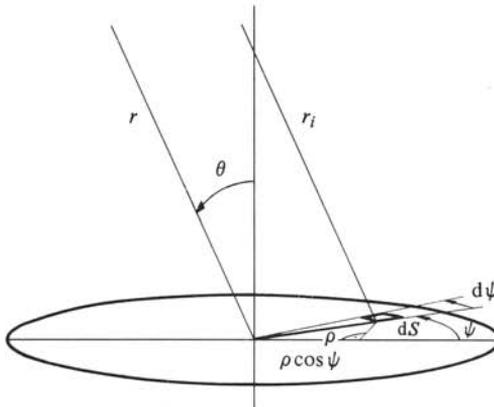


Fig. 2.30

Le champ rayonné présente une symétrie de révolution dont l'axe est celui du piston, pour autant que dans le troisième montage le boîtier ait cette symétrie. On introduit les coordonnées du point du champ r et θ par rapport au centre du piston (fig. 2.30).

2.7.3 Hypothèse : rayonnement d'un élément de surface

On considère le piston sur écran infini. Ce dernier est supposé rigide et la condition aux limites (2.91) y est vérifiée. Soit dS un élément de surface du piston : on l'assimile à un demi-monopôle de débit $d\underline{q} = \underline{v}_0 dS$, dont le rayonnement en onde sphérique dans le demi-espace avant est compatible avec l'écran rigide. La pression acoustique due à cet élément est le double de celle d'un monopôle de même débit, soit

$$d\underline{p} = j Z_c k d\underline{q} \cdot \exp(-jkr_i)/2\pi r_i \quad \text{Pa} \quad (2.179)$$

2.7.4 Description : champ lointain du piston sur écran

La pression acoustique rayonnée s'obtient en sommant les contributions des éléments dS , c'est-à-dire en intégrant $d\underline{p}$ sur la surface du piston

$$\underline{p} = \int_S d\underline{p} = (j Z_c k \underline{v}_0 / 2\pi) \int_S r_i^{-1} \exp(-jkr_i) dS \quad \text{Pa} \quad (2.180)$$

Soit ρ et ψ les coordonnées polaires de $dS = \rho d\psi d\rho$ sur le piston, l'angle ψ étant défini par rapport à la trace sur le piston du plan passant par l'axe et le point du champ (fig. 2.30). Le champ lointain est défini tel que la distance r_i soit

$$r_i \cong r + \rho \cos \psi \cdot \sin \theta \cong r \quad \text{m} \quad (2.181)$$

C'est la même approximation que pour les antennes rectilignes (avec $x = \rho \cos \psi$) et circulaires. La pression acoustique est alors

$$\underline{p}(r, \theta) \cong \{j Z_c k \underline{v}_0 \exp(-jkr)/2\pi r\} \int_S \exp(-jk\rho \cos \psi \sin \theta) dS \quad \text{Pa} \quad (2.182)$$

L'intégrale s'écrit

$$\int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} \exp(-jk\rho \cos \psi \sin \theta) d\psi \quad \text{m}^2 \quad (2.183)$$

En vertu des propriétés des fonctions de Bessel [4, 13], l'intégrale en ψ vaut $J_0(k\rho \sin \theta)$ (elle représente d'ailleurs le rayonnement d'une antenne circulaire de rayon ρ (§ 2.6.18)), puis celle en ρ

$$\pi a^2 2 J_1(ka \sin \theta) / (ka \sin \theta) \quad \text{m}^2 \quad (2.184)$$

où J_0 et J_1 sont les fonctions de Bessel de première espèce d'ordre zéro et un. Avec ce résultat, la pression acoustique en champ lointain s'écrit sous la forme

$$\underline{p}(r, \theta) = 2 \underline{p}_m \cdot \{2 J_1(k_\theta a) / k_\theta a\} \quad \text{Pa} \quad (2.185)$$

où $2 \underline{p}_m$ est la pression acoustique d'un demi-monopôle, de débit égal à celui du piston $\underline{q} = \pi a^2 \underline{v}_0$, et k_θ défini comme pour l'antenne rectiligne, soit $k \sin \theta$. Le terme entre

accolades explicite la directivité du piston par rapport au demi-monopôle, laquelle est réelle $D_0(\theta)$ et vaut 1 pour $\theta = 0$ (dans l'axe du piston).

Le piston étant sur écran infini, le rayonnement est limité au demi-espace avant soit à $\theta = \pm \pi/2$. Bien entendu, le cas échéant, on peut aussi considérer un rayonnement arrière sans interaction avec l'avant, également défini par (2.185) mais avec un signe moins (le débit est opposé à celui avant).

2.7.5 Diagramme de directivité

Comme pour l'antenne rectiligne, il est avantageux de tracer un diagramme de directivité universel en coordonnées cartésiennes avec $k_\theta a$ en abscisse et D_0 en ordonnée (fig. 2.31). Du fait de la symétrie, seul un demi-diagramme est nécessaire. Par commodité, l'abscisse est aussi graduée en valeurs de $(2a/\lambda) \cdot \sin \theta$, ce qui permet d'interpréter la directivité en fonction du diamètre du piston exprimé en λ . On note que le produit ka est égal à la circonférence du piston exprimée en λ . A un piston de produit ka donné correspond une portion du diagramme entre 0 et ka définissant sa directivité pour θ de $-\pi/2$ à $+\pi/2$. Le diagramme polaire se déduit du cartésien par le même procédé que pour l'antenne rectiligne.

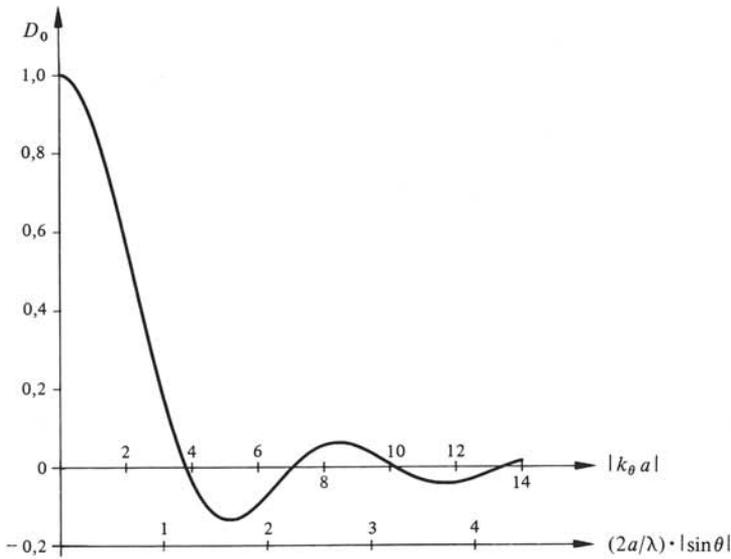


Fig. 2.31

2.7.6 Propriétés

Son diagramme de directivité montre que le piston sur écran n'est pratiquement pas directif pour $ka < 1$, c'est-à-dire lorsque sa circonférence est plus petite que la longueur d'onde : il se comporte en première approximation comme un demi-monopôle. Au contraire pour $ka > 2$, la directivité est marquée et dès $ka = 3,83$ (premier zéro de J_1), des lobes secondaires apparaissent. Les niveaux des trois premiers référés au principal sont $-17,6$ dB, -24 dB et -28 dB.

Le facteur de directivité Δ dans l'axe principal s'obtient en calculant (2.135) à partir de (2.185). On trouve

$$\Delta = (ka)^2 / [1 - \{J_1(2ka)/ka\}] \quad 1 \quad (2.186)$$

Pour la pratique, on en déduit les valeurs approchées : $ka < 1$, $L_\Delta \cong 3$ dB (rayonnement en demi-monopôle); $ka = 1$, $L_\Delta = 3,7$ dB; $ka = 2$, $L_\Delta = 5,9$ dB; $ka > 2$, $L_\Delta \cong 20 \lg ka$ dB, (2.186) se réduisant à $(ka)^2$.

Pour $ka > 2$, l'angle de rayonnement à demi-puissance θ_{-3} vaut approximativement

$$\theta_{-3} \cong 29,5 (\lambda/a) \quad \text{degré} \quad (2.187)$$

2.7.7 Propriété: champ proche

Le champ proche du piston sur écran est complexe [1]. Dans l'axe la pression acoustique est

$$\tilde{p}(r, 0) = 2Z_c \tilde{v}_0 |\sin[\frac{1}{2} k \{(a^2 + r^2)^{1/2} - r\}]| \quad \text{Pa} \quad (2.188)$$

Du fait du sinus, il peut exister des maxima et minima dont l'origine sont les différences de phase au point du champ des rayonnements des éléments du piston, par exemple ceux du centre (distance r) et du bord (distance $\{(a^2 + r^2)^{1/2}\}$). Lorsque l'on se place très près du piston ($r < a$), (2.188) se simplifie en

$$\tilde{p}_p = 2Z_c \tilde{v}_0 |\sin(\frac{1}{2} ka)| \quad \text{Pa} \quad (2.189)$$

valeur indépendante de r , mais s'annulant pour ka multiple pair de π . Assez curieusement la pression acoustique peut être nulle au centre du piston. Pour $ka < 2\pi$, \tilde{p}_p ne s'annule pas et l'on établit une relation avec le champ lointain $\tilde{p}(r, 0)$ dans l'axe

$$\tilde{p}(r, 0) = \tilde{p}_p \cdot (\frac{1}{2} ka)^2 / kr \sin(\frac{1}{2} ka) \quad \text{Pa} \quad (2.190)$$

Cette relation est utilisée pour déterminer le champ lointain à partir de la mesure du proche, par exemple dans les circonstances du paragraphe 2.5.13.

Lorsque $ka > 2\pi$ et $r > a$, (2.188) se simplifie en

$$\tilde{p}_p(r, 0) \cong 2Z_c \tilde{v}_0 |\sin(ka^2/4r)| \quad \text{Pa} \quad (2.191)$$

soit en posant la distance limite $r_p = a^2/\lambda$,

$$\tilde{p}_p(r, 0) \sim |\sin(\frac{1}{2} \pi r_p/r)| \quad \text{Pa} \quad (2.192)$$

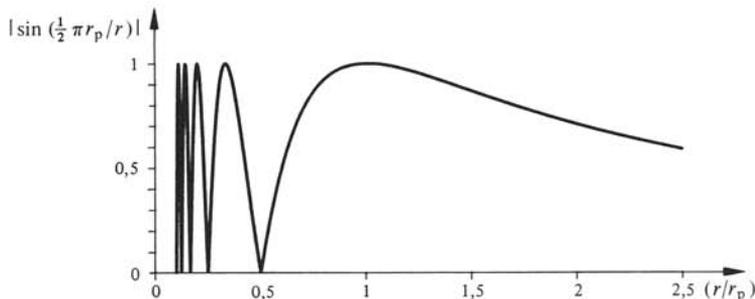


Fig. 2.32

Ainsi, à r croissante, la valeur efficace de la pression acoustique passe par des maxima de même amplitude, séparés par des zéros, la distance entre deux successifs étant croissante. Le dernier zéro se trouve en $r = \frac{1}{2} r_p$ et le dernier maximum en $r = r_p$. Dans (2.192) on remplace le sinus par son argument dès que celui-ci est assez petit et $\tilde{p} \sim (r_p/r)$: la décroissance est celle en r^{-1} d'une onde sphérique et l'on se trouve dans le champ lointain. La figure 2.32 illustre ces phénomènes.

Lorsque $ka < 2\pi$, \tilde{p} ne s'annule plus lorsque l'on s'éloigne du piston (l'argument du sinus étant toujours inférieur à π).

2.7.8 Condition de champ lointain

En conséquence des propriétés du champ proche et de l'approximation (2.181), le champ lointain est défini par $r > r_p$ et $r > a$. On pose la condition $kr > (ka)^2$.

2.7.9 Impédance de rayonnement

Les impédances de rayonnement \underline{Z}_{ar} , \underline{Z}_{mr} et \underline{z}_r se définissent comme pour la sphère pulsante (§§ 2.2.3 et 4). L'impédance réduite est

$$\underline{z}_r = \underline{Z}_{mr}/Z_c S = S \underline{Z}_{ar}/Z_c = \underline{F}/Z_c S \underline{v}_0 \quad 1 \quad (2.193)$$

où S est la surface du piston et \underline{F} la force de réaction du milieu. Cette force se calcule en considérant selon (2.180) la pression acoustique due à un élément dS du piston en un autre élément dS' : une première intégration en dS' sur S fournit la force élémentaire sur le piston due au rayonnement de dS ; une seconde en dS donne \underline{F}

$$\underline{F} = j(Z_c k \underline{v}_0 / 2\pi) \cdot \int_0^a \rho d\rho \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^a \rho' d\rho' \int_0^{2\pi} r^{-1} \exp(-jkr) d\psi' \quad \text{N} \quad (2.194)$$

où r est la distance entre les éléments dS' et dS , exprimée en fonction de leurs coordonnées sur le piston (ρ' , ψ') et (ρ , ψ) [13]. On obtient finalement les résistance r_r et réactance x_r de rayonnement réduites

$$r_r = 1 - [J_1(2ka)/ka] \quad 1 \quad (2.195)$$

$$x_r = S_1(2ka)/(ka) \quad 1 \quad (2.196)$$

où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 de première espèce et S_1 , la fonction de Struve d'ordre un [1]. La figure 2.33 donne les valeurs de r_r et x_r en fonction de ka . En pratique, on utilise des expressions approchées pour r_r et x_r . A partir des développements en série

$$J_1(\alpha) = (\alpha/2) - (\alpha^3/2^2 \cdot 4) + (\alpha^5/2^2 \cdot 4^2 \cdot 6) - (\alpha^7/2^2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8) \dots \quad 1 \quad (2.197)$$

$$S_1(\alpha) = \frac{2}{\pi} [(\alpha^2/3) - (\alpha^4/3^2 \cdot 5) + (\alpha^6/3^2 \cdot 5^2 \cdot 7) \dots] \quad 1 \quad (2.198)$$

on trouve pour $ka < 1$ avec $\alpha = 2ka$

$$r_r \cong \frac{1}{2} (ka)^2 [1 - (ka)^2/6] \quad 1 \quad (2.199)$$

$$x_r \cong (8ka/3\pi) [1 - (2ka)^2/15] \quad 1 \quad (2.200)$$

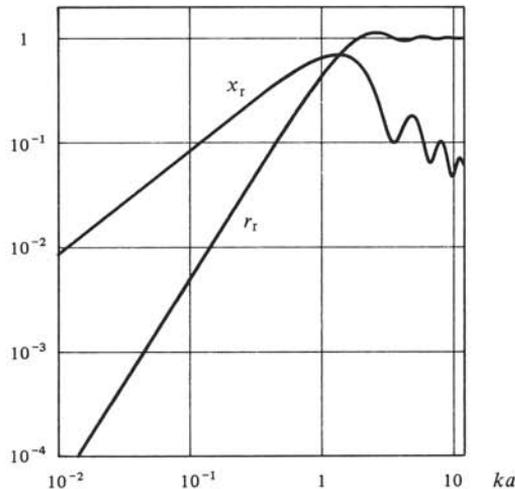


Fig. 2.33

Lorsque le piston est petit par rapport à λ ($ka < 1$), $r_r \cong \frac{1}{2}(ka)^2$ et $x_r \cong (8ka/3\pi)$, donc $r_r < x_r$. Lorsque le piston est grand par rapport à la longueur d'onde ($ka > 1$), $r_r \cong 1$ et $x_r \rightarrow 0$ (décroissance moyenne en $2/\pi ka$).

La réactance de rayonnement étant toujours positive, on introduit comme pour la sphère pulsante (§ 2.2.5) une masse de rayonnement telle que $X_{mr} = \omega m_r$. Pour $ka < 1$, on a d'après (2.200)

$$m_r \cong (8/3)\rho a^3 \quad \text{kg} \quad (2.201)$$

Les valeurs et calculs précédents concernent le rayonnement d'une seule face du piston sur écran. En fait les deux rayonnent et il faut doubler \underline{F} , \underline{Z}_{mr} et m_r . Par contre \underline{z}_r reste inchangée puisque la surface S vaut $2\pi a^2$.

2.7.10 Champ lointain du piston libre

Le piston libre est une source oscillante. Le calcul exact de son rayonnement est très complexe et ne sera pas exposé ici [1]. Il consiste à assimiler le piston infiniment mince à un ellipsoïde de révolution aplati obtenu en faisant tourner une ellipse autour de son petit axe. Le problème est alors traité dans le système de coordonnées de l'ellipsoïde de révolution aplati pour lequel l'équation de propagation est séparable [4]. Une bonne approximation de la pression acoustique dans le champ lointain ($kr > (ka)^2$) est selon [2] d'un côté du piston ($-\frac{\pi}{2} < \theta < \frac{\pi}{2}$)

$$\underline{p}(r, \theta) = [jk\underline{F} \exp(-jkr)/4\pi r] \cdot \cos\theta [2J_1(k_\theta a)/k_\theta a] \quad \text{Pa} \quad (2.202)$$

où \underline{F} est la force totale de rayonnement (sur les deux faces du piston), les autres grandeurs étant identiques à celles du piston sur écran.

Ce résultat montre que la directivité du piston libre est le produit de celles du piston sur écran et d'une sphère oscillante ($\cos\theta$). Ainsi, le piston libre est bidirectionnel et son diagramme de directivité polaire présente deux lobes principaux symétriques par rapport au plan du piston, mais en opposition de phase. Pour $ka < 1$, la directivité

est pratiquement celle d'une sphère oscillante et L_{Δ} vaut 4,8 dB. Pour $ka = 1$, on a $L_{\Delta} = 5,1$ dB. Lorsque $ka > 1$, la directivité s'accroît : les lobes principaux se rétrécissent et des secondaires peuvent se présenter, mais leur amplitude est réduite par rapport à ceux sur écran du fait du facteur $\cos \theta$.

2.7.11 Impédance de rayonnement du piston libre

Le calcul se fait selon le même principe que sur écran, mais est beaucoup plus complexe [1]. Les parties réelle et imaginaire de l'impédance de rayonnement \underline{z}_r réduite, sont pour $ka \ll 1$

$$r_r \cong (8/27\pi^2)(ka)^4 \quad 1 \quad (2.203)$$

$$x_r \cong (4/3\pi)ka \quad 1 \quad (2.204)$$

et pour $ka \gg 1$, $r_r \cong 1$ et $x_r \cong 0$. Dans le calcul de \underline{Z}_{mr} et \underline{Z}_{ar} à partir de \underline{z}_r , intervient la surface totale du piston $2\pi a^2$.

Pour $ka \ll 1$, on trouve une masse de rayonnement égale à celle d'une seule face du piston sur écran infini (2.201).

2.7.12 Propriété

Pour $ka < 1$, on peut introduire dans (2.202) $\underline{F} \cong jX_r \underline{v}_0$ avec $X_r = \omega m_r$. On obtient

$$\underline{p}(r, \theta) = -(8/3)k^2 Z_c a^3 \underline{v}_0 \cos \theta \exp(-jkr)/4\pi r \quad \text{Pa} \quad (2.205)$$

relation donnant la pression produite à partir de la dimension et de la vitesse du piston.

2.7.13 Commentaires

Pour $ka < 1$, la comparaison des résistances de rayonnement (2.199) et (2.203) montre que le piston sur écran rayonne beaucoup mieux que le libre (facteur $(ka)^2$). Au point de vue de la directivité, le rayonnement du piston libre est toujours bidirectionnel alors que sur écran, il est omnidirectionnel pour $ka < 1$. Il y a avantage du montage sur écran dans la mesure où l'on souhaite une caractéristique omnidirectionnelle.

La différence essentielle entre les deux montages, expliquant leurs propriétés, est la séparation ou non des rayonnements des deux faces du piston. Lorsqu'elle n'est pas réalisée (piston libre), ils interfèrent (comme ceux des deux monopôles d'un dipôle) provoquant une émission bidirectionnelle et pour $ka < 1$, une diminution de la puissance acoustique rayonnée. C'est précisément le rôle de l'écran infini que de réaliser cette séparation.

Beaucoup de transducteurs d'émission ont un système mobile assimilable, sous certaines conditions, à un piston circulaire animé d'une vitesse uniforme \underline{v}_0 . C'est pourquoi, les propriétés des pistons sur écran et libre sont très importantes en pratique. Si l'on conçoit sans peine un fonctionnement en piston libre (les parties passives du transducteur sont telles que la diffraction à l'émission est négligeable), on imagine moins aisément celui sur écran infini. Cette situation n'est qu'un modèle : en pratique un écran ne saurait être infini. Des écrans limités sont envisageables, mais du fait de leur encombrement ils sont rarement réalisés.

2.7.14 Montage sur un boîtier

Plutôt que de séparer par un écran les rayonnements avant et arrière du piston, le plus souvent on supprime l'arrière, autrement dit on fait en sorte que la face parlante soit seulement la face avant du piston. Concrètement, plusieurs solutions sont envisageables. Toutes se ramènent à un seul principe acoustique : le piston est monté sur un boîtier tel que seule sa face avant soit en contact avec le milieu (fig. 2.29). Ayant monté le piston sur un boîtier, on a réalisé une source pulsante de débit $\underline{q} = \pi a^2 \underline{v}_0$ (§ 2.4.4). Le problème est alors de déterminer le rayonnement en prenant aussi en considération la diffraction à l'émission due au boîtier.

2.7.15 Modèle : piston sur un petit boîtier

Dans le domaine où $kd < \frac{1}{2}$, d étant la plus grande dimension du boîtier, il n'y a pratiquement pas de diffraction d'émission et puisque $ka < 1$ (nécessairement $2a < d$), la source est omnidirectionnelle. En première approximation, on utilise le modèle du paragraphe 2.4.5. La résistance de rayonnement selon (2.110) vaut

$$R_{mr} = Z_c \pi a^2 (ka)^2 / 4 \quad \Omega_m \quad (2.206)$$

et sa valeur réduite $r_r = (ka)^2 / 4$, valeur moitié de celle du piston sur écran (une seule face). Si d n'est que légèrement supérieure à $2a$, pour $ka = 1/3$, on a $kd \cong 2/3$: c'est le modèle du petit boîtier pour lequel le rayonnement est pratiquement omnidirectionnel jusqu'à ces limites.

2.7.16 Modèle : piston sur une grande face

En pratique, le piston est souvent monté sur une face du boîtier d'aire beaucoup plus grande que πa^2 . En première approximation, on considère qu'il se comporte comme sur écran infini. Pour $ka < 1$, on admet un rayonnement omnidirectionnel (dans 4π sr) et une estimation de r_r est $\frac{1}{2}(ka)^2$. Pour $ka > 5$, on admet un rayonnement unidirectionnel (dans 2π sr) selon (2.185) et $r_r \cong 1$.

2.7.17 Modèle : piston à l'extrémité d'un tube

Lorsque le piston constitue une face du boîtier, le modèle est un piston à l'extrémité d'un long tube (fig. 2.34). Les résultats théoriques [14] montrent que pour : $ka < \frac{1}{2}$, $D(\theta) \cong 1$ dans 4π sr, le rayonnement est omnidirectionnel, $r_r \cong (ka)^2 / 4$ (comme au paragraphe 2.7.15) et $m_r \cong 1,9 a^3 \rho_s \text{ kg}$. Pour $ka > 2$, le rayonnement est

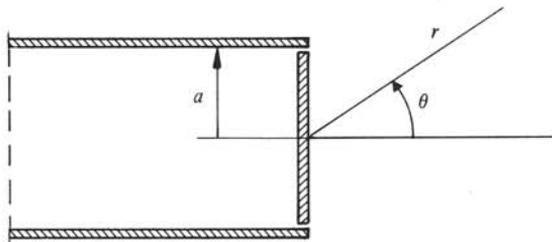


Fig. 2.34

unidirectionnel, $r_r \cong 1$ et $m_r \cong 0$ kg. On a la relation approchée, valable pour $ka > 2$

$$D(\theta) \cong (1 + \cos \theta) J_1(k_\theta a) / [1 - (2ka)^{-1}]^{1/2} \sin \theta \quad 1 \quad (2.207)$$

Pour la pratique, la comparaison des Δ des pistons sur écran et à l'extrémité d'un tube donne une bonne idée de leur comportement. Le tableau 2.35 en donne quelques valeurs. Dès $ka > 3$, ils se comportent globalement de la même manière. Le tableau donne également l'ordre de grandeur du rayonnement arrière ($\theta = \pm \pi$) en spécifiant la perte de déviation angulaire. Un lobe secondaire arrière existe dès $ka > 2$, alors qu'à l'avant ce n'est le cas que dès $ka > 3,83$ (comme sur écran). Dans la comparaison, il faut tenir compte de ce qu'il s'agit d'une seule face du piston dont le rayonnement se fait dans 2π sr sur écran et dans 4π sr à l'extrémité d'un tube.

Tableau 2.35

		ka	0,5	1	2	3	3,83	4
Piston sur écran	L_Δ (dB)		3,0	3,7	5,9	9,3	11,7	12,3
Piston sur tube	L_Δ (dB)		1,1	2,8	6,6	9,6	11,8	12,3
$\theta = -\pi$	$L_\Delta - L_\delta$ (dB)		1	3	10	17	23	25

2.7.18 Commentaires

Dans la pratique, il n'est guère possible de déterminer analytiquement le rayonnement d'une face parlante sur un boîtier de forme quelconque. D'une part, le boîtier étant un obstacle à l'émission, on ne dispose d'un modèle approprié que pour les obstacles de formes simples (par exemple sphère vibrante pour les sphériques). D'autre part, la face parlante crée une discontinuité de forme compliquant beaucoup le problème, car on ne dispose pas non plus d'un système de coordonnées tel que les conditions aux limites s'expriment sur des surfaces de coordonnées. Certaines situations encore simples ont été traitées analytiquement, par exemple celle du piston circulaire plat sur un boîtier sphérique, pour laquelle la directivité est établie par une méthode de minimisation d'erreur [1]. L'expérimentation est le plus souvent préférée au calcul analytique. Les propriétés directives sont mesurées et comparées aux desiderata pour différentes formes de boîtier et dispositions des faces parlantes.

2.7.19 Pistons rectangulaire et carré

On considère des *pistons rectangulaire et carré* plats et minces, de côtés l_1 et l_2 pour le premier et l pour le second, montés sur écran infini et animés d'une vitesse normale uniforme \underline{v}_0 . Le champ lointain ne présente plus de symétrie de révolution, aussi la directivité fait-elle intervenir les angles θ et ϕ en coordonnées polaires. La figure 2.36 indique la géométrie.

Une première possibilité de calcul consiste à suivre la méthode appliquée pour le piston circulaire : on détermine la contribution $d\underline{p}$ d'un élément dS , et on intègre en surface du piston. Une seconde possibilité consiste à se ramener aux antennes rectilignes. On traite le cas du rectangulaire. En champ lointain ($r \gg l_1$ et l_2), dans le plan $\phi = 0$ la directivité est celle d'une antenne rectiligne de longueur l_1 ayant une pondération $\underline{a}(x)$

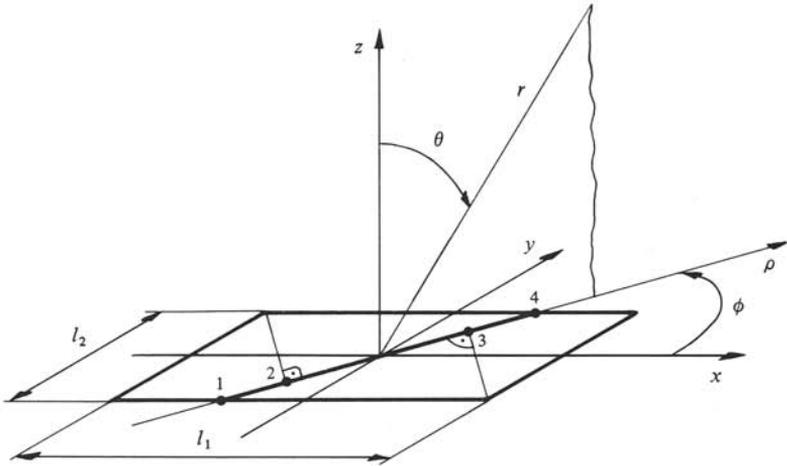


Fig. 2.36

proportionnelle à l_2 , donc réelle et constante. D'après (2.153) on a

$$D_0(\theta, 0) = \sin\left(\frac{1}{2} k_\theta l_1\right) / \left(\frac{1}{2} k_\theta l_1\right) \quad 1 \quad (2.208)$$

relation définie pour $|\theta| < \pi/2$. De même, dans le plan $\phi = \frac{1}{2} \pi$, on a

$$D_0(\theta, \pi/2) = \sin\left(\frac{1}{2} k_\theta l_2\right) / \left(\frac{1}{2} k_\theta l_2\right) \quad 1 \quad (2.209)$$

Soit un plan quelconque $\phi = \text{constante}$, défini par sa trace sur le piston le long de laquelle on introduit l'abscisse ρ . La directivité $D_0(\theta, \phi)$ dans ce plan est celle d'une antenne rectiligne de longueur l' (segment 1-4) ayant une pondération $a(\rho)$ proportionnelle à la largeur du piston mesurée perpendiculairement à la trace. La figure 2.37 montre l'allure de $a(\rho)$ dans le cas de la figure 2.36. On décompose alors $a(\rho)$ en trois composantes: une constante (rectangle 1-4-B-A), une à variation linéaire symétrique positive (triangle A-B-E), et une à variation linéaire négative (triangle C-D-E à soustraire). Il en résulte que la directivité recherchée est la somme des directivités de trois antennes

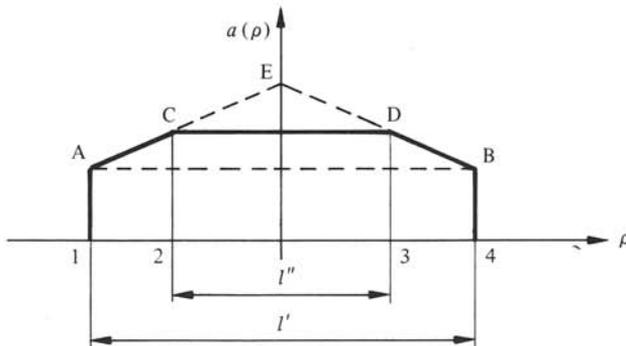


Fig. 2.37

rectilignes dont les pondérations sont les composantes de $a(\rho)$. La directivité d'une antenne rectiligne à pondération linéaire symétrique du type

$$a(x) = [1 - (2|x|/l)]/l \quad 1 \quad (2.210)$$

est calculée par (2.149) et l'on trouve

$$D_0 = [\sin(k_\theta l/4)/(k_\theta l/4)]^2 \quad 1 \quad (2.211)$$

Dans les développements sont introduites les valeurs de l' et l'' en fonction de l_1 , l_2 et ϕ . Tous calculs faits, on obtient pour le piston rectangulaire

$$D_0(\theta, \phi) = \left\{ \frac{\sin(\frac{1}{2} k_\theta l_1 \cos \phi)}{(\frac{1}{2} k_\theta l_1 \cos \phi)} \right\} \cdot \left\{ \frac{\sin(\frac{1}{2} k_\theta l_2 \sin \phi)}{(\frac{1}{2} k_\theta l_2 \sin \phi)} \right\} \quad 1 \quad (2.212)$$

relation définie pour $|\theta|$ et $|\phi| < \pi/2$. Pour le piston carré, on pose $l_1 = l_2 = l$. La pression acoustique en champ lointain s'écrit

$$\underline{p}(r, \theta, \phi) = 2 \underline{p}_m \cdot D_0(\theta, \phi) \quad \text{Pa} \quad (2.213)$$

où $2 \underline{p}_m$ est la pression acoustique d'un monopôle de débit égal à celui du piston $\underline{q} = (\bar{l}_1 \bar{l}_2 \underline{v}_0) \text{ m}^3/\text{s}$.

La comparaison des directivités de pistons de même surface, circulaire, rectangulaire et carré, montre que le premier présente les lobes secondaires les moins élevés [1].

2.7.20 Pistons couplés

Soit selon la figure 2.38 deux pistons circulaires, de rayons a_1 et a_2 et de débits \underline{q}_1 et \underline{q}_2 , montés sur un même écran infini, d étant la distance de leurs centres. Par rapport à la situation où seul un piston rayonne, s'exerce en plus sur chacun d'eux une pression acoustique, donc une force de réaction du milieu, due au rayonnement de l'autre piston. Il en résulte que la puissance acoustique totale rayonnée est différente de la somme des puissances émises par chaque piston individuellement. L'effet est le même que celui d'une source-image d'un monopôle par un écran (§§ 2.3.6 et 11).

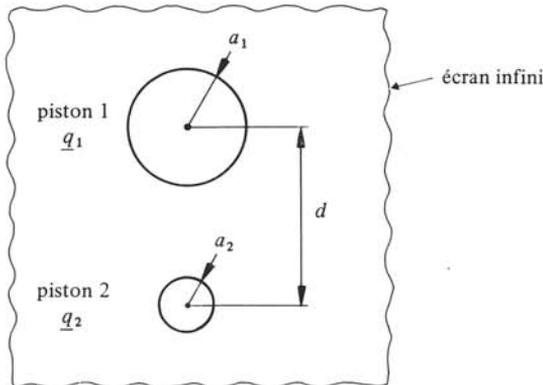


Fig. 2.38

L'étude de ce phénomène de couplage [56] montre que pour $ka_{1,2} < 1$, l'impédance de rayonnement réduite chargeant la face avant du piston 1 est

$$z_{r1} = z_{11} + z_{12} = (r_{11} + r_{12}) + j(x_{11} + x_{12}) \quad 1 \quad (2.214)$$

où z_{11} est celle lorsque ce piston est seul, avec r_{11} et x_{11} selon respectivement (2.199) et (2.200), et z_{12} une impédance mutuelle due au piston 2, avec

$$r_{12} = r_{11} [(\tilde{q}_2/\tilde{q}_1) \sin(kd + \phi)/kd] \quad 1 \quad (2.215)$$

$$x_{12} = x_{11} [(3\pi/16) (\tilde{q}_2 a_1/\tilde{q}_1 d) \cos(kd + \phi)] \quad 1 \quad (2.216)$$

où ϕ est le déphasage de q_2 par rapport à q_1 . L'impédance chargeant le piston 2 s'obtient par permutation des indices.

La puissance totale rayonnée s'écrit

$$P_a = P_{a1} + P_{a2} + (Z_c k^2/\pi) \tilde{q}_1 \tilde{q}_2 \cos \phi \cdot \frac{\sin kd}{kd} \quad W \quad (2.217)$$

où P_{a1} et P_{a2} sont les puissances émises par les pistons isolés. Le troisième terme est l'effet du couplage (soit de r_{12} et r_{21}). Pour $kd < 1$, le sinus est remplacé par son argument et l'on a un couplage maximal, dont la valeur dépend de $\cos \phi$, lequel est le coefficient de corrélation ρ de q_1 et q_2 (§ 1.8.15). Pour $kd > 1$, le terme de couplage tend vers zéro : les pistons sont découplés.

Ces résultats sont très importants en pratique. On démontre leur validité jusqu'à $ka = 1$ et $kd = 2$, dans le cas de pistons identiques. Ils se généralisent aux réseaux rectiligne (§ 2.6.13). Ils sont appliqués en particulier à la conception de colonnes sonores comportant plusieurs haut-parleurs.

PROPAGATION

3.1 INTRODUCTION

3.1.1 Milieux réels

Les milieux réels, atmosphère ou mer par exemple, ne répondent qu'imparfaitement aux hypothèses de l'acoustique linéaire (§ 1.2.2):

- les propriétés d'un milieu varient dans l'espace: il y a des variations continues de la pression statique p_s , de la température θ et de la composition;
- des variations brutales peuvent se présenter: changement de la nature du milieu de propagation, par exemple passage de l'air à l'eau;
- le milieu n'est pas illimité: il y a des obstacles et des frontières tels que sol, surface et fond de la mer, murs, écrans, etc.;
- le milieu présente des pertes: le mouvement et la déformation des particules se font avec déperdition d'énergie;
- le milieu est discontinu: sa nature moléculaire est à l'origine de pertes supplémentaires;
- le milieu contient des impuretés: humidité dans l'air, bulles de gaz dans l'eau, hétérogénéités diverses (particules solides, poussières, etc.).

Ce chapitre est consacré aux aspects les plus importants pour la pratique des phénomènes de propagation dans les milieux réels et en présence d'obstacles. L'exposé est limité à des problèmes simples et généraux, l'objectif étant de permettre la compréhension de base des phénomènes, des modèles et méthodes mis en œuvre dans les applications.

3.1.2 Modèle: acoustique géométrique

On se rappelle qu'un rayon sonore est une trajectoire orthogonale aux fronts d'onde (§ 1.4.3). Dans l'étude de la sphère vibrante, on a constaté qu'en haute fréquence ($ka \gg M$), la pression acoustique $\underline{p}(r, \theta, \phi)$ dans le champ lointain ne dépendait que de la vitesse normale de l'élément de surface $dS(a, \theta, \phi)$, la contribution des autres éléments devenant négligeable (§ 2.2.17). Ce résultat suggère une interprétation du phénomène selon laquelle le rayon sonore issu de dS en direction du point du champ, représente le champ ou plus précisément, est le chemin suivi par l'énergie acoustique de la source au point du champ.

Plus généralement on peut considérer qu'un rayon sonore, pris individuellement, constitue le chemin de propagation de l'énergie acoustique. C'est l'hypothèse de l'indépendance des rayons: un rayon n'échange pas d'énergie avec ses voisins. Encore plus

généralement, on considère qu'il n'y a pas d'interactions énergétiques entre rayons ou entre faisceaux de rayons.

Un problème de propagation se ramène alors à la détermination des rayons sonores issus d'une source en connaissant les propriétés du milieu et les éventuels obstacles. Par opposition à l'acoustique ondulatoire, où l'on résoud une équation de propagation à partir de conditions aux limites et initiales, l'acoustique géométrique traite de rayons sonores dont il s'agit de trouver le tracé. L'acoustique géométrique est aussi appelée approximation optique, parce qu'elle traite de rayons sonores analogues aux rayons lumineux.

En optique, un rayon incident i sur une discontinuité du milieu donne lieu à un rayon réfléchi r et à un transmis t (fig. 3.1). Ce phénomène est régi par les lois de Descartes: les rayons r et t sont dans le plan d'incidence défini par le rayon i et la normale n au point d'incidence; les angles d'incidence θ_i et de réflexion θ_r sont égaux. En acoustique géométrique, on admet la validité de ces lois.

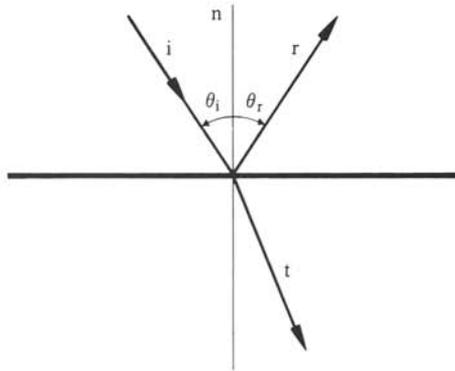


Fig. 3.1

L'acoustique géométrique est une approximation, au même titre que l'optique des rayons lumineux. Seule l'acoustique ondulatoire, à l'instar de l'optique ondulatoire, permet l'étude rigoureuse des problèmes de propagation. Mettre en œuvre l'acoustique géométrique, c'est donc s'exposer à ne pouvoir ni expliquer ni modéliser certains phénomènes ou propriétés. Mais c'est aussi gagner en simplicité, donc en efficacité: indéniablement le traitement d'un problème par l'acoustique géométrique est beaucoup plus simple que par l'ondulatoire et les résultats obtenus sont plus faciles à visualiser et interpréter.

Acoustiques géométrique et ondulatoire sont des méthodes complémentaires. Pour chaque type de problèmes, il y a lieu de discuter leurs possibilités et limites. De manière générale, l'acoustique géométrique est applicable lorsque:

- les interfaces et les obstacles sont de dimensions beaucoup plus grandes que la longueur d'onde λ ;
- leurs irrégularités de surface sont bien inférieures à λ ;
- les orifices ou ouvertures sont beaucoup plus grands que λ ;
- les variations des propriétés du milieu en valeurs relatives sont petites par rapport à l'unité sur des distances égales à la longueur d'onde;
- on se trouve dans le champ lointain des sources.

3.2 ABSORPTION DU SON

3.2.1 Définition

Expérimentalement, on observe une déperdition d'énergie lors de la propagation du son dans un fluide, air ou eau par exemple. Ainsi (2.123) doit-elle être modifiée :

$$L_I = L_1 - 20 \lg r - L_a \quad \text{dB} \quad (3.1)$$

Le terme supplémentaire L_a est l'*amortissement par absorption* dans le milieu ou l'*affaiblissement par absorption* ou par *pertes*.

3.2.2 Modèle

De manière générale, L_a dépend de la fréquence du son et croît avec celle-ci, de la nature et de l'état du fluide (température, pression, composition) et de la distance parcourue par un rayon sonore. Le problème général survenant en pratique, est de prédire L_a dans une situation donnée.

Expérimentalement, pour un son pur de fréquence et dans des conditions données, on constate que pour une même distance, la diminution relative de l'intensité acoustique $\delta I/I$ est constante. On en déduit que l'absorption provoque une décroissance supplémentaire de l'intensité acoustique I selon une loi exponentielle : I étant proportionnelle à \tilde{p}^2 on adopte le modèle

$$\tilde{p}' = \tilde{p} (r/r') \cdot \exp[-a \cdot (r' - r)] \quad \text{Pa} \quad (3.2)$$

où \tilde{p} et \tilde{p}' sont les pressions acoustiques en deux points d'un rayon sonore aux distances r et r' de la source, considérées selon ce rayon.

3.2.3 Définition

Le coefficient a de (3.2) est appelé *coefficient d'absorption* et s'exprime en népers par mètre Np/m. En pratique, on l'exprime plus volontiers en dB/m, et l'on a $a_{\text{dB}} \cong 8,69 a$ (§ 1.7.5) et l'amortissement par absorption vaut

$$L_a = a_{\text{dB}} (r - 1) \quad \text{dB} \quad (3.3)$$

Plus généralement, pour une distance d le long d'un rayon sonore

$$L_a = a_{\text{dB}} \cdot d \quad \text{dB} \quad (3.4)$$

3.2.4 Analogie

Loin d'une source et localement, on admet une représentation par onde plane progressive dans une direction x donnée (§ 2.4.2). En tenant compte de la décroissance exponentielle de \tilde{p} par absorption, on a d'après (1.110)

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_0 \exp(-ax) \cdot \exp(-jkx) \quad \text{Pa} \quad (3.5)$$

Par analogie formelle avec la propagation d'une onde plane électromagnétique dans l'espace (sect. III.6.2) ou le long d'une ligne bifilaire avec pertes (§ III.8.4.2), on introduit

un vecteur-phaseur de propagation $\underline{\gamma} = \underline{a} + j\underline{k}$ ou un phaseur de propagation $\underline{\gamma} = a + jk$ et (3.5) s'écrit

$$\underline{p}(r) = \underline{p}_o \exp(-\underline{\gamma} \cdot r) \quad \text{Pa} \quad (3.6)$$

ou

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_o \exp(-\underline{\gamma} \cdot x) \quad \text{Pa} \quad (3.7)$$

La relation (3.6) généralise (1.106) à un milieu avec pertes. L'analogie formelle sera mise en œuvre dans l'étude de certains problèmes de propagation, des résultats obtenus en électromagnétisme étant transposables aux ondes acoustiques. Il est utile d'avoir à l'esprit deux propriétés des lignes avec pertes: l'impédance caractéristique et la célérité sont complexes et dépendent de la fréquence (tab. III.8.11).

3.2.5 Origines de l'absorption

Dans les fluides, l'absorption du son a trois origines:

- la viscosité, se traduisant par des forces de cisaillement entre particules et donnant lieu à une transformation d'énergie acoustique en chaleur;
- les échanges thermiques, d'une part par conduction entre particules voisines et d'autre part par rayonnement électromagnétique;
- des phénomènes de relaxation moléculaire impliquant des pertes.

Il est possible de tenir compte des deux premiers phénomènes en rétablissant une équation de propagation du son à partir de lois fondamentales adéquates: l'équation du mouvement fait intervenir des forces de frottement et celle de compressibilité, des échanges de chaleur (la transformation n'est plus rigoureusement adiabatique). On obtient des coefficients d'absorption a_v et a_{th} , explicitant les effets de la viscosité, respectivement des échanges thermiques [9,26]. On démontre que:

- a_v est proportionnel à la viscosité cinématique du fluide;
- a_{th} est proportionnel à sa conductibilité thermique;
- a_v et a_{th} sont tous deux proportionnels au carré de la fréquence et inversement proportionnels au cube de la célérité dans le fluide, mais dépendent peu de la température.

La somme $a_c = a_v + a_{th}$ est appelée absorption classique, car calculable par les lois fondamentales de la physique des milieux continus. C'est précisément l'observation d'écart entre les valeurs mesurées de a et celles calculées de a_c , qui a conduit à introduire l'absorption anormale ou moléculaire a_m . On ne peut rendre compte de a_m qu'en faisant intervenir la nature discontinue du milieu (molécules) et un transfert d'énergie moléculaire avec pertes. Le coefficient d'absorption total a prend la forme

$$a = a_v + a_{th} + a_m \quad \text{Np/m} \quad (3.8)$$

3.2.6 Absorption dans l'air

On observe bien une dépendance avec la fréquence: les infrasons se propagent à de très grandes distances (milliers de kilomètres), alors que les ultrasons sont absorbés très rapidement (quelques mètres voire centimètres). L'absorption moléculaire est due à des

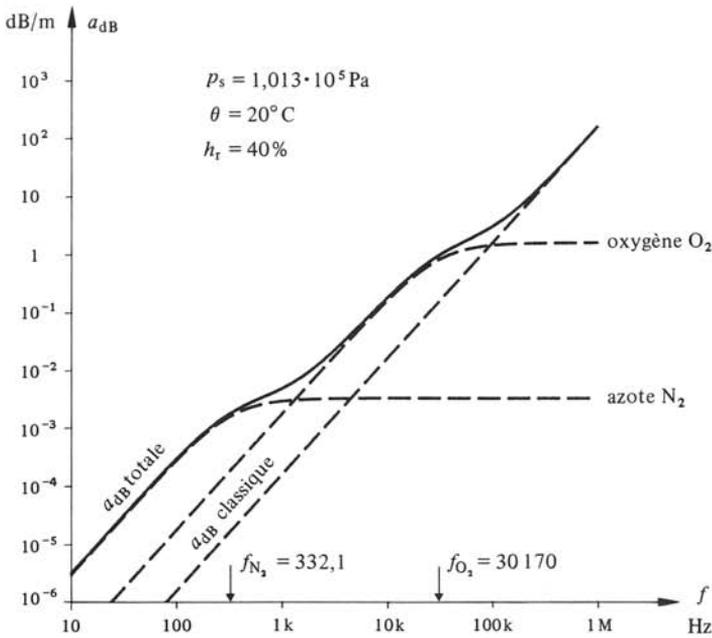


Fig. 3.2

phénomènes d'activation (changements d'états) de l'oxygène O_2 et de l'azote N_2 , catalysés par la vapeur d'eau: a_m dépend fortement de la température et de l'humidité. Elle domine dans les fréquences audibles.

On trouve dans la littérature maints tableaux, abaques et formules donnant le coefficient d'absorption du son dans l'air en fonction de la fréquence, de la température et de l'humidité. La figure 3.2 donne l'absorption a_{dB} (dB/m) calculée selon la norme ANSI S1.26-1978, « Method for the calculation of the absorption of sound by the atmosphere », en fonction de la fréquence, dans les conditions $p_s = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $\theta = 20^\circ \text{ C}$

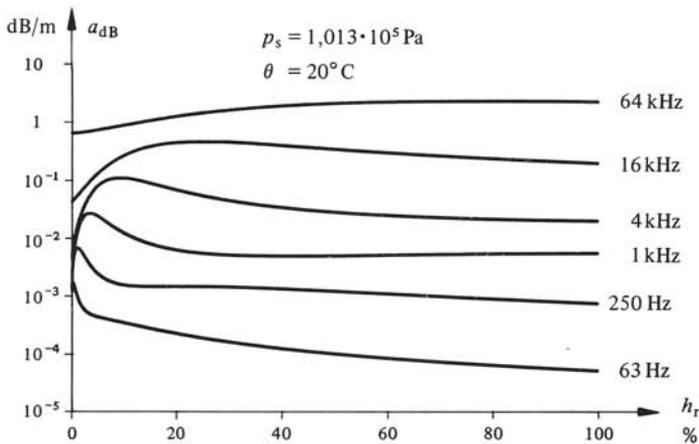


Fig. 3.3

et $h_r = 40\%$ (humidité relative). On y voit les trois contributions : absorption classique, relaxations de O_2 et de N_2 . Aux fréquences élevées, l'absorption classique domine. En dessous de 10^5 Hz, l'absorption est essentiellement due aux phénomènes de relaxation de l'oxygène O_2 ($f_{O_2} \cong 30,17$ kHz), puis de l'azote N_2 ($f_{N_2} \cong 332$ Hz). La figure 3.3 donne a_{dB} en fonction de l'humidité relative dans les mêmes conditions de pression et de température pour différentes fréquences. Pour les sons audibles, a présente un maximum situé vers les faibles humidités relatives, d'autant plus faibles que la fréquence est basse. De même, la figure 3.4 donne a_{dB} pour $p_s = 1,013 \cdot 10^5$ Pa et $\theta = 0^\circ C$.

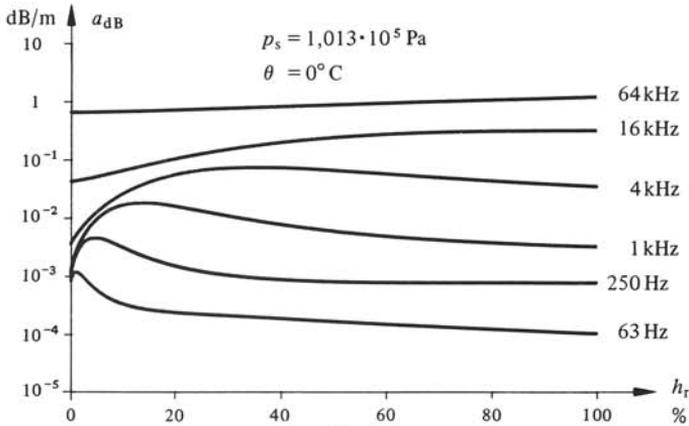


Fig. 3.4

3.2.7 Absorption dans l'eau

Les différents phénomènes à l'origine de l'absorption anormale dans l'eau sont : un changement d'état des molécules sous l'effet d'une onde de pression (il existe deux états pour la molécule d'eau); pour l'eau de mer, une relaxation ionique du sulfate de magnésium $MgSO_4$, avec une fréquence de relaxation dépendant de la température (71 kHz à $4^\circ C$, 142 kHz à $20^\circ C$) et une relaxation chimique de l'acide borique $B(OH)_3$, la fréquence de relaxation variant de 1 kHz à $4^\circ C$ à 1,7 kHz à $30^\circ C$. Comme pour l'air on distingue, en fonction de la fréquence, différents domaines où l'un de ces phénomènes domine et détermine le coefficient d'absorption. La figure 3.5 donne a_{dB} en dB par kilomètre pour l'eau de mer ($\theta = 4^\circ C$, $p_s \cong 1$ bar). Ces courbes dépendent de la température, de la pression statique (profondeur) et du pH de l'eau. En basses fréquences (< 200 Hz), les impuretés et hétérogénéités en suspension (microorganismes, particules solides, bulles de gaz) ont pour effet d'augmenter le coefficient d'absorption dans des proportions importantes.

En introduisant la profondeur de pénétration δ définie en électromagnétisme (§ III.6.2.2) comme la distance à laquelle l'affaiblissement est de 1 Np ($\delta = a^{-1}$), on trouve dans l'eau de mer pour :

- une onde acoustique : $\delta \cong 50$ km à 5 kHz et 2 km à 30 kHz;
- une onde électromagnétique longue : $\delta \cong 2$ m à 30 kHz;
- la lumière visible : $\delta \cong 0,02$ m.

Ces valeurs justifient l'intérêt des ondes acoustiques dans les applications techniques subaquatiques (liaisons, détection, etc.).

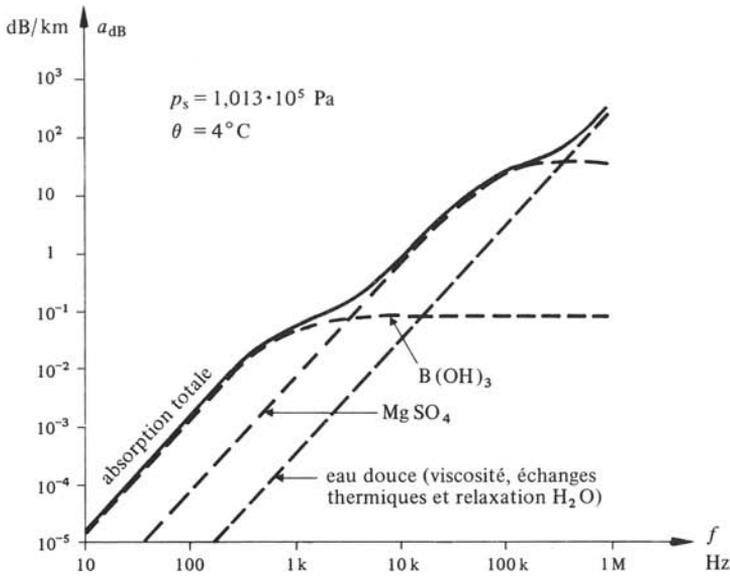


Fig. 3.5

3.3 EFFETS D'INTERFACES

3.3.1 Définition: dioptre

Un *dioptre* est l'interface séparant deux milieux de propagation différents. Il implique une discontinuité brutale des paramètres de propagation.

Expérimentalement, on observe qu'une onde incidente sur un dioptre donne lieu à une onde réfléchi dans le même milieu et à une transmise dans le second. On se propose de déterminer ces ondes en connaissant celle incidente et les propriétés des milieux en présence.

3.3.2 Hypothèses: dioptre-plan sans pertes

La situation est la suivante :

- les deux milieux sont des fluides sans pertes, d'impédances caractéristiques Z_1 et Z_2 , et de célérités c_1 et c_2 ;
- le dioptre est plan et l'acoustique géométrique est applicable (§ 3.1.2);
- première condition aux limites sur le dioptre : en vertu de l'égalité de l'action et de la réaction, il n'y a pas de force résultante d'un fluide sur l'autre;
- seconde condition aux limites: il n'y a ni décollement, ni tourbillon des deux fluides (maintien du contact);
- localement, on a affaire à des ondes planes sinusoïdales.

Dans le plan d'incidence contenant les rayons incident i , réfléchi r et transmis t , on introduit un système d'axes x et y , respectivement normal au et dans le dioptre (fig. 3.6). D'après l'acoustique géométrique, on a égalité des angles d'incidence et de réflexion, notés θ_1 . L'angle de transmission est θ_2 .

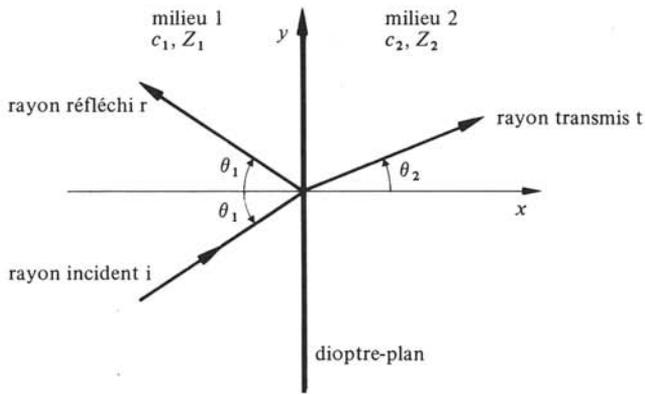


Fig. 3.6

3.3.3 Définitions

Pour caractériser le phénomène, on définit dans le plan du dioptré ($x = 0$) le *coefficient de réflexion* \underline{r} , rapport des pressions acoustiques réfléchi et incidente

$$\underline{r} = \underline{p}_r(x=0)/\underline{p}_i(x=0) \quad 1 \quad (3.9)$$

et le *coefficient de transmission* \underline{t} , rapport des pressions acoustiques transmise et incidente

$$\underline{t} = \underline{p}_t(x=0)/\underline{p}_i(x=0) \quad 1 \quad (3.10)$$

3.3.4 Description

Le problème est de déterminer \underline{r} , \underline{t} et θ_2 en fonction de θ_1 et des propriétés des milieux Z_1, Z_2, c_1 et c_2 . Les cosinus directeurs du rayon incident dans le plan d'incidence sont $n_x = \cos\theta_1$ et $n_y = \sin\theta_1$. La pression acoustique correspondante est pour $x \leq 0$

$$\underline{p}_i = \tilde{p}_i \exp[-jk_1(x \cos\theta_1 + y \sin\theta_1)] \quad \text{Pa} \quad (3.11)$$

k_1 étant le nombre d'onde ω/c_1 dans le milieu 1. De même, en faisant intervenir les coefficients \underline{r} et \underline{t} , les pressions acoustiques des rayons réfléchi et transmis s'écrivent

$$\underline{p}_r = \underline{r} \tilde{p}_i \exp[-jk_1(-x \cos\theta_1 + y \sin\theta_1)] \quad \text{Pa} \quad (3.12)$$

avec $x \leq 0$, et

$$\underline{p}_t = \underline{t} \tilde{p}_i \exp[-jk_2(x \cos\theta_2 + y \sin\theta_2)] \quad \text{Pa} \quad (3.13)$$

avec $x \geq 0$ et k_2 nombre d'onde ω/c_2 dans le milieu 2.

De la première condition aux limites résulte l'égalité des pressions acoustiques en $x = 0$ de part et d'autre du dioptré

$$\underline{p}_i(x=0) + \underline{p}_r(x=0) = \underline{p}_t(x=0) \quad \text{Pa} \quad (3.14)$$

Avec (3.11), (3.12) et (3.13) en $x = 0$ et après arrangements, il vient

$$1 + \underline{r} = \underline{t} \exp[-jy(k_2 \sin\theta_2 - k_1 \sin\theta_1)] \quad 1 \quad (3.15)$$

Le membre de gauche est indépendant de y . Ce doit aussi être le cas de celui de droite. On en déduit

$$k_2 \sin \theta_2 - k_1 \sin \theta_1 = 0 \quad \text{rad/m} \quad (3.16)$$

et (3.13) devient

$$1 + \underline{r} = \underline{t} \quad 1 \quad (3.17)$$

De la seconde condition aux limites résulte sur le dioptré, l'égalité des composantes normales des vitesses acoustiques. Ainsi, en $x = 0$, et quel que soit y , on a

$$\underline{v}_i \cos \theta_1 + \underline{v}_r \cos \theta_1 = \underline{v}_t \cos \theta_2 \quad \text{m/s} \quad (3.18)$$

où \underline{v}_i , \underline{v}_r et \underline{v}_t sont les vitesses acoustiques des ondes incidente, réfléchie et transmise. En exprimant ces vitesses en fonction des pressions et en introduisant \underline{r} et \underline{t} il vient, toujours en $x = 0$

$$(\underline{p}_i/Z_1) \cos \theta_1 - \underline{r} (\underline{p}_i/Z_1) \cos \theta_1 = \underline{t} (\underline{p}_i/Z_2) \cos \theta_2 \quad \text{m/s} \quad (3.19)$$

puis, en simplifiant

$$(1 - \underline{r}) Z_2 \cos \theta_1 = Z_1 \underline{t} \cos \theta_2 \quad \text{Ns/m}^3 \quad (3.20)$$

3.3.5 Propriétés

La relation (3.16) s'écrit aussi

$$\sin \theta_1 / \sin \theta_2 = c_1 / c_2 = n_{12} \quad 1 \quad (3.21)$$

C'est la loi de Snell, bien connue en optique et en électromagnétisme (§ III.6.6.1), déterminant l'angle de transmission θ_2 en fonction de celui d'incidence θ_1 et de l'indice de réfraction $n_{12} = c_1/c_2$.

En combinant (3.17) et (3.20) on trouve des valeurs réelles

$$r = (Z_2 \cos \theta_1 - Z_1 \cos \theta_2) / (Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2) \quad 1 \quad (3.22)$$

$$t = 2Z_2 \cos \theta_1 / (Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2) \quad 1 \quad (3.23)$$

Selon le signe de r , les pressions acoustiques incidente et réfléchie sur le dioptré (en $x = 0$) sont en phase ou non: pour $r > 0$, \underline{p}_i et \underline{p}_r sont en phase, par contre \underline{v}_i et \underline{v}_r , en opposition; pour $r < 0$, \underline{p}_i et \underline{p}_r sont en opposition, par contre \underline{v}_i et \underline{v}_r , en phase. Les pressions \underline{p}_i et \underline{p}_t sont toujours en phase sur le dioptré, t étant toujours positif.

3.3.6 Définitions: facteurs et niveaux de réflexion et de transmission

En pratique, on a besoin de connaître les intensités ou puissances acoustiques réfléchies et transmises. Pour cela, on introduit les *facteurs de réflexion* ρ et de *transmission* τ

$$\rho = I_r / I_i \quad 1 \quad (3.24)$$

$$\tau = I_t / I_i \quad 1 \quad (3.25)$$

où I_r et I_i sont les intensités acoustiques réfléchi et incidente, proportionnelles à \tilde{p}_r^2 et \tilde{p}_i^2 , et I_t , l'intensité acoustique transmise, proportionnelle à \tilde{p}_t^2 . On trouve facilement

$$\rho = r^2 \quad 1 \quad (3.26)$$

et

$$\tau = 4Z_1 Z_2 \cos^2 \theta_1 / (Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2)^2 \quad 1 \quad (3.27)$$

En incidence oblique ($\theta_1 \neq 0$), un faisceau incident donne lieu à un faisceau réfléchi de même section droite, par contre à un transmis de section droite plus grande ou plus petite selon l'indice n_{12} (fig. 3.7). Le facteur τ ne suffit alors pas pour caractériser la puissance acoustique transmise. On définit un facteur de transmission $\tau' \neq \tau$, valant

$$\tau' = 1 - \rho \quad 1 \quad (3.28)$$

Pour la puissance réfléchi P_{ar} on vérifie, avec P_{ai} puissance incidente,

$$P_{ar} = \rho P_{ai} \quad W \quad (3.29)$$

et pour la transmise P_{at}

$$P_{at} = P_{ai} - P_{ar} = (1 - \rho) P_{ai} = \tau' P_{ai} \quad W \quad (3.30)$$

Les niveaux de réflexion et de transmission sont $L_\rho = 10 \lg \rho$ et $L_{\tau'} = 10 \lg \tau'$.

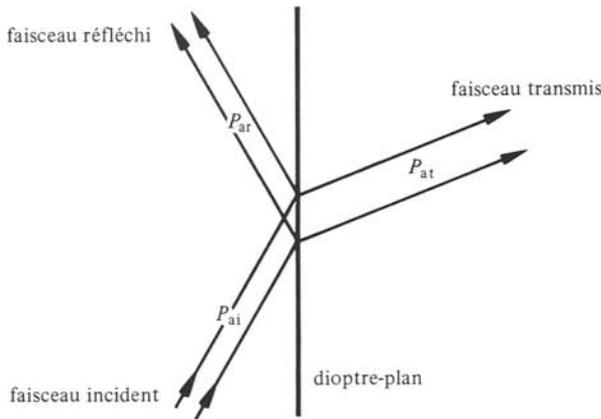


Fig. 3.7

3.3.7 Réflexion totale

La loi de Snell montre que lorsque l'on passe d'un milieu à faible célérité à un autre où elle est plus élevée ($c_2 > c_1$), l'angle de transmission θ_2 est plus grand que celui d'incidence θ_1 . Il existe un angle-limite $\theta_1 = \theta_L$ pour lequel le rayon transmis est tangent au dioptré. De (3.21) avec $\theta_2 = \frac{1}{2} \pi$, on déduit

$$\theta_L = \arcsin(c_1/c_2) \quad \text{rad} \quad (3.31)$$

Lorsque l'angle d'incidence est plus grand ou égal à l'angle-limite, il n'y a plus d'onde transmise: c'est la réflexion totale. L'étude approfondie du phénomène montre qu'il existe dans le milieu 2 une onde évanescence au voisinage du dioptré, mais ne transpor-

tant pas d'énergie [20]. Toute la puissance incidente est réfléchiée : $L_\rho = 0$ dB et $L_{\tau'} = -\infty$ dB. En reprenant le calcul du coefficient de réflexion, on trouve

$$r = \frac{Z_2 \cos \theta_1 - jZ_1 (n_{12}^{-2} \sin^2 \theta_1 - 1)^{1/2}}{Z_2 \cos \theta_1 + jZ_1 (n_{12}^{-2} \sin^2 \theta_1 - 1)^{1/2}} \quad 1 \quad (3.32)$$

Il est complexe, de module unité et d'argument

$$\phi = -2 \arctan [(\sin^2 \theta_1 - n_{12}^2)^{1/2} / (\rho_2 / \rho_1) \cos \theta_1] \quad (3.33)$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les masses volumiques des deux fluides. Il y a donc un brusque déphasage de l'onde à la réflexion totale.

3.3.8 Transmission totale

L'examen de r (3.22) montre qu'il s'annule pour

$$Z_2 \cos \theta_1 - Z_1 \cos \theta_2 = 0 \quad \text{Ns/m}^3 \quad (3.34)$$

Si $r = 0$, $t = 1$: on a transmission totale. A partir de la loi de Snell (3.21) on détermine l'angle d'intromission ou de Brewster θ_{1B} pour lequel on a transmission totale

$$\theta_{1B} = \arcsin \{ [(\rho_2 / \rho_1)^2 - n_{12}^2] / [(\rho_2 / \rho_1)^2 - 1] \}^{1/2} \quad \text{rad} \quad (3.35)$$

θ_{1B} est réel si $1 \leq n_{12} \leq (\rho_2 / \rho_1)$, lorsque $(\rho_2 / \rho_1) \geq 1$, ou si $(\rho_2 / \rho_1) \leq n_{12} \leq 1$, lorsque $(\rho_2 / \rho_1) \leq 1$.

Le même phénomène est rencontré en électromagnétisme, dans la réflexion d'une onde plane sur un plan (§ III.6.6.4).

Lorsque les deux fluides en présence ont mêmes propriétés acoustiques ($Z_1 = Z_2$, $c_1 = c_2$, donc $\rho_1 = \rho_2$), bien que de natures différentes, il y a transmission totale quel que soit θ_1 et $\theta_2 = \theta_1$ (conditions de transparence).

3.3.9 Incidence normale

En incidence normale, $\theta_1 = \theta_2 = 0$ et le coefficient de réflexion se simplifie en

$$r = (Z_2 - Z_1) / (Z_2 + Z_1) \quad 1 \quad (3.36)$$

On a aussi $\tau = \tau' = 1 - \rho = 1 - r^2$. La transmission totale se produit à la condition d'adaptation $Z_1 = Z_2$. Pour $Z_2 = \frac{1}{2} Z_1$ ou $2Z_1$, $r \cong 0,3$, $\tau \cong 0,9$ et $L_\tau \cong -0,5$ dB : l'adaptation n'est pas critique.

3.3.10 Exemple : dioptré air-eau

La surface d'un lac ou d'une mer est un dioptré jouant un rôle important dans la propagation subaquatique du son. Pour l'air, on a $Z \cong 400$ Ns/m³ et $c \cong 340$ m/s; pour l'eau, $Z \cong 1,5 \cdot 10^6$ Ns/m³ et $c \cong 1500$ m/s. Dans le sens air → eau, on trouve :

- un angle-limite $\theta_L = \arcsin (340/1500) \cong 13,1^\circ$;
- pour $\theta_1 < \theta_L$, un coefficient de réflexion $r \cong 1$ donc il y a réflexion presque totale sans changement de signe ($p_r \cong p_i$);

- pour $\theta_1 < \theta_L$, un coefficient de transmission $t \cong 2$, donc la pression acoustique dans l'eau est le double de celle dans l'air;
- qu'il n'y a pas d'angle de Brewster;
- en incidence normale, un niveau de transmission L_T d'environ $-29,5$ dB.

Dans le sens eau \rightarrow air, on a :

- pas d'angle-limite ($c_2 < c_1$) ni d'angle de Brewster;
- un coefficient de réflexion $r \cong -1$ indiquant une réflexion avec changement de signe ($p_r \cong -p_i$);
- un coefficient de transmission $t < 0,55 \cdot 10^{-4}$ donc la pression acoustique dans l'air est beaucoup plus petite que celle dans l'eau;
- en incidence normale, par réciprocité $L_T \cong -29,5$ dB.

Expérimentalement, ces données se vérifient assez bien pour autant que la surface soit suffisamment plane. On a la condition $h \cos \theta_1 / \lambda < 1/4$ où h est la hauteur des vagues et λ , la longueur d'onde dans l'air à la fréquence considérée [7].

3.3.11 Cas d'un milieu avec pertes

Lorsque les milieux ont des pertes, les développements précédents doivent être repris en introduisant des vecteurs-phaseurs de propagation $\underline{\gamma}$ (§ 3.2.4). Par analogie formelle, il est possible de transposer à ce problème les résultats de l'étude d'une discontinuité plane dans le cas d'une onde plane électromagnétique (sect. III.6.5). Un cas important en pratique, est celui où seul le second milieu présente des pertes. On le caractérise par un phaseur de propagation $\underline{\gamma}_2 = \underline{a}_2 + j\underline{k}_2$ et une impédance caractéristique complexe $\underline{Z}_2 = R_2 + jX_2$. A partir des mêmes conditions aux limites que dans le cas sans pertes, mais en admettant une onde transmise non uniforme comme dans le problème électromagnétique analogue (§ III.6.7.1), on trouve un coefficient de réflexion

$$\underline{r} = (\underline{Z}_2 \cos \theta_1 - Z_1 \cos \theta_2) / (\underline{Z}_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2) \quad 1 \quad (3.37)$$

et un facteur de réflexion $\rho = |\underline{r}|^2$, toujours inférieur à l'unité: il n'y a plus de réflexion totale. Le facteur de transmission vaut

$$\tau' = 4R_2 Z_1 \cos \theta_1 \cdot \cos \theta_2 / [(R_2 \cos \theta_1 + Z_1 \cos \theta_2)^2 + X_2^2 \cos^2 \theta_1] \quad 1 \quad (3.38)$$

L'onde transmise a la forme

$$\underline{p}_t = \tilde{p}_i (1 + \underline{r}) \exp [k_1 (\sin^2 \theta_1 - \underline{n}_{12}^2)^{1/2} x] \cdot \exp(-j k_1 y \sin \theta_1) \quad \text{Pa} \quad (3.39)$$

où \underline{n}_{12} est l'indice de réfraction complexe

$$\underline{n}_{12} = (c_1/c_2) [1 - j(a_2/k_2)] \quad 1 \quad (3.40)$$

c_2 étant la vitesse de phase (ω/k_2) dans le second milieu (§ III.6.2.5). L'onde transmise est bien non uniforme: ses plans équiphases et équiampplitudes ne coïncident pas.

3.3.12 Dioptrés successifs

Le calcul des ondes transmises et réfléchies à travers une succession de dioptrés plans est possible quoique délicat. Un cas encore simple et d'intérêt pratique est la lame à faces parallèles (fig. 3.8) constituée de deux dioptrés-plans distants de d , les milieux 1 et 3 ayant mêmes propriétés acoustiques. On considère des milieux sans pertes et l'incidence normale seulement. On introduit pour le passage du milieu 1 à la lame 2 (premier dioptré)

$$r_1 = (Z_2 - Z_1)/(Z_2 + Z_1) \quad 1 \quad (3.41)$$

$$t_1 = 1 + r_1 = 2Z_2/(Z_1 + Z_2) \quad 1 \quad (3.42)$$

et pour le passage de la lame aux milieux 1 (premier dioptré) ou 3 (second dioptré)

$$r_2 = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2) = -r_1 \quad 1 \quad (3.43)$$

$$t_2 = 1 + r_2 = 1 - r_1 = 2Z_1/(Z_1 + Z_2) \quad 1 \quad (3.44)$$

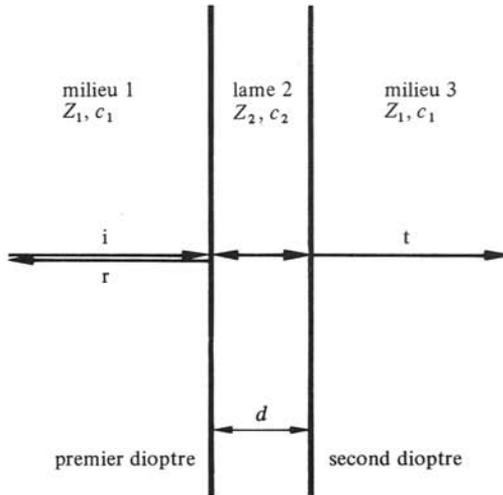


Fig. 3.8

On cherche le coefficient \underline{r} , déterminant l'onde réfléchie dans le premier milieu en fonction de l'onde incidente. L'onde de réflexion dans le milieu 1 comprend en fait une infinité de termes: le premier correspond à une réflexion sur le premier dioptré; le deuxième, à une onde transmise dans la lame via le premier dioptré, puis réfléchi par le second et finalement retransmise par le premier dans le milieu initial, et ainsi de suite. C'est un phénomène de réflexions multiples dans la lame 2. A chaque trajet dans la lame, se produit un déphasage $\exp(-jk_2 d)$. On pose

$$\begin{aligned} \underline{r} = & r_1 + t_1 \exp(-jk_2 d) r_2 \exp(-jk_2 d) t_2 \\ & + t_1 \exp(-jk_2 d) r_2 \exp(-jk_2 d) r_2 \exp(-jk_2 d) t_2 \\ & + \dots \end{aligned} \quad 1 \quad (3.45)$$

Par mise en évidence, il vient

$$\underline{r} = r_1 + t_1 t_2 r_2 \exp(-2jk_2 d) [1 + r_2^2 \exp(-2jk_2 d) + r_2^4 \exp(-4jk_2 d) + \dots] \quad (3.46)$$

Les termes entre crochets constituent une progression géométrique infinie de raison $r_2^2 \exp(-2jk_2 d)$ et dont la somme vaut

$$[1 - r_2^2 \exp(-2jk_2 d)]^{-1} \quad (3.47)$$

D'où la valeur cherchée

$$\underline{r} = r_1 + (t_1 t_2 r_2 \exp(-2jk_2 d) / \{1 - r_2^2 \exp(-2jk_2 d)\}) \quad (3.48)$$

Après développements, on trouve le facteur de réflexion $|\underline{r}|^2$

$$\rho = [(Z_2/Z_1) - (Z_1/Z_2)]^2 / [4 \cot^2(k_2 d) + \{(Z_2/Z_1) + (Z_1/Z_2)\}^2] \quad (3.49)$$

le facteur de transmission τ étant $1 - \rho$. On observe que ρ et τ dépendent de $k_2 d$, donc du rapport d/λ_2 , où λ_2 est la longueur d'onde dans la lame 2. La discussion montre que pour : $d = n_1 \cdot \lambda/4$ avec n_1 entier impair, ρ est maximum; $d = n \cdot \lambda/2$ avec n entier, ρ est nul et τ vaut 1 : on a transmission totale et tout se passe comme si la lame n'existait pas.

3.3.13 Dioptrés fluide-solide

Les problèmes de réflexion et de transmission par des dioptrés fluide-solide sont d'une plus grande complexité. En effet, les solides sont le siège d'ondes longitudinales comme les fluides, mais aussi d'ondes transversales de cisaillement. Dans le cas général, une onde incidente oblique sur un dioptré fluide-solide donne lieu à ces deux types d'onde. Il s'agit alors d'établir les relations entre les ondes incidente et réfléchie dans le fluide et celles transmises, longitudinales et transversales, dans le solide. Aux deux conditions aux limites précédentes (§ 3.3.2) s'ajoute celle d'une contrainte tangentielle nulle sur le dioptré, des ondes transversales ne pouvant se propager dans le fluide [2, 31]. En incidence normale, il n'y a pas de contrainte de cisaillement et seule une onde longitudinale est transmise dans le solide : les résultats des §§ 3.3.9 et 12 sont applicables au dioptré fluide-solide et à la lame solide.

3.3.14 Définitions : solide à réaction localisée et impédance caractéristique

Un cas particulier de dioptré fluide-solide d'une très grande importance pratique, car vérifié dans beaucoup de situations, est celui de la *réaction localisée*, où le mouvement en chaque point de la surface du solide est normal et indépendant de celui des autres points et de l'angle d'incidence θ_1 .

Le comportement d'un matériau est défini par son *impédance caractéristique*, quotient de la pression acoustique \underline{p} en un point de sa surface par la vitesse normale \underline{v}_n communiquée à ce point

$$\underline{Z}_n = \underline{p}/\underline{v}_n \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (3.50)$$

Dans le cas d'une réaction localisée, Z_n est constante en surface du matériau, et est indépendante de l'angle d'incidence θ_1 , mais par contre dépend de la fréquence f .

3.3.15 Dioptrite fluide-solide à réaction localisée

Les deux conditions aux limites du dioptrite fluide-fluide transposées à ce cas sont

$$p_i + p_r = p = Z_n v_n \quad \text{Pa} \quad (3.51)$$

$$(v_i + v_r) \cos \theta_1 = v_n \quad \text{m/s} \quad (3.52)$$

On en déduit le coefficient de réflexion

$$r = (Z_n \cos \theta_1 - Z_1) / (Z_n \cos \theta_1 + Z_1) \quad 1 \quad (3.53)$$

Le facteur de réflexion ρ vaut $|r|^2$ et celui de transmission

$$\tau = 1 - \rho = 4R_n Z_1 \cos \theta_1 / \{(R_n \cos \theta_1 + Z_1)^2 + X_n^2\} \quad 1 \quad (3.54)$$

où R_n et X_n sont les parties réelle et imaginaire de Z_n .

3.3.16 Définitions: paroi avec pertes

Au § 3.3.12, on a déterminé la transmission à travers deux dioptrites successifs délimitant une lame de fluide (ou de solide) sans pertes. Le cas avec pertes se traite de manière similaire en introduisant un phaseur de propagation γ_2 pour la lame. Au coefficient d'absorption a_2 correspond une dissipation d'énergie dans la lame selon son épaisseur d . En écrivant le bilan des énergies, il faut en tenir compte: on a nécessairement $\tau < 1 - \rho$, la différence $(1 - \rho) - \tau$ représentant les pertes dans la lame. De même lorsque l'on considère une paroi solide d'épaisseur finie, les pertes par dissipation dans la paroi font que l'énergie sortant de la paroi est plus faible que celle y entrant.

La puissance *absorbée* P_{aa} par une paroi est celle entrante, c'est-à-dire non réfléchie. La puissance *dissipée* P_{ad} dans une paroi est celle perdue par pertes, différence entre celles absorbée et transmise. En considérant une surface unité d'une paroi, on définit les *facteurs d'absorption* α et de *dissipation* δ

$$\alpha = P_{aa}/P_{ai} = 1 - (P_{ar}/P_{ai}) = 1 - \rho \quad 1 \quad (3.55)$$

$$\delta = P_{ad}/P_{ai} = (P_{aa} - P_{at})/P_{ai} = \alpha - \tau' \quad 1 \quad (3.56)$$

En vertu du principe de conservation de l'énergie on a $\rho + \delta + \tau' = 1$. Le facteur ρ dépendant de l'angle d'incidence θ_1 et de la fréquence f , il en est de même pour le facteur d'absorption α . En première approximation, pour une paroi épaisse ($d > \lambda$), on admet que α est donné par (3.38) ou (3.54).

Le facteur d'absorption α joue un rôle fondamental en acoustique interne des salles. Il ne doit pas être confondu avec le coefficient d'absorption a caractérisant l'amortissement par absorption dans un milieu avec pertes (§ 3.2.3).

3.3.17 Propriétés: interférences

Soit un dioptrite-plan (fig. 3.9) au-dessus duquel se trouve une petite source S , rayonnant en monopôle. En un point O , la pression acoustique est la somme d'une onde directe

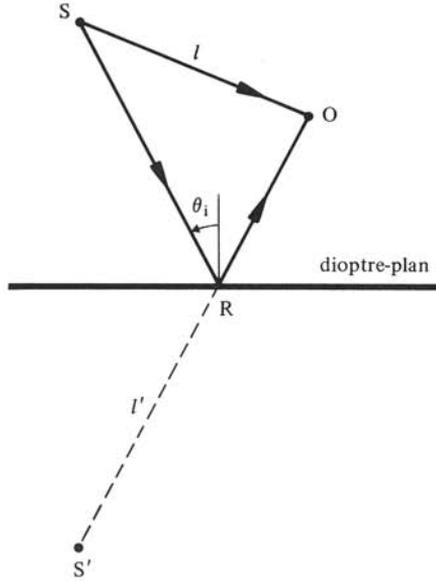


Fig. 3.9

\underline{p}_d , selon le rayon SO, et d'une onde réfléchiée \underline{p}_r par le dioptré, selon le rayon SRO

$$\underline{p} = \underline{p}_d + \underline{p}_r = (\underline{p}_1/l) \exp[-jk(l-1)] + \underline{r} (\underline{p}_1/l') \exp[-jk(l'-1)] \quad \text{Pa} \quad (3.57)$$

où \underline{p}_1 est la pression acoustique à 1 m de S, l la distance SO, \underline{r} le coefficient de réflexion sur le dioptré et l' la distance SRO ou $S'O$, S' étant la source-image de S (§ 2.3.4). On trouve

$$\underline{p} = \underline{p}_d \{1 + |\underline{r}|(l/l') \exp[-jk(l'-l) + j\phi]\} \quad \text{Pa} \quad (3.58)$$

où ϕ est l'argument de \underline{r} . Cette expression montre que selon la différence $(l'-l)$, la pression acoustique passe par des maxima et des minima: c'est un phénomène d'interférence dû aux rotations de phase différentes de \underline{p}_d et \underline{p}_r (§ 1.8.15).

Le lieu des points O équiphasés est défini par

$$k(l'-l) - \phi = \Phi_0 + 2n\pi \quad \text{rad} \quad (3.59)$$

où Φ_0 est une constante et n un entier positif. On a

$$(l'-l) = (\Phi_0 + 2n\pi + \phi)/k = [(\Phi_0/2\pi) + (\phi/2\pi) + n] \lambda \quad \text{m} \quad (3.60)$$

En admettant ϕ indépendant de l'angle d'incidence θ_i , le lieu cherché est un hyperboloïde de révolution de foyers S et S' . Dans le plan d'incidence, on a des hyperboles. Un minimum de pression acoustique a lieu pour $\Phi_0 = -\pi$ et un maximum pour $\Phi_0 = 0$. L'amplitude des extrema relativement à la pression en l'absence du dioptré est

$$\tilde{p}/\tilde{p}_d = 1 \pm |\underline{r}|(l/l') \quad 1 \quad (3.61)$$

Les interférences sont d'autant plus marquées que le coefficient de réflexion est grand et que l' est peu différent de l , ce qui est en particulier le cas au voisinage du dioptre.

Soit par exemple le dioptre eau-air, surface d'un lac ou de la mer, et une source S à la profondeur h_S . Le coefficient de réflexion vaut $r \cong -1$, donc $\phi = -\pi$ (réflexion avec changement de signe, § 3.3.10). Les minima répondent à $(l' - l) = (n - 1)\lambda$ et les maxima à $(l' - l) = (n - \frac{1}{2})\lambda$. La figure 3.10 montre le réseau d'hyperboles dans le cas $h_S = 2\lambda$. La surface d'un lac ou de la mer correspond toujours à un minimum de pression acoustique.

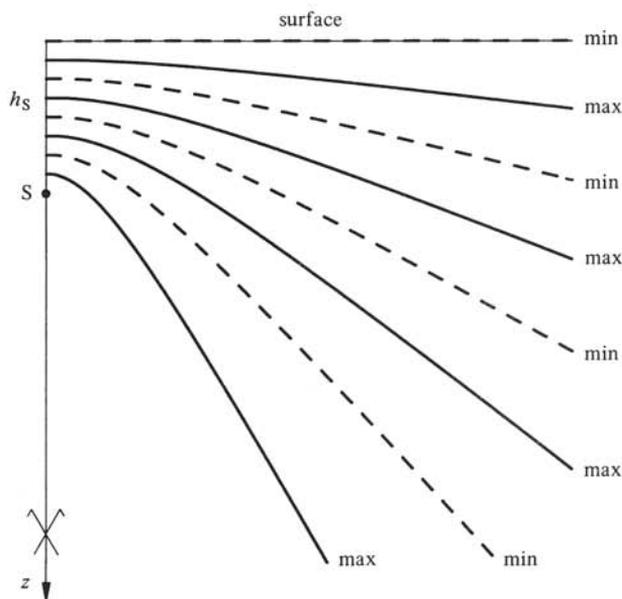


Fig. 3.10

3.3.18 Définition : réfraction

L'état d'un milieu de propagation réel varie spatialement de manière continue. Ainsi, la température de l'atmosphère varie avec l'altitude, de même celle de la mer avec la profondeur. Par conséquent, la célérité du son varie aussi spatialement et l'on doit s'attendre à ce que les rayons sonores ne soient plus des droites, mais des lignes incurvées. La *réfraction* est le phénomène d'incurvation des rayons sonores lorsqu'ils se propagent dans un milieu dont la célérité varie spatialement.

Il s'agit de tracer les rayons sonores issus d'une source connaissant sa position et la loi donnant la célérité dans le milieu.

3.3.19 Hypothèses

On admet que la célérité du son ne dépend que de la cote z : $c(z)$. Cette hypothèse est bien vérifiée dans les situations réelles. Aussi bien dans l'atmosphère que dans la mer, la célérité ne varie pratiquement pas dans un plan horizontal, comparativement à sa variation avec l'altitude ou la profondeur.

La variation de célérité selon z est faible sur une longueur d'onde : $(\lambda/c)(dc/dz) \ll 1$. Cette hypothèse est aussi bien vérifiée et l'acoustique géométrique est applicable.

3.3.20 Description

En stratifiant le milieu en couches horizontales minces telles que la célérité y soit constante, puis en appliquant successivement la loi de Snell à chaque dioptré rencontré par un rayon sonore, on constate que celui-ci devient une ligne brisée, à la limite une courbe (fig. 3.11). Cette incurvation est telle que le rayon sonore est toujours rabattu vers une région de plus faible célérité.

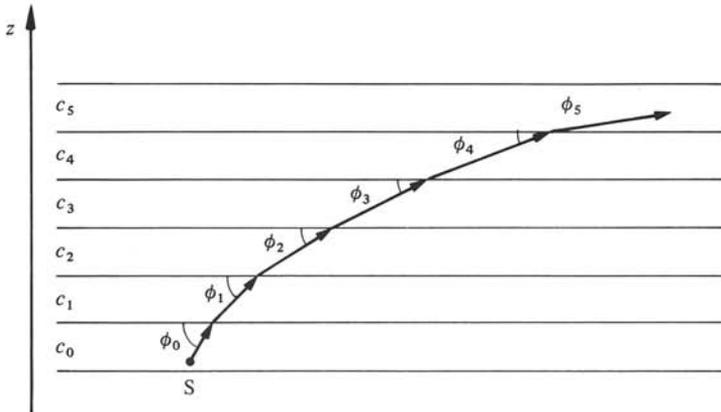


Fig. 3.11

Pour le passage du dioptré entre les couches i et j , la loi de Snell (3.21) est

$$\sin\theta_i/\sin\theta_j = c_i/c_j \quad 1 \quad (3.62)$$

Par commodité, on fait intervenir les angles $\phi = \frac{1}{2}\pi - \theta$ et (3.62) s'écrit pour une succession de couches quelconque

$$\cos\phi_i/c_i = \cos\phi_j/c_j = \cos\phi_k/c_k = \text{constante} \quad \text{s/m} \quad (3.63)$$

Ainsi, pour un rayon sonore issu de la source en z_0 sous un angle ϕ_0 , on a la forme continue de la loi de Snell

$$\cos\phi_0/c(z_0) = \cos\phi(z)/c(z) \quad \text{s/m} \quad (3.64)$$

3.3.21 Cas d'un gradient de célérité constant

Lorsque la célérité varie linéairement avec z selon

$$c(z) = c_i + gz \quad \text{m/s} \quad (3.65)$$

où g est un gradient de célérité en s^{-1} , les rayons sonores sont des arcs de cercle comme le montre la figure 3.12. Aux points P_1 et P_2 respectivement en z_1 et z_2 , on a

$$c_1 = c_i + gz_1 \quad \text{m/s} \quad (3.66)$$

$$c_2 = c_i + gz_2 \quad \text{m/s} \quad (3.67)$$

La différence Δz vaut

$$\Delta z = z_2 - z_1 = (c_2 - c_1)/g \quad \text{m} \quad (3.68)$$

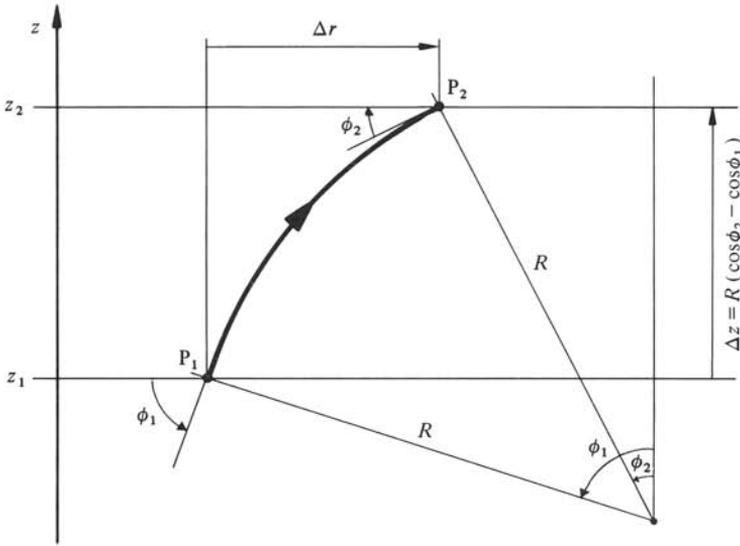


Fig. 3.12

Avec (3.64) écrite en P_1 et P_2 , on trouve

$$\Delta z = (\cos \phi_2 - \cos \phi_1) c_1 / g \cos \phi_1 \quad \text{m} \quad (3.69)$$

Cette relation est bien vérifiée si le rayon sonore entre P_1 et P_2 est un arc de cercle de rayon

$$R = c_1 / g \cos \phi_1 \quad \text{m} \quad (3.70)$$

Pour un gradient positif le rayon sonore est incurvé vers les z décroissants et pour un négatif, vers les croissants. La distance horizontale Δr entre P_1 et P_2 est

$$\Delta r = \Delta z \cdot \cot \frac{1}{2}(\phi_1 + \phi_2) \quad \text{m} \quad (3.71)$$

3.3.22 Cas général

Pour une loi $c(z)$ quelconque, le rayon de courbure en un point du rayon sonore est

$$R(z) = c(z) / \{ \cos \phi(z) \cdot [dc(z)/dz] \} \quad \text{m} \quad (3.72)$$

En coordonnées cylindriques (z, r, ϕ) l'équation du rayon sonore est

$$dz/dr = \tan \phi(z) \quad 1 \quad (3.73)$$

L'élimination de ϕ à l'aide de (3.64) donne

$$r = \int_{z_0}^z c(z) [(c_0 / \cos \phi_0)^2 - c^2(z)]^{-1/2} dz \quad \text{m} \quad (3.74)$$

la source se trouvant en $r = 0$ et $z = z_0$, et où $c_0 = c(z_0)$ et ϕ_0 est l'angle initial du rayon

considéré (de $-\pi/2$ à $+\pi/2$). La distance l parcourue le long du rayon sonore vaut

$$l = \int_{z_0}^z (dr^2 + dz^2)^{1/2} = (c_0 / \cos \phi_0) \int_{z_0}^z [(c_0 / \cos \phi_0)^2 - c^2(z)]^{-1/2} dz \quad \text{m} \quad (3.75)$$

En pratique, on trace les rayons sonores en approximant la loi $c(z)$ par une ligne brisée définissant des domaines à gradient de célérité constant dans lesquels les rayons sonores sont des arcs de cercle.

3.4 DIFFRACTION

3.4.1 Définition

Au paragraphe 2.3.1, la diffraction est définie de manière générale comme la modification d'un champ acoustique par un obstacle. La *diffraction en propagation* est celle due à un obstacle placé dans le champ lointain d'une source: on cherche l'effet à grande distance de l'obstacle. Un dioptré-plan constitue un obstacle dont l'étude peut se faire simplement par l'acoustique géométrique. Pour des obstacles de formes quelconques, le problème n'est plus aussi simple. L'acoustique géométrique est mal vérifiée, même pour des obstacles dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que la longueur d'onde λ . Le traitement exact d'un problème de diffraction ne peut se faire qu'à partir des équations de propagation et de conditions initiales et aux limites, c'est-à-dire sur les obstacles.

3.4.2 Hypothèses: conditions aux limites

On postule les mêmes conditions aux limites que pour la diffraction à l'émission (sect. 2.3). Le plus souvent, on admet un obstacle infiniment rigide, hypothèse bien vérifiée en acoustique aérienne, moins bien en subaquatique. On considère aussi des obstacles à réaction localisée, caractérisés par une impédance Z_n (§ 3.3.14).

3.4.3 Définition: champ diffracté

Soit \underline{p}_i et \underline{p} , les pressions acoustiques en l'absence puis en présence d'un obstacle. Le *champ diffracté* \underline{p}_d est la différence

$$\underline{p}_d = \underline{p} - \underline{p}_i \quad \text{Pa} \quad (3.76)$$

Avec cette définition, le champ en présence d'un obstacle est la superposition du champ initial \underline{p}_i et du diffracté \underline{p}_d . On détermine alors le champ diffracté comme issu ou rayonné par l'obstacle.

Soit un obstacle infiniment rigide: soumis à un champ acoustique, sa surface reste immobile. Par conséquent, en tout élément dS , les composantes normales des vitesses des champs incident et diffracté doivent vérifier la relation

$$\underline{v}_{in} + \underline{v}_{dn} = 0 \quad \text{m/s} \quad (3.77)$$

Il en résulte

$$\underline{v}_{dn} = -\underline{v}_{in} = -\underline{p}_i \cos \theta_i / Z_c \quad \text{m/s} \quad (3.78)$$

où θ_i est l'angle d'incidence défini par rapport à la normale en dS et Z_c l'impédance caractéristique du milieu. Le champ diffracté est alors calculé comme celui issu de l'obstacle dont chaque dS rayonne en demi-monopôle de débit $d\dot{q} = \underline{v}_{dn} dS$. En fait, le problème est beaucoup plus complexe : en dS , le champ total incident est celui incident proprement dit, mais comprend aussi toutes les contributions des autres éléments de surface de l'obstacle. Pour un obstacle de grandes dimensions par rapport à la longueur d'onde, du fait des rotations de phase de propagation, on peut considérer que les contributions en question s'annulent mutuellement. C'est le cas pour des obstacles de géométrie simple.

3.4.4 Diffraction par une sphère rigide

La diffraction d'une onde plane par une sphère rigide de rayon a présente un intérêt pratique certain, car elle donne une bonne idée de la diffraction par un obstacle de forme quelconque [1, 2, 9, 13, 16].

Pour $ka < 1$, où a est le rayon de la sphère, l'intensité acoustique diffractée est approximativement dans le champ lointain ($kr > 1$)

$$I_d = (k^4 a^6 / 9r^2) (1 - 3 \cos \theta)^2 I_i \quad \text{W/m}^2 \quad (3.79)$$

où r et θ sont des coordonnées polaires dont l'origine est le centre de la sphère, le sens de l'onde plane incidente étant $\theta = \pi$ et I_i , l'intensité acoustique en l'absence de la sphère. La dépendance en k^4 montre que les basses fréquences ne sont pratiquement pas diffractées. Le champ diffracté est maximal en direction de la source ($\theta = 0$). Pour $ka > 1$, on a

$$I_d = \{ (a^2 / 4r^2) [1 + \cot^2 \frac{1}{2}\theta \cdot J_1^2(ka \sin \theta)] \} I_i \quad \text{W/m}^2 \quad (3.80)$$

La pression \underline{p}_d correspondante s'exprime approximativement par

$$\underline{p}_d \cong (a/r) \underline{R} \cdot \exp[-jkr(1 + \cos \theta)] \underline{p}_i \quad \text{Pa} \quad (3.81)$$

où \underline{p}_i est la pression acoustique incidente et \underline{R} , un coefficient de réflexion fonction de ka et de θ . En direction de la source ($\theta = 0$), $|\underline{R}|$ vaut à peu près $\frac{1}{2}$. Or un dioptré-plan rigide en incidence normale a un coefficient de réflexion de module 1. Ainsi, une sphère, même très grande, ne se comporte pas comme un dioptré-plan : la réflexion spéculaire n'est pas rigoureusement valable. Pour $\theta = 180^\circ$, \underline{R} est tel que le champ résultant $\underline{p} = \underline{p}_i + \underline{p}_d$ s'annule presque : on a une zone d'ombre derrière la sphère. Mais l'ombre n'est pas nette, il y a des phénomènes d'interférences comme en optique. L'acoustique géométrique ne conduit évidemment pas à de tels résultats. En l'appliquant, on est conduit à un champ réfléchi constitué des rayons réfléchis sur la partie illuminée de la sphère, et à une zone d'ombre géométrique à l'arrière, délimitée par les rayons incidents tangents à la sphère.

3.4.5 Commentaires

Pour un obstacle rigide convexe, on observe qualitativement les mêmes propriétés que pour la sphère. Un petit obstacle ($kd \ll 1$) ne produit pas de diffraction appréciable et peut être ignoré. Un grand obstacle ($kd \gg 1$) produit un champ diffracté consistant

en une partie retournée, principalement en direction de la source (écho) et répartie plus ou moins uniformément et une partie derrière l'obstacle, principalement dans la direction du champ initial, interférant avec celui-ci pour former une zone d'ombre acoustique laquelle n'est pas parfaite et est plus restreinte que l'ombre géométrique.

La diffraction met en question la validité de la réflexion spéculaire et de l'acoustique géométrique. Il faut bien constater qu'en pratique, les résultats exacts de la théorie de la diffraction sur des obstacles même très simples sont difficiles à mettre en œuvre parce que trop complexes. Par ailleurs, les obstacles ne sont souvent ni de formes simples ni infiniment rigides, et les résultats théoriques obtenus dans des cas simples ne sont que des approximations. L'acoustique géométrique constitue en définitive une très bonne première approximation, à condition d'avoir à l'esprit ses possibilités et limites. L'expérimentation, par exemple sur modèles ou maquettes, est souvent mise en œuvre pour déterminer les effets de la diffraction.

3.4.6 Principe de Huygens

Transposé de l'optique [33] à l'acoustique, le principe de Huygens affirme que le champ créé par un ensemble de sources peut se calculer en leur substituant d'autres sources convenables réparties sur une surface fermée entourant les sources originales. Ce principe formalise l'idée intuitive selon laquelle chaque point d'un milieu de propagation ébranlé par une onde acoustique devient à son tour une source, car communiquant son mouvement à ses voisins (§ 1.2.1). Le problème est de trouver la répartition et les caractéristiques des sources dans une situation pratique donnée. En fait, on démontre que pour des raisons mathématiques, ce problème ne peut pas en pratique se résoudre rigoureusement [16]. Les formulations qu'on peut en donner sont des approximations. Ainsi, la formulation de Kirchhoff est

$$p(r, t) = \frac{1}{4\pi} \int_S (p_- \partial_n r^{-1} - r^{-1} \partial_n p_-) dS \quad \text{Pa} \quad (3.82)$$

où S est une surface fermée quelconque entourant les sources originales, r est la distance entre dS et le point du champ, $p(r, t)$ est la pression acoustique en un point du champ extérieur à S , p_- est la pression acoustique en dS , due aux sources originales, retardée, c'est-à-dire exprimée en $t - (r/c)$ et non en t , et n est la normale à dS orientée vers l'extérieur de S .

Ce formalisme permet de résoudre divers problèmes de diffraction, par exemple par des trous, des fentes, des bords et arêtes, etc. Dans la section 2.7, le rayonnement d'un piston plan sur écran infini a été déterminé par une intégrale de surface en admettant que chaque élément dS rayonnait en demi-monopôle. Il s'agit d'une application particulière de la méthode de Huygens-Kirchhoff pour laquelle les sources sont des demi-monopôles répartis uniformément en surface du piston, l'écran infini n'en comportant pas. La surface fermée S est alors constituée de la face avant du piston et d'une partie fictive quelconque ne comprenant pas de source. Dans (3.82), le premier terme sous l'intégrale correspond à un rayonnement en dipôle, la dérivée par rapport à n faisant apparaître le cosinus de l'angle θ entre n et la direction r , alors que le second correspond à un rayonnement en monopôle. Ainsi, de manière générale, une source de Huygens est-elle constituée d'un monopôle et d'un dipôle de débit et moment adéquats.

3.4.7 Diffraction par un écran

L'écran acoustique est un cas pratique très important (fig. 3.13). Il s'agit par exemple d'un mur interposé entre une source et un observateur. Dans l'hypothèse simple de l'acoustique géométrique, l'observateur O à « l'ombre » ne reçoit pas d'énergie acoustique. En fait, l'ombre n'est pas totale. Le problème pratique est de déterminer l'affaiblissement apporté par l'écran. Pour le résoudre, on applique une formulation appropriée du principe de Huygens-Fresnel [6, 32]. Une très bonne approximation de l'affaiblissement dû à la diffraction est

$$L_d = 20 \lg [(2\pi N)^{1/2} / \tanh(2\pi N)^{1/2}] + 5 \quad \text{dB} \quad (3.83)$$

pour $N > -0,2$ et $L_d = 0$ pour $N < -0,2$ où N est le nombre de Fresnel

$$N = \pm 2(a + b - d)/\lambda \quad 1 \quad (3.84)$$

où λ est la longueur d'onde, d la distance entre la source S et l'observateur O, $a + b$ le chemin le plus court de S à O par-dessus l'arête de l'écran, le signe + s'applique lorsque O est dans l'ombre géométrique et le signe - lorsqu'il est au-dessus de l'ombre géométrique.

La limite pratique supérieure de l'atténuation L_d par un écran est de l'ordre de 24 dB (effets d'irrégularités et de turbulence du milieu). La limite inférieure est de 5 dB (basses fréquences ou limite de l'ombre géométrique).

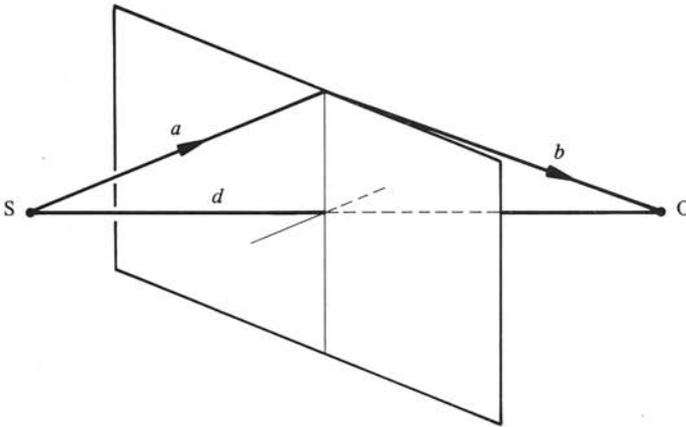


Fig. 3.13

3.5 PROPAGATION DANS L'ATMOSPÈRE

3.5.1 Introduction

La propagation du son dans l'atmosphère fait intervenir les différents phénomènes décrits dans les sections précédentes. Au voisinage du sol, les effets des obstacles et du sol lui-même sont aussi à prendre en considération. Le vent joue également un rôle important et les turbulences dans la basse atmosphère, un moindre. Dans cette section on donne quelques éléments importants sur ces phénomènes, l'intérêt se portant sur la propagation quasi horizontale entre une source S et un observateur O à proximité du sol.

3.5.2 Absorption du son

A l'amortissement géométrique, s'ajoute celui par absorption dans l'air L_a selon (3.4). A proximité du sol, il faut tenir compte d'affaiblissements supplémentaires dus à des obstacles, à la végétation et aux conditions atmosphériques. Le tableau 3.14 donne les ordres de grandeur des coefficients d'absorption a_{dB} en dB/100m, explicitant ces affaiblissements dans quelques situations typiques [34]. On remarque que l'affaiblissement d'une masse végétale (haies, arbustes) n'est notable que pour les fréquences supérieures à 500 Hz et pour une épaisseur importante.

Tableau 3.14

a_{dB} dB/100 m	Fréquence Hz							
	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000
Brouillard visibilité 30 m	0,8	1,0	1,3	1,6	2,0	2,5	3,0	4,0
Herbe 10 à 30 cm de hauteur	0,7	1,0	1,4	2,0	2,8	4,0	5,6	8,0
Champs de blé Arbustes fourrés Forêt clairsemée	2,5	3,5	5,0	7,0	10	14	20	28
Forêt touffue avec sous-bois	5,0	7,0	10	14	20	28	40	56

3.5.3 Impédance du sol

Le sol peut se caractériser par une impédance Z_n dépendant de sa constitution. Recouvert d'herbe, il constitue un milieu poreux à réaction localisée: Z_n est indépendante de l'angle d'incidence de l'onde (§ 3.3.14). La figure 3.15 donne les gabarits des parties réelle R_n et imaginaire X_n de Z_n , rapportées à l'impédance caractéristique de

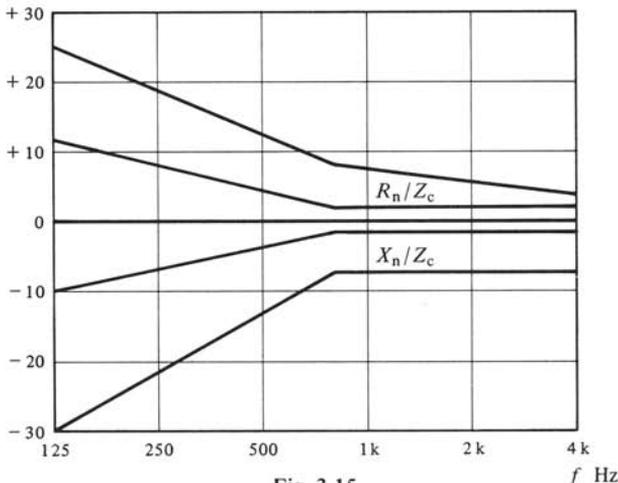


Fig. 3.15

l'air ($Z_c = 400$), en fonction de la fréquence et obtenues expérimentalement par des mesures systématiques sur des sols herbeux dont l'état varie de sec à humide [35]. Un sol détrempe ou recouvert de neige présente des valeurs de Z_n très différentes, par exemple beaucoup plus faibles avec neige. Un sol bétonné ou asphalté peut être considéré comme parfaitement réfléchissant ($r = 1$; $\rho = 1$ et $Z_n \rightarrow \infty$ quelle que soit l'incidence θ_i).

3.5.4 Effet du sol

Soit la situation de la figure 3.16 : une source S et un observateur O aux hauteurs h_S et h_O au-dessus du sol et distants de d , avec $d \gg h_S$ et h_O . A l'observateur O parvient un rayon direct SO et un rayon réfléchi SRO : il y a interférence (§ 3.3.17). Le coefficient de réflexion r est donné par (3.53) où Z_n est l'impédance du sol. Dans la géométrie considérée, l'angle d'incidence $\theta_i = \theta_r$ est voisin de $\frac{1}{2}\pi$, c'est l'incidence rasante. En première approximation on a $r \cong -1$, donc réflexion totale avec changement de signe. Pour l'observateur O, les chemins l et l' étant très voisins ($l \cong l' \cong d$), la pression acoustique s'annule pratiquement. Ainsi, dès une certaine distance à la source dépendant de h_S et h_O , de l'impédance du sol et de la fréquence, il apparaît une zone d'ombre. Expérimentalement, on vérifie bien cette propriété : au ras du sol et dès 15 à 30m, la pression acoustique décroît plus vite que ne l'indique l'amortissement géométrique, l'absorption dans l'air étant encore négligeable. Cet effet est plus marqué pour un sol recouvert de neige dont l'impédance est plus basse. Lorsque source et observateur sont à hauteurs suffisantes au-dessus du sol, la zone de silence s'atténue. C'est aussi le cas lorsque la source ou l'observateur est au ras du sol (S ou O confondu avec R).

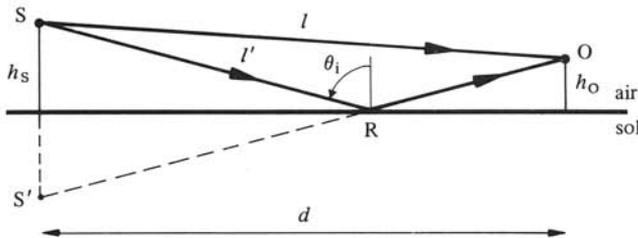


Fig. 3.16

L'étude complète de la propagation du son au voisinage du sol est complexe. Elle se fait en appliquant la méthode de Sommerfeld, établie à l'origine pour déterminer la propagation des ondes électromagnétiques en surface du sol. Dans la situation d'une source ou d'un observateur à proximité immédiate du sol, on retrouve une zone d'ombre, laquelle est néanmoins pénétrée, en basses fréquences, par une onde de sol décroissant en d^{-2} (-12dB par octave de distance). A une distance donnée, la fréquence de coupure, définie par un affaiblissement supplémentaire de 3dB, dépend du module de Z_n . Ce résultat est bien connu en radiodiffusion en ondes longues et moyennes pour lesquelles l'onde de sol est utilisée en réception. En admettant une onde plane (cas limite où $\lambda \ll d$, donc en-dessus de la fréquence de coupure), il n'y a plus d'onde de sol. Ce résultat se généralise : une onde plane ne peut se propager parallèlement à une surface ayant une impédance Z_n finie [36]. Lorsque la source est sur le sol, il peut également exister une onde de surface non uniforme se propageant horizontalement : son amplitude décroît exponentiellement avec la hauteur au-dessus du sol et en $d^{-1/2}$ avec la distance horizontale [37].

3.5.5 Réfraction

L'hypothèse d'un gradient vertical de la célérité c est bien vérifiée. C'est principalement la température de l'air variable avec l'altitude qui détermine ce gradient. Le profil normal de la température de l'air montre d'abord une décroissance jusqu'à une altitude d'inversion (hautes couches) et au-delà, une croissance. La figure 3.17 schématise le profil de célérité correspondant $c(z)$ par une ligne brisée et montre la réfraction des rayons sonores issus d'une source proche du sol. On voit apparaître une zone de silence. Pour un gradient vertical de célérité de $0,1 \text{ s}^{-1}$, le rayon de courbure d'un rayon sonore initialement quasi horizontal est de l'ordre de 3400 m selon (3.70). Dans certaines conditions, la température au niveau du sol peut être plus basse que la normale et il se présente une première inversion dans les basses couches (de 30 à 200 m environ). C'est le cas par exemple des nuits claires (sol refroidi par rayonnement) ou au-dessus d'un lac ou de la mer en été (air refroidi par l'eau). La figure 3.18 montre qu'il y a alors rabattement des rayons sonores, d'où renforcement et plus grande portée.

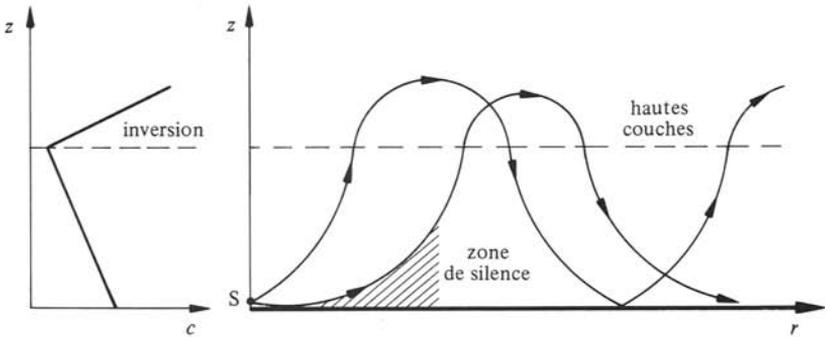


Fig. 3.17

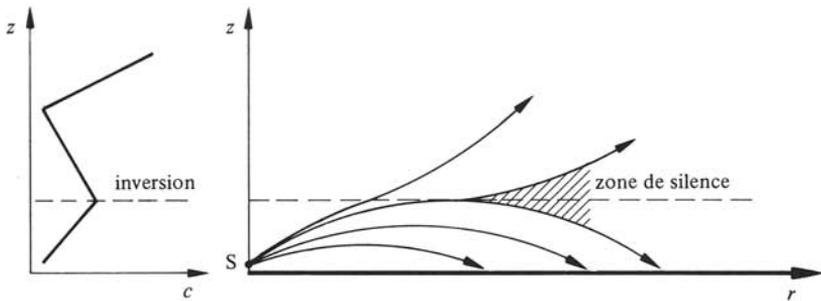


Fig. 3.18

3.5.6 Effet du vent

La vitesse du vent v_e et la célérité se composent vectoriellement, et il en résulte une réfraction semblable à celle due à un gradient de température, mais asymétrique. En pratique, on considère un vent horizontal avec un gradient vertical, de vitesse $v_e(z)$ (le vent est plus faible au voisinage du sol qu'en altitude). L'étude peut se faire à partir d'une forme continue de la loi de Snell où intervient le gradient vertical du vent [6],

(3.64) devenant

$$[c(z_0)/\cos\phi_0] + v_e(z_0) = [c(z)/\cos\phi(z)] + v_e(z) \quad \text{m/s} \quad (3.85)$$

permettant l'étude des effets combinés des profils de température et de vent.

La figure 3.19 illustre la réfraction due au vent pour une source proche du sol. Contre le vent, les rayons sonores sont incurvés vers le ciel, d'où une zone de silence en amont (début à quelques centaines de mètres pour un gradient de vent de $0,1 \text{ s}^{-1}$, observateur et source à 5 m au-dessus du sol). Sous le vent, ils sont rabattus vers le sol, d'où une zone de renforcement et une plus grande portée en aval du vent.

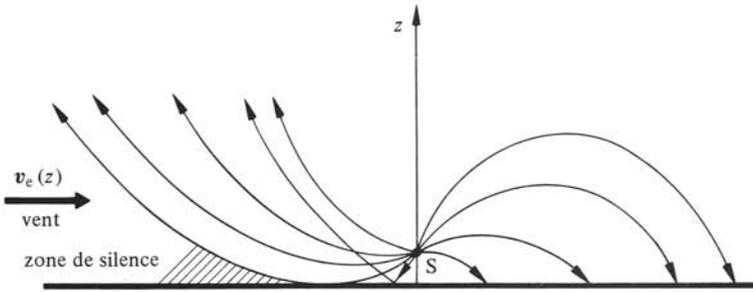


Fig. 3.19

Des mesures systématiques montrent que sur un site protégé du vent, température et vitesse du vent sont pratiquement constantes à partir de 0,5 m de hauteur. Par contre à ras du sol, leurs gradients sont importants et il en résulte des affaiblissements (zones de silence) d'autant plus grands que la fréquence est élevée. Ainsi on peut observer à 15 m d'une source, des affaiblissements supplémentaires de l'ordre de 10 dB à 8 kHz et 20 dB à 16 kHz.

3.5.7 Effets des turbulences

De nombreux travaux sont en cours pour établir la corrélation entre phénomènes atmosphériques locaux (fins) et propagation du son dans la basse atmosphère. Ainsi, on a établi que les fluctuations de niveau d'un signal acoustique sont directement reliées aux turbulences de l'atmosphère. Les fluctuations observées sont de l'ordre de 5 dB en atmosphère stable, par exemple par nuit claire sans vent, et de 15 à 25 dB en atmosphère instable, par exemple de jour avec vent. Leur spectre fréquentiel va de la fraction de Hz à quelques Hz.

3.6 PROPAGATION SOUS LA MER

3.6.1 Introduction

L'acoustique sous-marine est en avance sur l'aérienne en ce qui concerne la connaissance des phénomènes de propagation. C'est une conséquence de ses applications techniques, lesquelles requièrent la meilleure maîtrise possible de ces phénomènes. Histo-

riquement, ce sont principalement des impératifs militaires qui ont fait progresser la connaissance de la propagation d'abord dans l'atmosphère (repérage au son de pièces d'artillerie et d'avions) puis sous la mer (repérage des sous-marins par écho et des navires de surface par écoute). Depuis la fin de la seconde guerre mondiale, l'acoustique sous-marine fait l'objet de très nombreux travaux, principalement dans le but d'expliquer les anomalies de propagation observées. Par contre, ce n'est que dans la dernière décade que l'atmosphère fut l'objet du même intérêt, dans le cadre de la lutte contre le bruit (aviation civile à réaction, installations industrielles).

3.6.2 Définition : nombre de Rayleigh

La surface de la mer ne peut être considérée comme un dioptré-plan que si elle est assez lisse (§ 3.3.10). De manière générale, l'irrégularité d'un dioptré-plan est caractérisée par le *nombre de Rayleigh*

$$R = 2k\tilde{h} \sin \phi_i \quad \text{rad} \quad (3.86)$$

où k est le nombre d'onde dans l'eau, \tilde{h} la valeur efficace de la hauteur h des vagues selon (1.64), en substituant au temps t une abscisse horizontale x , et ϕ_i l'angle d'un rayon incident avec la surface plane moyenne définie par $\bar{h} = 0$ (fig. 3.20). Le nombre R indique la valeur efficace du déphasage entre rayons réfléchis sur une crête \hat{h} ou un creux \hat{h} et sur le plan moyen de la surface.

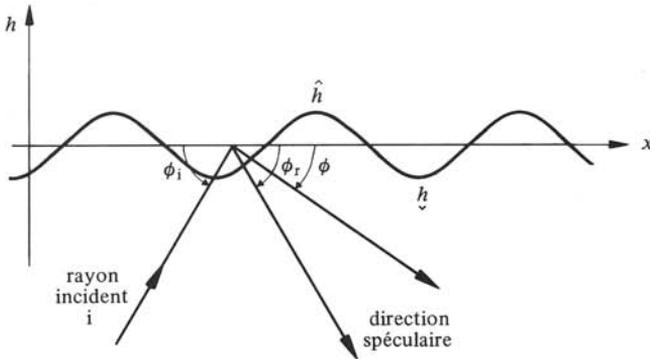


Fig. 3.20

3.6.3 Réflexion et diffraction à la surface de la mer

Lorsque $R < 1$, la mer est lisse : la réflexion spéculaire est bien vérifiée et le modèle du dioptré-plan applicable avec $\underline{r} \cong -1$ et $\rho \cong 1$. Pour $R > 1$, la mer est rugueuse : la réflexion spéculaire n'est plus vérifiée, il s'agit d'un phénomène de diffraction. À R croissant, on observe d'abord une dispersion de l'énergie réfléchie autour de la direction spéculaire ($\phi_r = \phi_i$), laquelle est encore privilégiée ; cette dispersion s'accroît ensuite et finalement l'énergie est répartie dans toutes les directions selon une certaine directivité, sans qu'apparaisse de maximum dans celle spéculaire. On observe parallèlement une diminution de la cohérence des ondes incidentes et réfléchies (§ 1.8.14).

Différents modèles ont été élaborés pour déterminer l'intensité acoustique diffractée par une surface irrégulière, par exemple sinusoïdale ou aléatoire, en mouvement [28].

Leur principe consiste à considérer une source secondaire S'' située au point de réflexion et dont il s'agit de trouver la directivité à partir des caractéristiques de la surface (fig. 3.21). Leur résultat est un facteur de diffraction $\rho(\phi)$, rapport de l'intensité acoustique I_{r1} diffractée à distance-unité dans la direction ϕ , à celle I_i incidente.

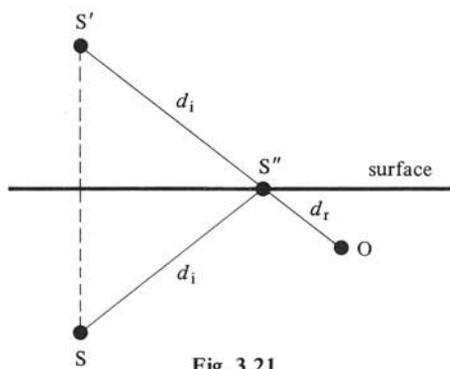


Fig. 3.21

L'amortissement géométrique n'est pas le même pour une réflexion spéculaire ou une diffraction :

- pour la première, la décroissance est de $20 \lg d$ où d est la distance totale entre la source S ou son image S' et l'observateur O , soit $d = d_i + d_r$ (fig. 3.21);
- pour la seconde, il y a une décroissance de $20 \lg d_i$ entre S et S'' , puis une de $20 \lg d_r$ entre S'' et O , soit au total $20 \lg d_i d_r$.

Doivent aussi être pris en compte, l'amortissement L_a par absorption et le niveau L_ρ de réflexion ou de diffraction.

3.6.4 Commentaires

La vérification expérimentale des modèles de diffraction sur des surfaces irrégulières en mouvement est difficile, voire impossible, sauf dans des situations simulées simples [28].

Le problème des réflexion et diffraction sur un dioptré irrégulier se retrouve dans d'autres domaines de l'acoustique appliquée, notamment en acoustique des salles (réflexion sur des parois non planes). Le même type de modèle est adopté, avec l'avantage d'une surface immobile.

3.6.5 Effet Lloyd

Il s'agit de l'effet des interférences entre une source S et son image S' par la surface (§ 3.3.17), sur le niveau de pression acoustique reçu par un observateur O en fonction de la distance SO . Ces interférences sont observées lorsque le nombre de Rayleigh est plus petit que l'unité. C'est le cas par mer calme pour les fréquences inférieures à 3 kHz. Elles existent rarement à des fréquences supérieures.

En fonction de la distance SO , on distingue schématiquement trois régions :

- le voisinage de S ; la source image est loin ($S'O > SO$), si bien que les interférences sont peu marquées;

- la région d'interférences; en s'éloignant de S, par exemple horizontalement sur la figure 3.9, l'observateur O rencontre alternativement des maxima et des minima de pression acoustique de plus en plus accentués (S'O tend vers SO);
- la région lointaine; après le dernier maximum, O observe une décroissance du niveau de pression tendant vers 12 dB par octave de distance SO.

On déduit facilement de la figure 3.10 que la distance au dernier maximum dépend des profondeurs de la source et de l'observateur exprimées en λ ; la région lointaine commence à distance d'autant plus grande que l'observateur est à grande profondeur.

3.6.6 Fluctuations

Une onde réfléchiée ou diffractée par une surface en mouvement subit des fluctuations temporelles. C'est bien une caractéristique fondamentale des signaux en acoustique sous-marine. Ainsi pour une onde sinusoïdale émise à fréquence et amplitude constantes, on observe en réception des modulations de fréquence et d'amplitude dues au mouvement vertical de la mer: un son pur devient une bande de bruit large de 0,5 à 2 Hz.

Les fluctuations d'amplitude à l'échelle de la seconde vont de 10 à 40 dB selon l'état de la mer: on assiste à des évanouissements comme en radiodiffusion par ondes courtes.

3.6.7 Pertes supplémentaires

L'agitation continue de la surface crée une couche superficielle avec des bulles d'air, donc hétérogène. Il en résulte des pertes supplémentaires par absorption. On assiste également à des phénomènes de réfraction et de diffraction, la célérité c et l'impédance caractéristique variant continûment et rapidement. L'effet global est une augmentation du coefficient d'absorption α , que l'on ne peut généralement pas prédire. Les mêmes phénomènes se produisent dans le sillage des navires.

3.6.8 Influence du fond

Les phénomènes sont beaucoup plus complexes qu'en surface. Une difficulté supplémentaire est la diversité des fonds. Certains sont à considérer comme des fluides (ondes longitudinales seulement), d'autres comme des solides (ondes transversales de cisaillement possibles). Le modèle le plus simple, suffisant en première approximation dans la plupart des situations, est le dioptré-plan entre deux fluides sans pertes. La majorité des fonds se classe en deux types:

- fond dur, par exemple roche ou sable ferme, où la célérité du son est plus grande que dans l'eau; il existe un angle-limite; en considérant l'angle ϕ_i avec le fond et non celui θ_i avec sa normale, on observe un niveau de réflexion L_ρ selon la courbe 1 de la figure 3.22; pour $\phi_i < \phi_L = \frac{\pi}{2} - \theta_L$, on a réflexion totale;
- fond mou, par exemple vase ou sédiment non consolidé, où la célérité est légèrement plus faible que dans l'eau; il existe un angle de Brewster ϕ_{iB} définissant une transmission totale; la courbe 2 de la figure 3.22 donne l'allure de L_ρ en fonction de ϕ_i .

Les pertes par absorption dans le fond modifient L_ρ comme l'indiquent les courbes en traitillé 1' et 2': il n'y a plus ni réflexion ni transmission totales (§ 3.3.11).

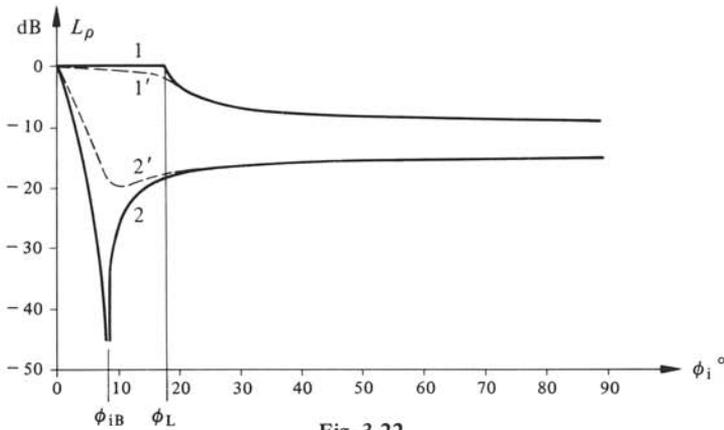


Fig. 3.22

D'autres modèles impliquant plusieurs couches ont été mis en œuvre [31]. Ils permettent de comprendre certains phénomènes. Par exemple, la dépendance observée de L_ρ en fonction de la fréquence s'explique par un modèle à trois couches eau-sédiment-roche. En basses fréquences, la longueur d'onde est grande par rapport à l'épaisseur du sédiment et celui-ci ne joue pas de rôle : tout se passe comme s'il n'y avait qu'un fond dur. Aux fréquences élevées, λ est plus petite que la couche de sédiment : la réflexion s'effectue sur cette dernière, c'est-à-dire sur un fond mou. Aux fréquences moyennes, on a des réflexions multiples dans la couche de sédiment.

3.6.9 Propagation guidée entre surface et fond

On s'intéresse à la propagation d'une onde plane en eaux peu profondes. La figure 3.23 définit les paramètres et le modèle considéré. On admet un coefficient de réflexion r de -1 sur la surface et de $+1$ sur un fond dur, ce qui implique un angle ϕ_i inférieur à l'angle limite ϕ_L . Par ailleurs, on suppose que la célérité c est constante sur la hauteur d'eau h et que les pertes dans l'eau et dans le fond sont négligeables.

A partir de (3.11) et (3.12), en y substituant $-z$ à x et $(\frac{\pi}{2} - \phi_i)$ à θ_1 et avec $r = +1$, on trouve pour la pression acoustique totale, somme des ondes incidente et réfléchie sur le fond

$$\underline{p} = 2\tilde{p}_i \exp(-jky \cos \phi_i) \cos(kz \sin \phi_i) \quad \text{Pa} \quad (3.87)$$

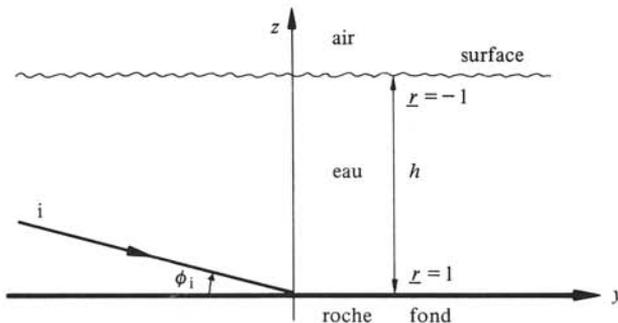


Fig. 3.23

En surface, p_r doit s'annuler puisque $r = -1$ ($p_r = -p_i$). On doit avoir

$$\cos(kh \sin \phi_i) = 0 \quad 1 \quad (3.88)$$

soit

$$\phi_{in} = \arcsin [(2n - 1) \lambda / 4h] \quad \text{rad} \quad (3.89)$$

avec $n = 1, 2, 3, \dots$ Il n'y a donc, pour une fréquence et une profondeur données, qu'un nombre fini d'angles ϕ_{in} possibles, l'argument devant être inférieur à l'unité. Ce nombre est encore réduit par la condition de réflexion totale $\phi_i < \phi_L$.

En toute rigueur, il y a lieu de tenir compte du déphasage à la réflexion totale sur le fond. Comme il dépend de l'incidence, la détermination des ϕ_{in} doit se faire graphiquement.

3.6.10 Définitions : modes et fréquences de coupure

Chaque angle ϕ_{in} définit un *mode de propagation*. A chaque mode correspond une *fréquence de coupure* f_n , la plus basse transmissible par ce mode. A partir de (3.89), on trouve facilement

$$f_n = (2n - 1) c / 4h \sin \phi_L \quad \text{Hz} \quad (3.90)$$

où ϕ_L est l'angle limite de réflexion sur le fond. En particulier, la fréquence la plus basse transmissible vaut

$$f_1 = c / 4h \sin \phi_L \quad \text{Hz} \quad (3.91)$$

3.6.11 Validité de l'acoustique géométrique

En première approximation on s'accorde pour admettre la validité de l'acoustique géométrique si au moins dix modes existent. De (3.89), on déduit la condition $\lambda < h/5$. En pratique, il faut tenir compte de l'angle limite, ce qui conduit à une condition plus sévère.

3.6.12 Structure bathythermique et profil de célérité de la mer

La bathythermie est le facteur déterminant principal du profil de célérité avec la profondeur (§ 1.2.18). Typiquement pour l'océan, on a la structure suivante :

- une couche de surface ou mixte, subissant des variations saisonnières, dont la profondeur varie de 50 à 300 m environ selon la latitude et la saison;
- une couche thermocline jusqu'à 800-1500 m environ, où la température décroît rapidement avec la profondeur;
- une couche isotherme dont la température est pratiquement constante.

La figure 3.24 représente schématiquement cette structure et le profil de célérité $c(z)$ correspondant. On remarque que seule la couche de surface subit des variations saisonnières (voire journalières dans sa partie supérieure). Dans la couche isotherme, la célérité c croît avec la profondeur du fait de la pression statique. Il existe une inversion du profil de célérité à la frontière des couches thermocline et isotherme.

Selon les mers et la latitude, la bathythermie et le profil de célérité peuvent différer notablement de la structure typique donnée en exemple. Ainsi, les mers polaires

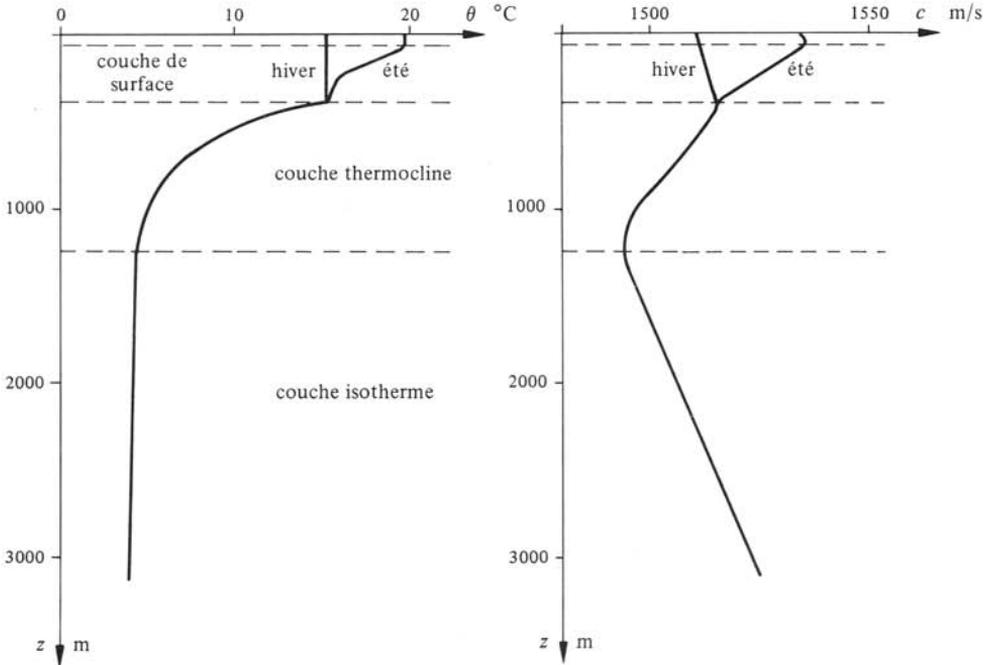


Fig. 3.24

n'ont ni couches de surface ni thermoclines. Il existe de nombreux relevés de température en fonction de la profondeur caractéristiques des différentes mers et océans en différentes saisons, voire heures de la journée, permettant la prévision des conditions de propagation.

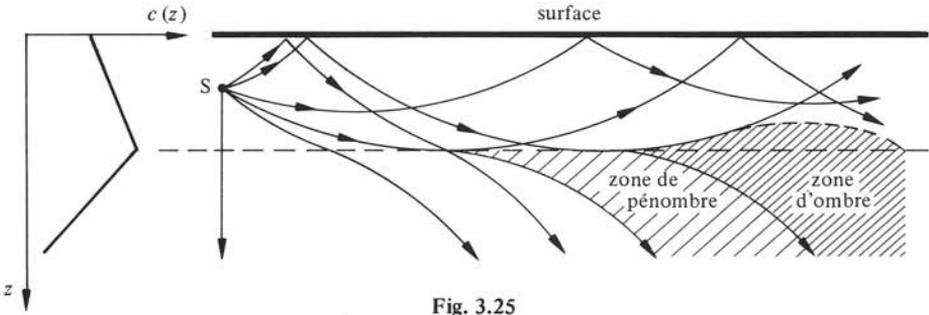
3.6.13 Définition : diagramme de transmission

Un *diagramme de transmission* est le tracé des rayons sonores dans une situation donnée (§ 3.3.22), obtenu en faisant intervenir les réflexions sur la surface et le fond.

En pratique, ne sont tracés que les rayons sonores limites d'une situation. De même, seuls sont tracés les rayons sonores incidents sur le fond tels qu'ils sont réfléchis totalement, les autres étant rapidement absorbés par réflexions multiples.

3.6.14 Exemple : chenal sonore de surface

Un chenal sonore peut exister dans la couche de surface, lorsque celle-ci est isotherme ou présente un gradient de température négatif assez faible, si bien que le gradient de célérité est positif jusqu'à une certaine profondeur où il devient négatif. Il y a donc une première inversion du profil $c(z)$ correspondant à un maximum de célérité (fig. 3.24). Cette situation est observée par exemple dans l'Atlantique Nord, dont la haute couche est refroidie par le vent : la profondeur d'inversion se situe à 100 m en hiver et 20 m en été.



La figure 3.25 montre le diagramme de transmission dans une telle situation. On y voit bien la formation du chenal de surface. L'amortissement géométrique est en $r^{-1/2}$ (propagation en onde cylindrique), par contre celui par absorption est beaucoup plus élevé, du fait des pertes supplémentaires dues d'une part aux hétérogénéités et d'autre part à la diffraction en surface et à la couche d'inversion (effets prépondérants en dessous de 1 kHz). Le chenal de surface a une existence fragile et fugace. Ainsi, il peut disparaître dans l'après-midi, suite à l'échauffement de l'eau par le soleil (afternoon effect).

SYSTÈMES À PROPAGATION

4.1 INTRODUCTION

4.1.1 Objet du chapitre

Dans les chapitres précédents, on s'est intéressé au champ acoustique dans des espaces illimités ou au moins dont les dimensions sont beaucoup plus grandes que les longueurs d'onde. Or en acoustique appliquée et en électroacoustique particulièrement, on a souvent affaire à des dispositifs dont les dimensions sont comparables aux λ . Entre autres, c'est le cas d'une corde de violon, d'un tuyau d'orgue, de l'élément piézoélectrique ou magnétostrictif d'un transducteur pour ultrasons, du pavillon d'un haut-parleur de sonorisation et dans la partie supérieure de leur bande passante, du diaphragme d'un haut-parleur, de la membrane d'un microphone, etc.

On donne dans ce chapitre les éléments théoriques fondamentaux de ces dispositifs en vue de leurs applications en électroacoustique. La propagation dans les solides ne comprend que le strict minimum nécessaire. Le lecteur intéressé consultera les références [2, 3, 7, 20, 36, 42] et de manière générale, les traités d'élasticité.

4.1.2 Définitions

Un *système à propagation* est un dispositif physique dont les dimensions sont de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde du champ acoustique dont il est le siège. Lorsque la propagation n'a lieu que dans une direction, un système de propagation est aussi appelé *système à constantes réparties*.

Dans les systèmes à propagation les conditions aux limites sur les frontières conduisent à des problèmes aux valeurs propres, dont les solutions appelées *modes* forment un ensemble infini discret.

Dans ce chapitre, on traite les :

- *espaces clos*, où la propagation se fait dans les trois dimensions;
- *conduits ou tuyaux acoustiques*, à propagation dans une seule direction;
- *pavillons acoustiques*, lesquels sont des conduits de section croissante;
- *corps vibrants*, solides limités où la propagation se fait en une ou deux dimensions.

Des dispositifs électromagnétiques analogues sont par exemple les cavités résonantes, les guides d'onde et les lignes (chap. III.8, XIII.2 et 3).

4.2 CHAMP ACOUSTIQUE DANS UN ESPACE CLOS

4.2.1 Problème

Soit un espace clos en forme de parallélépipède rectangle de dimensions l_x , l_y et l_z (fig. 4.1), délimité par des parois solides. On s'intéresse au champ acoustique dans cet espace, en régime sinusoïdal. Il s'agit de trouver les solutions de l'équation d'Helmholtz (§ 1.5.6) satisfaisant les conditions aux limites sur les parois.

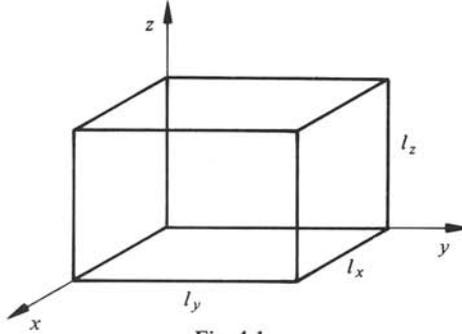


Fig. 4.1

4.2.2 Hypothèses

Le milieu de propagation est un fluide, air par exemple, d'impédance caractéristique Z_c et sans pertes par absorption. Les parois sont à réaction localisée d'impédance Z_n , éventuellement différente pour chacune d'elles.

4.2.3 Propriétés

L'équation de la pression acoustique est

$$\nabla^2 \underline{p} + k^2 \underline{p} = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (4.1)$$

La méthode de séparation des variables [4] conduit à poser le produit de Laplace

$$\underline{p}(x, y, z) = \underline{p}_0 \underline{P}_x(x) \underline{P}_y(y) \underline{P}_z(z) \quad \text{Pa} \quad (4.2)$$

où \underline{p}_0 est une constante arbitraire et \underline{P}_x , \underline{P}_y , \underline{P}_z des fonctions respectivement de x , y ou z . En introduisant (4.2) dans (4.1), puis en divisant par (4.2), il vient

$$\frac{1}{\underline{P}_x} \frac{d^2 \underline{P}_x}{dx^2} + \frac{1}{\underline{P}_y} \frac{d^2 \underline{P}_y}{dy^2} + \frac{1}{\underline{P}_z} \frac{d^2 \underline{P}_z}{dz^2} + k^2 = 0 \quad \text{m}^{-2} \quad (4.3)$$

Le premier terme ne dépend que de x , le deuxième que de y et le troisième, que de z . La seule possibilité de satisfaire (4.3) est de vérifier

$$\frac{d^2 \underline{P}_x}{dx^2} + k_x^2 \underline{P}_x = 0 \quad \text{m}^{-2} \quad (4.4)$$

et les deux équations similaires en y et z , avec la condition de compatibilité

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (\text{rad/m})^2 \quad (4.5)$$

La solution générale de (4.4) est

$$\underline{p}_x = \underline{A}_x \exp(-jk_x x) + \underline{B}_x \exp(+jk_x x) \quad 1 \quad (4.6)$$

où \underline{A}_x et \underline{B}_x sont des coefficients arbitraires. On a évidemment les mêmes formes pour \underline{p}_y et \underline{p}_z et on est conduit à

$$\begin{aligned} \underline{p}(x, y, z) / \underline{p}_0 = & \underline{A}_x \underline{A}_y \underline{A}_z \exp(-jk_x x - jk_y y - jk_z z) \\ & + \underline{A}_x \underline{A}_y \underline{B}_z \exp(-jk_x x - jk_y y + jk_z z) \\ & + \dots \\ & + \underline{B}_x \underline{B}_y \underline{B}_z \exp(+jk_x x + jk_y y + jk_z z) \quad 1 \quad (4.7) \end{aligned}$$

De (4.5) et (4.7), on déduit que le champ acoustique est la superposition d'ondes planes progressives et rétrogrades dans les quatre directions de cosinus directeurs: $(k_x/k, k_y/k, k_z/k)$, $(k_x/k, k_y/k, -k_z/k)$, $(k_x/k, -k_y/k, -k_z/k)$ et $(k_x/k, -k_y/k, k_z/k)$. Ces cosinus directeurs définissent aussi les angles d'incidence θ_x , θ_y et θ_z sur les parois perpendiculaires aux axes x , y et z . On a

$$\theta_x = \arcsin(k_x/k) \quad \text{rad} \quad (4.8)$$

Les six coefficients \underline{A} et \underline{B} de (4.7) se trouvent en fonction des conditions aux limites sur les parois.

4.2.4 Conditions aux limites

Dans l'hypothèse d'une paroi à réaction localisée (§ 3.3.14) on a

$$\underline{p} = \underline{Z}_{ni} \underline{v}_n \quad \text{Pa} \quad (4.9)$$

où \underline{Z}_{ni} est l'impédance caractéristique de la paroi i et \underline{v}_n , la vitesse acoustique normale. La relation (1.14) donne

$$\underline{v}_n = j \partial_n \underline{p} / \omega \rho \quad \text{m/s} \quad (4.10)$$

∂_n désignant la dérivée selon la normale à la paroi, dirigée vers l'extérieur de l'espace. En combinant (4.9) et (4.10), puis en substituant kZ_c à $\omega \rho$, on forme la condition aux limites

$$jk \underline{p} + (\underline{Z}_{ni} / Z_c) \partial_n \underline{p} = 0 \quad \text{Pa/m} \quad (4.11)$$

Son application aux parois 1 et 2 perpendiculaires à l'axe x respectivement en $x = 0$ et $x = l_x$, avec \underline{p} selon (4.7), conduit au système linéaire homogène

$$\underline{A}_x [1 + \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n1} / Z_c)] + \underline{B}_x [1 - \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n1} / Z_c)] = 0 \quad 1 \quad (4.12)$$

$$\begin{aligned} \underline{A}_x [1 - \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n2} / Z_c)] \exp(-jk_x l_x) + \\ + \underline{B}_x [1 + \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n2} / Z_c)] \exp(+jk_x l_x) = 0 \quad 1 \quad (4.13) \end{aligned}$$

Pour qu'existe une solution non triviale, le déterminant doit être nul. On trouve

$$\exp(j2k_x l_x) = \frac{[1 - \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n1} / Z_c)] [1 - \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n2} / Z_c)]}{[1 + \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n1} / Z_c)] [1 + \cos \theta_x \cdot (\underline{Z}_{n2} / Z_c)]} \quad 1 \quad (4.14)$$

Cette condition et celles similaires en y et z déterminent les valeurs possibles de k_x , k_y , k_z et de k par (4.5). Pour des Z_{ni} quelconques, les calculs sont difficiles: certaines méthodes graphiques ont été élaborées [36, 39]. Les Z_{ni} étant en général complexes, on doit s'attendre à trouver des valeurs complexes \underline{k}_x , \underline{k}_y , \underline{k}_z et \underline{k} .

4.2.5 Définitions

Un *nombre d'onde complexe* est défini par

$$\underline{k} = k + jg \quad \text{rad/m} \quad (4.15)$$

On introduit alors la *pulsation complexe*

$$\underline{\omega} = c\underline{k} = ck + jc g = \omega + j\tau^{-1} \quad \text{s}^{-1} \quad (4.16)$$

où τ est un *temps de relaxation*.

4.2.6 Propriétés

Avec une pulsation complexe, la dépendance temporelle devient

$$\text{Re}[\exp(j\underline{\omega}t)] = \cos \omega t \cdot \exp(-t/\tau) \quad 1 \quad (4.17)$$

On constate une décroissance exponentielle de l'amplitude avec une constante de temps τ . L'origine de ce phénomène est l'absorption sur les parois (§ 3.3.16). En régime libre, après extinction de la source, l'énergie acoustique du champ est progressivement absorbée d'où la décroissance exponentielle de chaque mode. Dans les espaces de grandes dimensions (grandes salles de concert), les pertes par absorption dans le milieu contribuent également à cet amortissement (§ 3.2.1).

Dans la majorité des applications pratiques τ est beaucoup plus grand que la période $T = 2\pi\omega^{-1}$ des phénomènes. Cela permet de négliger l'amortissement en première approximation. En seconde approximation, on introduit les facteurs correctifs nécessaires.

4.2.7 Cas de parois infiniment rigides

La vitesse normale \underline{v}_n d'une paroi infiniment rigide étant identiquement nulle ($Z_n \rightarrow \infty$), (4.11) se réduit à $\partial_n p = 0$. Si c'est le cas de toutes les parois, on est conduit à $\underline{A}_x = \underline{B}_x$, $\underline{A}_y = \underline{B}_y$, $\underline{A}_z = \underline{B}_z$, d'où substitution des exponentielles de (4.7) par des cosinus. On trouve les valeurs permises

$$k_x = m_x \pi / l_x \quad \text{m}^{-1} \quad (4.18)$$

et celles k_y et k_z par permutation des indices, m_x , m_y et m_z étant des nombres entiers positifs ou nuls, mais non tous nuls.

La relation (4.5) permet de calculer les nombres d'onde possibles k_p . En pratique, on détermine les fréquences correspondantes

$$f_p = \frac{k_p c}{2\pi} = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{m_x}{l_x} \right)^2 + \left(\frac{m_y}{l_y} \right)^2 + \left(\frac{m_z}{l_z} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (4.19)$$

La pression acoustique (4.7) prend la forme

$$\begin{aligned} \underline{p}_p(x, y, z) &= \underline{p}_{\max} \cos(m_x \pi x/l_x) \cdot \cos(m_y \pi y/l_y) \cdot \cos(m_z \pi z/l_z) \\ &= \underline{p}_{\max} \cdot \Psi_p(x, y, z) \quad \text{Pa} \end{aligned} \quad (4.20)$$

où \underline{p}_{\max} est une constante arbitraire et où pour alléger l'écriture, le produit des cosinus est noté $\Psi_p(x, y, z)$.

4.2.8 Définitions

A chaque triple (m_x, m_y, m_z) correspondent des *valeurs propres* k_x, k_y, k_z et k_p définissant les directions de propagation, une *fréquence propre* ou *normale* f_p et un *mode propre* ou *normal* $\Psi_p(x, y, z)$ indiquant la dépendance spatiale de la pression acoustique.

On appelle *modes axiaux*, ceux pour lesquels un seul des m_x, m_y ou m_z est non nul (la propagation se fait selon x, y ou z), *modes tangentiels*, ceux pour lesquels un seul m_x, m_y ou m_z est nul (la propagation est parallèle à une paroi) et *modes obliques*, ceux pour lesquels m_x, m_y et m_z sont non nuls.

4.2.9 Définition : ondes stationnaires

En valeur instantanée, la pression acoustique est

$$p(t, x, y, z) = \sqrt{2} \tilde{p}_{\max} \cos(\omega_p t + \phi) \cdot \Psi_p(x, y, z) \quad \text{Pa} \quad (4.21)$$

où ϕ est l'argument de \underline{p}_{\max} . Les dépendances temporelle et spatiale sont séparées et non plus liées par des expressions du type $(ct \pm x)$ indiquant une propagation. Avec $\underline{A}_x = \underline{B}_x$, etc., le premier et le dernier terme de (4.7) correspondent à deux ondes planes de même amplitude, la première progressive et la seconde rétrograde, dans la direction de cosinus directeurs $(k_x/k, k_y/k, k_z/k)$. Ces deux ondes se compensent, si bien qu'il n'y a plus de propagation. C'est aussi le cas dans les trois autres directions. On a affaire à des *ondes stationnaires*.

4.2.10 Propriété : dépendance spatiale

Le mode $\Psi_p(x, y, z)$ selon (4.20) s'annule chaque fois que l'argument d'un des cosinus est $(\frac{\pi}{2} + n\pi)$. On en déduit que $\underline{p}(x, y, z)$ s'annule dans les m_x plans perpendiculaires à l'axe x situés en

$$x_n = l_x(2n + 1)/2m_x \quad \text{m} \quad (4.22)$$

avec $0 \leq n < m_x$. De même, il y a m_y plans de pression nulle selon l'axe y et m_z selon l'axe z .

Dans les coins de l'espace considéré, $|\Psi_p|$ est égal à l'unité. La pression acoustique \tilde{p}_p y est donc maximale et vaut \tilde{p}_{\max} . On remarque que pour tous les modes ayant un au moins des m_x, m_y ou m_z impair, Ψ_p s'annule au centre de l'espace.

4.2.11 Définitions

Un *nœud* est un point où Ψ_p est nul. Inversement, un *ventre* est un point où $|\Psi_p|$ est maximal. Les nœuds peuvent constituer des *droites nodales* et des *plans nodaux*. Plus généralement, pour des espaces clos d'autres formes, on définit des *lignes* et des *surfaces nodales*.

4.2.12 Exemple

Soit le mode $(2, 3, 0)$: c'est un mode tangential, parallèle aux parois en $z = 0$ et $z = l_z$ et Ψ_p ne dépend pas de z . La figure 4.2 représente $\Psi_p(x, y)$ par des lignes de niveaux. On remarque les plans nodaux en $x = l_x/4$ et $3l_x/4$, et en $y = l_y/6, l_y/2$ et $5l_y/6$. Les signes $+$ et $-$ de Ψ_p correspondent à une opposition de phase de la pression acoustique $\underline{p}(x, y)$ entre les différentes zones.

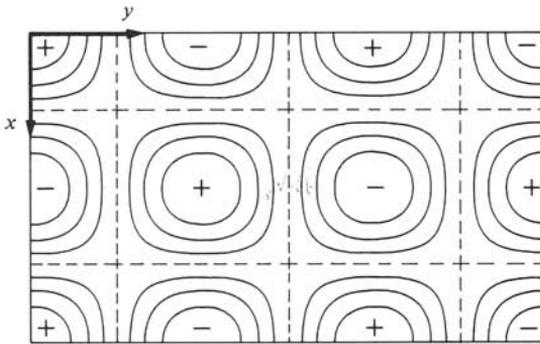


Fig. 4.2

4.2.13 Régime permanent

Lorsqu'une source est placée dans l'espace clos, la pression $\underline{p}(\omega, x, y, z)$ résulte de la superposition de la contribution de chaque mode

$$\underline{p}(\omega, x, y, z) = \sum_p \underline{p}_p \quad \text{Pa} \quad (4.23)$$

Soit une petite source pulsante de débit \underline{q}_0 placée en (x_0, y_0, z_0) . On démontre [36] que la pression acoustique \underline{p}_p d'un mode propre est

$$\underline{p}_p(k, x, y, z) = jkZ_c \underline{q}_0 \Psi_p(x, y, z) \Psi_p(x_0, y_0, z_0) / K_p (k^2 - k_p^2) \quad \text{Pa} \quad (4.24)$$

où K_p est un coefficient donné par l'intégrale

$$K_p = \int_V \Psi_p^2(x, y, z) dV \quad \text{m}^3 \quad (4.25)$$

V étant le volume de l'espace clos. On constate :

- la symétrie de la position de la source et du point du champ, conséquence du principe de réciprocité;
- l'annulation de \underline{p} dans tout l'espace lorsque la source est placée en un nœud de Ψ_p ;

- un maximum de \tilde{p} lorsque la source est en un ventre de Ψ_p ;
- une résonance d'amplitude ($\tilde{p} \rightarrow \infty$) lorsque $k = k_p$, soit lorsque la fréquence f de la source est égale à f_p ;
- une rapide diminution d'amplitude lorsque f s'écarte de f_p .

4.2.14 Modèle

Expérimentalement, on observe que les amplitudes à la résonance restent finies du fait des pertes sur les parois et dans le milieu. En admettant des pertes assez faibles impliquant $\tau_p > T_p$, on est conduit en première approximation au modèle

$$p_p(\omega) = \underline{A}_p / [\omega^2 - \omega_p^2 - j\omega(\omega_p/Q_p)] \quad \text{Pa} \quad (4.26)$$

où \underline{A}_p est un coefficient dépendant de la source, de sa position et du point du champ d'après (4.24). La dépendance en ω est la même que celle d'un circuit résonant série (sect. IV.3.5). Par analogie on introduit le facteur de qualité Q_p valant $\frac{1}{2} \omega_p \tau_p$, et la bande passante B_p à -3 dB est f_p/Q_p ou $(\pi\tau_p)^{-1}$.

4.2.15 Commentaires

Les résultats obtenus dans cette étude d'un espace clos rectangulaire sont d'une grande importance en acoustique interne des salles, dont ils constituent une des trois méthodes fondamentales. Expérimentalement, on vérifie bien l'existence de modes et fréquences propres. Les dépendances spatiales (4.20) et fréquentielles (4.26) sont aussi observées, pour autant qu'un seul mode soit notablement excité à la fréquence de mesure. C'est le cas pour les premiers modes, leurs écarts en fréquence étant plus grands que leurs bandes passantes B_p .

Modes et fréquences propres existent aussi lorsque les parois ne sont pas infiniment rigides, mais d'impédances \underline{Z}_n quelconques, et pour d'autres formes d'espace [36].

4.2.16 Espace clos cylindrique

L'étude d'un espace clos cylindrique, de longueur l et de rayon a , dans l'hypothèse de parois rigides [1, 36] conduit à la dépendance spatiale

$$\Psi_p(x, r, \phi) = \cos k_x x \cdot J_m(k_r r) \cdot \cos m\phi \quad 1 \quad (4.27)$$

où J_m est la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m . Les valeurs propres sont

$$k_x = m_x \pi / l \quad m^{-1} \quad (4.28)$$

$$k_r = \gamma_{mn} / a \quad m^{-1} \quad (4.29)$$

avec $m_x = 0, 1, 2, \dots$ et où γ_{mn} est le n -ième extremum de J_m (tab. III.9.4) [1]. Les fréquences propres sont

$$f_p = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{m_x}{l} \right)^2 + \left(\frac{\gamma_{mn}}{\pi a} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (4.30)$$

4.3 CONDUITS UNIFORMES

4.3.1 Définition

On s'intéresse à la propagation d'ondes dans des *conduits* ou *tuyaux acoustiques* rectilignes et uniformes, c'est-à-dire de sections constantes, mais par ailleurs quelconques, rectangulaires ou circulaires par exemple.

4.3.2 Hypothèses

On considère des conduits aux parois latérales parfaitement rigides et lisses, remplis d'un fluide compressible sans pertes, de l'air par exemple.

4.3.3 Propriétés

Soit un conduit de section rectangulaire de côtés l_y et l_z et de longueur l_x , avec $l_x \gg l_y > l_z$: c'est un espace clos rectangulaire long et mince dont on sait que les modes $(m_x, 0, 0)$ sont des ondes planes selon l'axe x . Avec les proportions du conduit, en régime forcé à fréquence f inférieure à celle f_{010} du mode $(0, 1, 0)$, soit $f < c/2l_y$, on a affaire uniquement à des ondes planes, seuls des modes axiaux $(m_x, 0, 0)$ contribuant au champ acoustique.

De même, un conduit circulaire de rayon a et de longueur l , avec $l \gg a$, n'est le siège que d'ondes planes selon son axe lorsque la fréquence est inférieure à la fréquence propre du mode $(m_x = 0, \gamma_{11} = 1,8412)$ soit $f < 0,586 c/2a$.

4.3.4 Définition : mode plan

Un conduit est en *mode plan* lorsque seules des ondes planes selon son axe s'y propagent. Pour un tuyau rectangulaire de grand côté a , c'est le cas si $ka < \pi$ ou $a < \lambda/2$, et pour un circulaire de rayon a , si $ka < 1,84$ ou $a < \sim \lambda/4$.

En régime sinusoïdal, les relations (1.110) à (1.113) permettent de déterminer le champ dans un conduit à partir des conditions aux limites, c'est-à-dire aux deux extrémités du conduit, en $x = 0$ et $x = l$. Les grandeurs acoustiques étant constantes sur la section droite S du conduit, en particulier la vitesse acoustique $\underline{v}(x)$, on substitue à cette dernière le *débit* \underline{q} déjà défini pour les sources (§ 2.1.3), lequel s'écrit

$$\underline{q}(x) = S \underline{v}(x) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.31)$$

Les relations (1.112) et (1.113) deviennent

$$\underline{p}_{\pm} = \pm Z_{\text{ac}} \underline{q}_{\pm} \quad \text{Pa} \quad (4.32)$$

où Z_{ac} vaut $Z_c/S \Omega_a$. Plus généralement, on introduit l'*impédance acoustique* $\underline{Z}_a(x)$, déjà définie dans l'étude des sources pour l'impédance de rayonnement (§ 2.2.3),

$$\underline{Z}_a(x) = \underline{p}(x)/\underline{q}(x) \quad \Omega_a \quad (4.33)$$

4.3.5 Analogie avec une ligne sans pertes

Les analogies formelles entre ondes acoustique plane et électromagnétique le long d'une ligne bifilaire sans pertes (§ 1.6.4) sont mises à profit dans la résolution des problè-

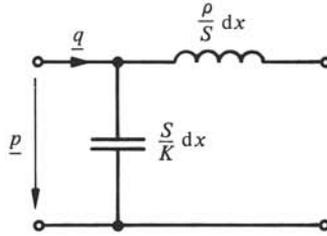


Fig. 4.3

mes de conduits. Ainsi la figure 4.3 donne le schéma équivalent d'un élément dx de conduit en analogie directe, la vitesse $\underline{v}(x)$ étant remplacée par le débit $\underline{q}(x)$. On a les relations

$$\partial_x \underline{p}(x) = -j\omega (\rho/S) \underline{q}(x) \quad \text{Pa/m} \quad (4.34)$$

$$\partial_x \underline{q}(x) = -j\omega (S/K) \underline{p}(x) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (4.35)$$

Les grandeurs et propriétés suivantes sont introduites à partir de la ligne (sect. III.8.6) :

- le *coefficient de réflexion* $\underline{r}(x) = \underline{p}_-(x)/\underline{p}_+(x)$ s'écrivant $(\underline{p}_{-o}/\underline{p}_{+o}) \exp(j2kx)$;
- \underline{r} est de module r constant le long du conduit et présente une périodicité en $\lambda/2$;
- le *rappor t d'onde stationnaire* s , constant le long du conduit valant $\tilde{p}_{\max}/\tilde{p}_{\min}$, soit $(1+r)/(1-r)$;
- l'impédance acoustique prend la forme

$$\underline{Z}_a(x) = Z_{ac} [1 + \underline{r}(x)] / [1 - \underline{r}(x)] \quad \Omega_a \quad (4.36)$$

- l'*abaque de Smith*, résultant de (4.36), est applicable aux problèmes des conduits acoustiques;
- la *puissance acoustique transmise*

$$P_a = P_{a+} - P_{a-} = S(I_+ - I_-) = Z_{ac}^{-1} (\tilde{p}_{+o}^2 - \tilde{p}_{-o}^2) = Z_{ac}^{-1} \tilde{p}_{+o}^2 (1 - \rho) \quad \text{W} \quad (4.37)$$

où I_+ et I_- sont les intensités acoustiques des ondes progressive et rétrograde, S la section du conduit et ρ , le *facteur de réflexion* égal à r^2 ;

- ρ , déjà introduit dans l'étude des effets d'interface (§ 3.3.6), est ici généralisé à une abscisse x quelconque, l'intensité (ou la puissance) réfléchie étant celle de l'onde rétrograde I_- (ou P_{a-}) et l'incidente, celle progressive I_+ (ou P_{a+}).

4.3.6 Conditions aux limites

En régime forcé, une source de son est placée à l'entrée du conduit ($x = 0$). Une charge acoustique le termine à l'autre extrémité ($x = l$) (fig. 4.4). La source est représentée par un piston oscillant de débit \underline{q}_o , supposé d'aire égale à la section droite S du conduit. Selon l'hypothèse fondamentale du rayonnement (§ 2.1.2), la vitesse acoustique étant normale et uniforme sur le piston, on a

$$\underline{q}_o = \underline{q}_{+o} + \underline{q}_{-o} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.38)$$

Lorsque l'entrée du conduit est soumise à un champ acoustique incident, on considère un piston fictif de débit tel qu'en $x = 0$, la pression acoustique totale extérieure \underline{p}_e soit égale à celle à l'entrée du conduit \underline{p}_o . Le problème est délicat, car il fait intervenir la diffraction, la pression extérieure étant la somme de celle incidente et de celle diffractée, correspondant au rayonnement du conduit [14].

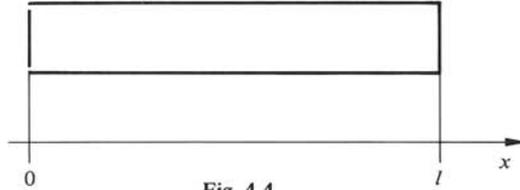


Fig. 4.4

Le conduit peut être terminé par un fond perpendiculaire d'un matériau quelconque : il s'agit d'un dioptré fluide-solide en incidence normale. Les conditions aux limites (3.51) et (3.52) sont applicables avec $\theta_1 = \frac{1}{2} \pi$, l'onde incidente étant celle progressive dans le conduit et l'onde réfléchie, celle rétrograde. On en déduit

$$\underline{Z}_{al} = \underline{Z}_n / S \quad \Omega_a \quad (4.39)$$

où \underline{Z}_{al} est l'impédance acoustique en $x = l$ et \underline{Z}_n , l'impédance caractéristique du fond. Pour un fond parfaitement rigide, on a $\underline{v}_n = 0$, donc $\underline{Z}_n \rightarrow \infty$.

Un conduit peut aussi être ouvert et rayonner dans un espace indéfini. On admet que sa dernière tranche de fluide se comporte comme un piston oscillant rigide. L'impédance \underline{Z}_{al} est alors l'impédance de rayonnement \underline{Z}_{ar} d'un piston. En pratique, on considère des pistons circulaires de rayon $a = (S/\pi)^{1/2}$ où S est la section droite du tube et, selon les conditions de rayonnement, on utilise les résultats des paragraphes 2.7.9 (conduit débouchant d'un écran) ou 2.7.17 (conduit libre). Lorsque $ka \ll 1$, \underline{Z}_{ar} devient petite devant Z_{ac} et l'on admet en première approximation $\underline{Z}_{al} \cong 0$, donc $\underline{p}(l) \cong 0$.

4.3.7 Impédance d'entrée d'un conduit

Comme pour la ligne, l'impédance d'entrée est la valeur de \underline{Z}_a en $x = 0$, notée \underline{Z}_{ao} . Elle dépend de l'impédance de charge selon

$$\underline{Z}_{ao} = Z_{ac} [\underline{Z}_{al} + jZ_{ac} \tan(kl)] / [Z_{ac} + j\underline{Z}_{al} \tan(kl)] \quad \Omega_a \quad (4.40)$$

Soit un piston oscillant de débit \underline{q}_o en $x = 0$. Il subit une pression acoustique $\underline{Z}_{ao} \cdot \underline{q}_o$ donc une force

$$\underline{F}_o = S^2 \underline{Z}_{ao} \underline{v} = \underline{Z}_{mo} \underline{v} \quad \text{N} \quad (4.41)$$

où \underline{v} est sa vitesse et \underline{Z}_{mo} , une impédance mécanique explicitant la réaction du conduit sur le piston, à l'instar de l'impédance mécanique de rayonnement. Ainsi, \underline{Z}_{ao} (\underline{Z}_{mo}) représente la charge acoustique (mécanique) de la source placée à l'entrée du conduit.

4.3.8 Exemple : conduit avec fond rigide

Les conditions aux limites sont, à l'entrée (4.38) et sur le fond parfaitement rigide

$$\underline{q}_{+o} \exp(-jkl) + \underline{q}_{-o} \exp(+jkl) = 0 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.42)$$

En les combinant, on trouve

$$\underline{q}_{+o} = \underline{q}_o \exp(+jkl)/2j \sin kl \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.43)$$

$$\underline{q}_{-o} = -\underline{q}_o \exp(-jkl)/2j \sin kl \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.44)$$

Ce qui donne

$$\begin{aligned} \underline{q}(x) &= \underline{q}_o \{ \exp[+jk(l-x)] - \exp[-jk(l-x)] \} / 2j \sin kl \\ &= \underline{q}_o \sin k(l-x) / \sin kl \quad \text{m}^3/\text{s} \end{aligned} \quad (4.45)$$

puis, avec (4.32)

$$\begin{aligned} \underline{p}(x) &= Z_{ac} \underline{q}_{+o} \exp(-jkx) - Z_{ac} \underline{q}_{-o} \exp(+jkx) \\ &= -jZ_{ac} \underline{q}_o \cos k(l-x) / \sin kl \quad \text{Pa} \end{aligned} \quad (4.46)$$

En valeur instantanée, il vient

$$q(x, t) = \sqrt{2} \tilde{q}_o \{ \sin k(l-x) / \sin kl \} \cdot \cos(\omega t + \phi_o) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.47)$$

ϕ_o étant l'argument de \underline{q}_o . Ce résultat montre qu'il y a une onde stationnaire (§ 4.2.9): les dépendances temporelle et spatiale sont séparées. Avec $\underline{Z}_a^{-1}(l) = 0$ on a, d'après (4.36) ou l'abaque de Smith, $\underline{r}(l) = +1$, donc $r = 1$, $s \rightarrow \infty$ et $\rho = 1$: la puissance transmise (4.37) est nulle.

L'impédance d'entrée est donnée par (4.40) ou directement par le rapport $\underline{p}(x)/\underline{q}(x)$ en $x = 0$

$$\underline{Z}_{ao} = -jZ_{ac} \cot kl \quad \Omega_a \quad (4.48)$$

Lorsque $kl = n\pi$, soit pour une longueur l multiple entier de la demi-longueur d'onde $\frac{1}{2} \lambda$, on a un phénomène de résonance: \tilde{p} et \tilde{q} tendent vers l'infini sauf en x tel que $\cos k(l-x) = 0$, respectivement $\sin k(l-x) = 0$. Expérimentalement, on observe bien ces résonances mais les amplitudes restent finies du fait des pertes et des non-linéarités dans le milieu.

4.3.9 Exemple : conduit avec un fond ouvert

En supposant $ka < 1$, on néglige l'impédance de rayonnement et la condition aux limites en $x = l$ s'écrit

$$\underline{p}_{+o} \exp(-jkl) + \underline{p}_{-o} \exp(+jkl) = 0 \quad \text{Pa} \quad (4.49)$$

Avec (4.38) en $x = 0$, on trouve facilement

$$\underline{q}(x) = \underline{q}_o \cos k(l-x) / \cos kl \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.50)$$

$$\underline{p}(x) = jZ_{ac} \underline{q}_o \sin k(l-x) / \cos kl \quad \text{Pa} \quad (4.51)$$

L'impédance d'entrée vaut

$$\underline{Z}_{ao} = jZ_{ac} \tan kl \quad \Omega_a \quad (4.52)$$

On retrouve des phénomènes similaires au cas précédent: onde stationnaire avec $\underline{r}(l) = -1$, donc $\rho = 1$, $s \rightarrow \infty$ et $P_a = 0$; résonances pour $kl = (2n+1) \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire lorsque l est un multiple entier impair du quart de la longueur d'onde $\frac{1}{4} \lambda$.

4.3.10 Exemple : charge adaptée

Pour un fond d'impédance caractéristique $Z_n = SZ_{ac}$, la condition aux limites (4.39) devient $Z_{al} = Z_{ac}$. Par conséquent, on a selon (4.36) en $x = l$, $r(l) = 0$, donc $\rho = 0$ et $s = 1$: il n'y a pas d'onde rétrograde, mais seulement une onde progressive dont la puissance est absorbée par le fond ($\alpha = 1 - \rho = 1$).

4.3.11 Tube de Kundt

Le tube de Kundt permet la détermination en incidence normale de l'impédance caractéristique Z_n et du facteur d'absorption α d'un échantillon de matériau (§§ 3.3.14 et 16). Il consiste en un conduit rectiligne de section circulaire. A l'entrée se trouve un haut-parleur et à la sortie, l'échantillon du matériau (fig. 4.5). Un microphone se déplaçant dans le tube permet la mesure de la pression acoustique en une abscisse quelconque repérée sur une échelle. Contre l'échantillon, on a la condition (4.39) où Z_n est l'impédance cherchée. Elle est déterminée par (4.36) ou au moyen de l'abaque de Smith, à partir de $r(l)$ qu'il s'agit de trouver. On procède comme suit :

- la mesure des maxima et minima de \tilde{p} le long du tube fournit le rapport d'onde stationnaire s , donc le module r valant $(s-1)/(s+1)$;
- l'argument ϕ_l de $r(l)$ s'obtient en mesurant la distance d entre l'échantillon et le premier minimum de \tilde{p} observé à partir de l'échantillon;
- en un minimum l'argument de r est $-\pi$ et r subissant une rotation de phase $2kd$ entre le minimum en question et l'échantillon, on en déduit

$$\phi_l = \{2kd - \pi\} = \{(4d/\lambda) - 1\}\pi \quad \text{rad} \quad (4.53)$$

- la longueur d'onde λ est égale au double de la distance entre deux minima successifs.

A partir de (3.55) et de la valeur de r obtenue, on calcule le facteur d'absorption

$$\alpha = 1 - \rho = 1 - r^2 = 4s/(s+1)^2 \quad 1 \quad (4.54)$$

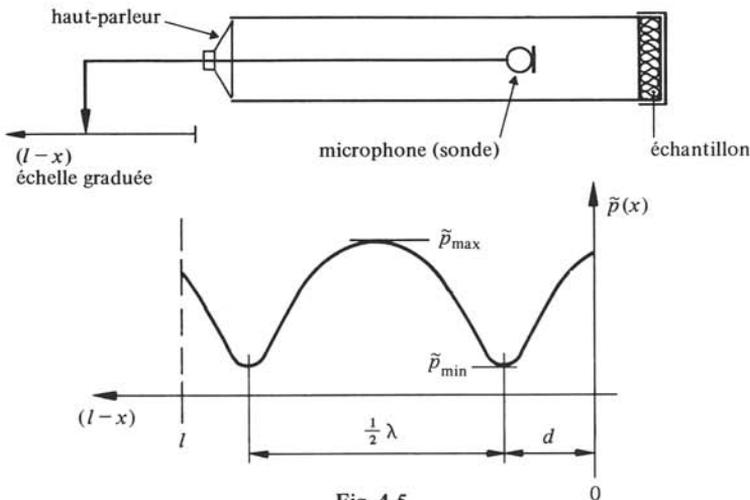


Fig. 4.5

La figure 4.6 montre la mise en œuvre de l'abaque de Smith dans ce problème avec $r \cong 0,83$, $d = 0,254 \text{ m}$, $\lambda = 0,85 \text{ m}$ et $\phi_l \cong -34^\circ$. A l'extrémité de $\underline{r}(l)$, on lit les valeurs relatives $(R_{al}/Z_{ac}) = 1,0$ et $(X_{al}/Z_{ac}) = -3,0$, d'où l'on tire $R_n \cong SZ_{ao} \cong Z_c \cong 400 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$ et $X_n \cong -3 Z_c = -1200 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$.

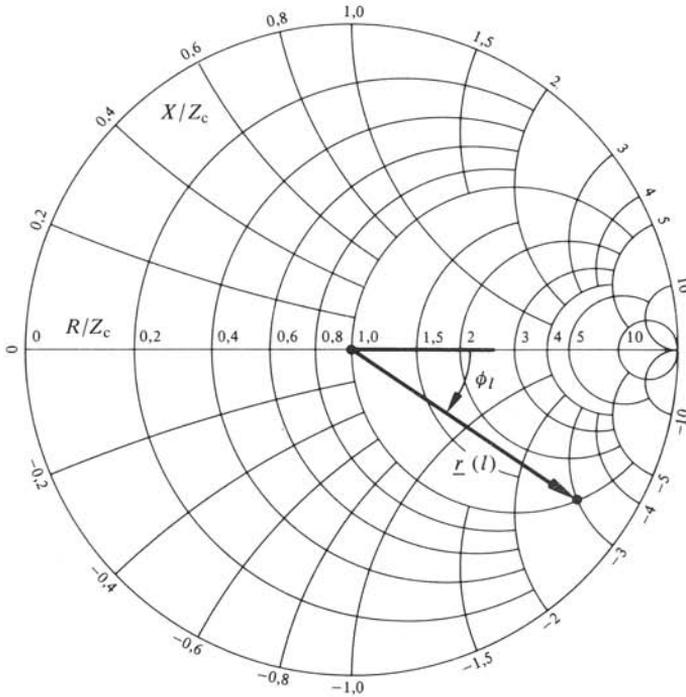


Fig. 4.6

4.3.12 Modes et fréquences propres

La recherche des modes et fréquences propres d'un conduit est un cas particulier de celle d'un espace clos où l'on ne considère que la propagation selon l'axe x . La condition aux limites (4.11) écrite pour les deux extrémités du conduit, fournit à nouveau la relation de compatibilité (4.14).

Pour un conduit ouvert aux deux extrémités, en admettant des impédances de rayonnement négligeables, on trouve $f_p = mc/2l$, soit $l = m \cdot \frac{1}{2} \lambda$, avec $m = 1, 2, 3, \dots$ Pour un conduit ouvert à une extrémité (\underline{p} nulle) et fermé par un fond rigide à l'autre (\underline{q} nul), on a $f_p = (2m + 1)c/4l$, soit $l = (2m + 1) \cdot \frac{1}{4} \lambda$, avec $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

4.3.13 Propriété : changement de section

Soit deux conduits cylindriques de sections S_1 et S_2 différentes, le second étant dans le prolongement du premier (fig. 4.7). On s'intéresse à l'effet du changement de section. On suppose que le second conduit est terminé par une charge adaptée. Sur la section de raccordement, les conditions aux limites sont l'égalité des pressions acousti-

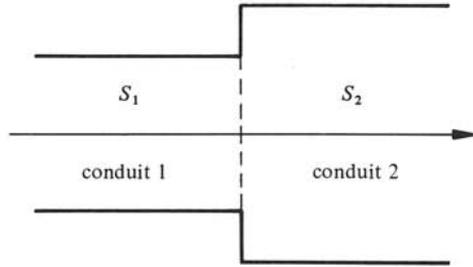


Fig. 4.7

ques à gauche et à droite

$$\underline{p}_{+1} + \underline{p}_{-1} = \underline{p}_{+2} \quad \text{Pa} \quad (4.55)$$

et l'égalité des débits (conservation de la masse)

$$\underline{q}_{+1} + \underline{q}_{-1} = \underline{q}_{+2} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.56)$$

Ce problème se traite comme celui de la réflexion et de la transmission par un dioptré-plan en incidence normale. On obtient un coefficient de réflexion

$$r = (S_2 - S_1)/(S_2 + S_1) \quad 1 \quad (4.57)$$

analogue à (3.36). On retrouve un coefficient de transmission t valant $1+r$, et des facteurs de réflexion $\rho = r^2$ et de transmission $1 - \rho$ (§ 3.3.9).

4.3.14 Concaténation de petits conduits

Soit un conduit non uniforme constitué de la concaténation de conduits cylindriques de même axe, mais de longueurs et sections différentes (fig. 4.8). L'étude de la propagation dans un tel conduit se fait en considérant successivement réflexion et transmission à chaque raccordement, avec des coefficients r selon (4.57) et $t = 1+r$. La continuité des débits au raccordement des conduits i et $j = i+1$, de sections et longueurs S_i, S_j, l_i et l_j (fig. 4.9), amène aux relations

$$\underline{q}_{j+} = t_{ij} \underline{q}_{i+} \exp(-jkl_i) - r_{ji} \underline{q}_{j-} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.58)$$

$$\underline{q}_{i-} \exp(+jkl_i) = -r_{ij} \underline{q}_{i+} \exp(-jkl_i) + t_{ji} \underline{q}_{j-} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.59)$$

où \underline{q}_{i-} et \underline{q}_{i+} sont définis à l'entrée du conduit i ($x_i = 0$), et \underline{q}_{j-} et \underline{q}_{j+} à l'entrée du conduit j ($x_j = 0$). On a selon (4.57) $r_{ji} = -r_{ij}$, puis $t_{ij} = 1+r_{ij}$ et $t_{ji} = 1-r_{ij}$, et en

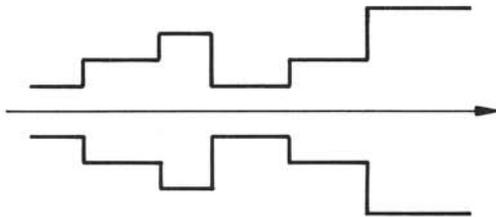


Fig. 4.8

résolvant par rapport à \underline{q}_{i-} et \underline{q}_{i+} , on trouve

$$\underline{q}_{i+} = (1 + r_{ij})^{-1} \underline{q}_{j+} \exp(+jkl_i) - r_{ij} (1 + r_{ij})^{-1} \underline{q}_{j-} \exp(+jkl_i) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.60)$$

$$\underline{q}_{i-} = -r_{ij} (1 + r_{ij})^{-1} \underline{q}_{j+} \exp(-jkl_i) + (1 + r_{ij})^{-1} \underline{q}_{j-} \exp(-jkl_i) \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (4.61)$$

L'application de ces relations et de celles similaires pour les pressions acoustiques, successivement du dernier conduit dont la charge acoustique est connue, au premier, à l'entrée duquel est placée une source, permet de déterminer la propagation dans l'ensemble.

Les exponentielles des relations précédentes représentent des déphasages par rotation de phase sur la longueur de chaque conduit. Elles s'écrivent aussi, avec $k = \omega/c$

$$\exp(\mp jkl_i) = \exp(\mp j\omega\tau_i) \quad 1 \quad (4.62)$$

où τ_i est le temps de propagation dans le conduit i de longueur l_i .

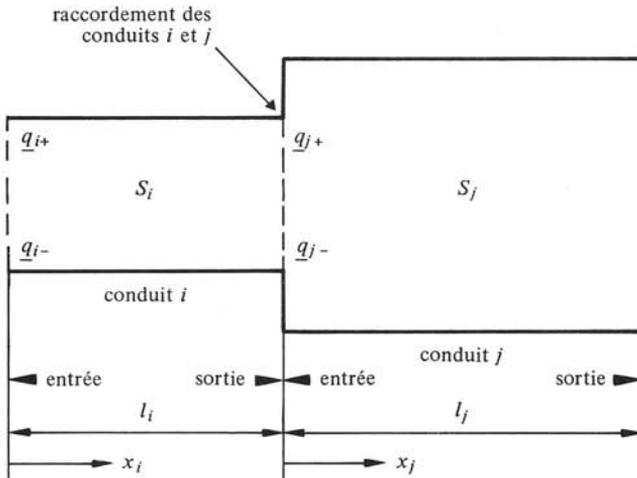


Fig. 4.9

Un conduit non uniforme peut toujours se décomposer en une concaténation de petits conduits, et donc s'étudier au moyen des relations (4.60) et (4.61). Cette méthode est appliquée en particulier à la modélisation du conduit vocal du système phonatoire de l'homme.

4.3.15 Conduit avec pertes

La propagation dans un conduit s'accompagne de pertes par viscosité et échanges thermiques. Par analogie avec la ligne généralisée (sect. III.8.3), on adopte pour un élément dx de conduit le modèle de la figure 4.10 répondant aux relations

$$\partial_x \underline{p}(x) = -\underline{Z}'_a \underline{q}(x) \quad \text{Pa/m} \quad (4.63)$$

$$\partial_x \underline{q}(x) = -\underline{Y}'_a \underline{p}(x) \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (4.64)$$

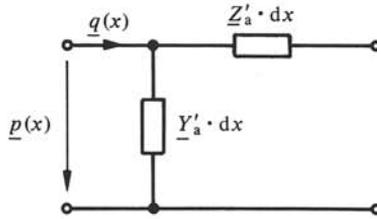


Fig. 4.10

\underline{Z}'_a (\underline{Y}'_a) étant l'impédance (l'admittance) linéique du conduit. Comme au paragraphe 3.2.4, on introduit un phaseur de propagation

$$\underline{\gamma} = (\underline{Z}'_a \underline{Y}'_a)^{1/2} = a + jk \quad \text{m}^{-1} \quad (4.65)$$

On le choisit tel que k soit positif ou, si k est nul, tel que a soit positif. L'impédance caractéristique \underline{Z}_{ac} du conduit devient $(\underline{Z}'_a / \underline{Y}'_a)^{1/2}$.

Les problèmes de conduits avec pertes sont traités par analogie formelle avec la ligne généralisée. En particulier, on retrouve pour l'impédance $\underline{Z}_a(x)$ la relation (4.36) mais avec \underline{Z}_{ac} au lieu de Z_{ac} et un coefficient de réflexion \underline{r} dont le module n'est pas constant le long du conduit. De même, dans (4.40) Z_{ac} devient \underline{Z}_{ac} et $\tan(kl)$, $\tanh(\underline{\gamma}l)$.

La théorie des pertes viscothermiques dans un conduit est très complexe même en mode plan. Divers auteurs proposent des expressions pour \underline{Z}'_a et \underline{Y}'_a assorties de conditions de validité [9, 39, 40]. Les pertes par viscosité introduisent la résistance linéique $R'_a = \text{Re } \underline{Z}'_a$ et celles thermiques, la conductance linéique $G'_a = \text{Re } \underline{Y}'_a$. Ces pertes sont plus élevées qu'en milieu illimité, si bien que dans les conduits acoustiques, les pertes par absorption moléculaire sont négligeables.

Un autre effet des pertes viscothermiques dans les conduits est une diminution de la célérité d'autant plus importante que la fréquence est basse et la section petite. Cet effet modifie à la baisse les fréquences propres (§ 4.3.12).

4.3.16 Conduit rempli d'un matériau fibreux

Le remplissage d'un espace ou d'un conduit par un matériau fibreux modifie la propagation du son. Ce procédé est souvent mis en œuvre dans des dispositifs acoustiques (enceintes de haut-parleurs, circuits acoustiques de microphones, etc.). Les matériaux utilisés sont des fibres enchevêtrées de laines naturelles ou minérales, le diamètre des fibres étant de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. Le volume propre du matériau est toujours faible par rapport au volume occupé ($< 5\%$).

Soumises à un champ acoustique, les fibres sont entraînées par traînée aérodynamique. En première approximation, étant donnés le type et les conditions de remplissage, on admet une force de traînée proportionnelle à la différence des vitesses acoustiques \underline{v} et des fibres \underline{v}_f . L'équation de Newton décrivant le mouvement d'une fibre s'écrit

$$j\omega\rho_r \underline{v}_f = \chi (\underline{v} - \underline{v}_f) \quad \text{Pa/m} \quad (4.66)$$

où ρ_r est la masse volumique de remplissage en kg/m^3 , égale à la masse propre des fibres divisée par le volume occupé et χ un coefficient de traînée en Ns/m^4 , lequel est appro-

ximativement constant pour un matériau et un ρ_r donnés. En toute rigueur, il faudrait tenir compte des échanges thermiques, la transformation n'étant plus adiabatique. En première approximation, l'hypothèse adiabatique convient encore.

Soit un conduit cylindrique uniforme en mode plan. L'équation (1.152) est applicable. Dans (1.151), doit aussi intervenir la force de traînée et l'on a

$$\partial_x \underline{p} = -j\omega\rho \underline{v}(x) - \chi[\underline{v}(x) - \underline{v}_f(x)] \quad \text{Pa/m} \quad (4.67)$$

Le problème se traite par analogie avec une ligne généralisée et l'on est conduit à un phaseur de propagation $\underline{\gamma} = a + jk$, avec $a = \gamma \sin\theta$ en Np/m et $k = \gamma \cos\theta$ en rad/m. Les calculs donnent

$$\gamma = k_o[\{\delta^2 + (\omega\rho_r/\chi)^2\}/\{1 + (\omega\rho_r/\chi)^2\}]^{1/4} \quad \text{m}^{-1} \quad (4.68)$$

où k_o est le nombre d'onde sans remplissage, δ la densité de remplissage ($1 + (\rho_r/\rho)$) et

$$\theta = \frac{1}{2}(\arctan(\omega\rho_r/\chi) - \arctan\{(\omega\rho_r/\chi)/\delta\}) \quad \text{rad} \quad (4.69)$$

L'examen de ces résultats montre que la célérité du son dépend de la fréquence et de δ : le milieu est dispersif et il convient de distinguer entre célérités de phase $c_\phi = \omega/k$ et de groupe $c_g = (\partial_\omega k)^{-1}$ (§ III.6.2.5). Pour $\omega\rho_r/\chi > 10$: $c_\phi \cong c_g \cong c$, la célérité n'est pratiquement pas modifiée par le remplissage; a vaut environ $a_{\max} = \chi/2Z_c$ où Z_c est l'impédance caractéristique de l'air. Pour $\omega\rho_r/\chi < 0,5$: $c_\phi < c$ et est d'autant plus réduite que δ est grande ($c_\phi/c = 0,4$ pour $\delta = 5$ et $0,2$ pour $\delta = 20$); $a < 0,1a_{\max}$.

En résumé au comportement en basses fréquences, pas d'affaiblissement et célérité réduite, s'oppose celui en hautes, fort affaiblissement et célérité inchangée. L'expérimentation confirme bien ces propriétés. La principale difficulté est la détermination des paramètres des fibres, en particulier de χ [41]. Une bonne estimation est

$$\chi = 27(\eta/d^2)(\rho_r/\rho_m)^{1,4} \quad \text{Ns/m}^4 \quad (4.70)$$

avec η , coefficient de viscosité de l'air valant $18,6 \cdot 10^{-6}$ kg/ms à la température ambiante, d diamètre des fibres en m et ρ_m , masse volumique du matériau des fibres. L'ordre de grandeur de χ va de 5000 Ns/m⁴ (laine à longues fibres) à $30\,000$ Ns/m⁴ (fibres de verre).

4.4 PAVILLONS

4.4.1 Définitions

Un *pavillon* est un conduit acoustique de section droite S croissante. C'est un cas particulier de conduit non uniforme. La *gorge* d'un pavillon est l'extrémité de petite section S_g , la *bouche* celle de grande section S_b . Le *profil* d'un pavillon est la loi définissant S en fonction d'une abscisse x le long du pavillon. La section droite est de forme quelconque, le plus souvent circulaire, voire rectangulaire ou carrée.

4.4.2 Hypothèses

L'étude de la propagation d'ondes dans des pavillons est extrêmement complexe et devient vite inextricable si des hypothèses simplificatrices ne sont pas introduites d'emblée. Ces hypothèses correspondent à des situations idéales et certaines sont en

contradiction avec la réalité physique des phénomènes. Les résultats obtenus sont néanmoins suffisants en électroacoustique, où le problème essentiel est de déterminer le profil et les dimensions d'un pavillon optimal pour une application donnée. Par contre dans d'autres domaines, ainsi pour l'étude des instruments de musique à pavillon, une théorie plus poussée est nécessaire.

En plus des hypothèses du paragraphe 4.3.2, on admet que :

- la propagation est longitudinale (mode plan);
- le mouvement des particules du milieu se fait par tranches et il existe des fronts d'onde tels qu'en un instant donné les grandeurs acoustiques y sont constantes;
- la section du pavillon croît lentement (variation faible sur une longueur d'onde), si bien que les fronts d'onde sont des plans perpendiculaires à la direction de propagation.

Cette dernière hypothèse n'est pas strictement nécessaire : il est parfaitement possible de traiter le problème avec des fronts d'onde incurvés. Toutefois, le mouvement par tranches étant déjà une approximation, il n'y a aucun avantage à le faire au vu de l'inconvénient certain de calculs plus complexes, sauf pour quelques profils particuliers.

4.4.3 Description

Soit la tranche de fluide dx en x (fig. 4.11). Les lois fondamentales lui sont applicables (§ 1.2.4). Celles de Newton et de compressibilité conduisent aux mêmes relations locales (1.14) et (1.24) que dans un espace indéfini. Par contre, la loi de conservation de la masse s'exprime autrement, car le volume de la tranche dépend de la section $S(x)$, variable lorsque la tranche se déplace. En procédant comme au paragraphe 1.2.6 mais avec un volume V_s égal à $S(x) \cdot dx$, on trouve facilement l'équation de continuité

$$\partial_t s + \partial_x v + v \partial_x [\ln S(x)] = 0 \quad s^{-1} \quad (4.71)$$

où v est la composante selon x de la vitesse acoustique de la tranche. Par rapport à (1.22), on a un terme supplémentaire dont l'origine est la dépendance de S avec x . Pour S constante, ce terme disparaît.

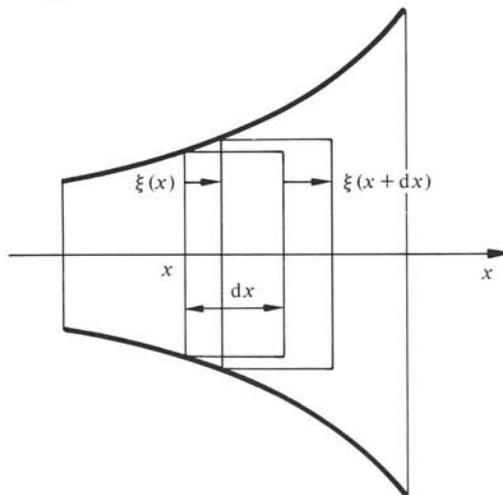


Fig. 4.11

4.4.4 Définition : équation de Webster

En éliminant v et s entre (1.14) dont le gradient se réduit à $e_x \cdot \partial_x$, (1.24) et (4.71), on trouve l'équation de Webster pour la pression acoustique

$$\partial_x^2 p - \partial_x p \cdot \partial_x [\ln S(x)] - c^{-2} \partial_t^2 p = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (4.72)$$

Elle se distingue de l'équation de d'Alembert (1.30) par le terme en $\partial_x p$ dû à $S(x)$. On trouve la même équation pour les autres grandeurs acoustiques ξ, v, s et Φ .

4.4.5 Propriétés

En termes de phaseurs, (1.14) devient encore (1.151), par contre (4.71) et (1.24) conduisent à

$$\partial_x \underline{v} = -j\omega K^{-1} \underline{p} - \underline{v} \partial_x [\ln S(x)] \quad s^{-1} \quad (4.73)$$

relation différenciant de (1.152) par le terme en \underline{v} . L'équation de Webster s'écrit

$$\partial_x^2 \underline{p} - \partial_x \underline{p} \partial_x [\ln S(x)] + k^2 \underline{p} = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (4.74)$$

La propagation étant à une dimension, l'analogie avec une ligne bifilaire non uniforme peut être mise à profit dans les problèmes de propagation dans les pavillons, notamment grâce à (1.151) et (4.73). Il est possible de généraliser le traitement à des pavillons avec pertes en introduisant, comme pour le conduit uniforme, une impédance \underline{Z}'_s et une admittance \underline{Y}'_s spécifiques linéiques. On est conduit à

$$\partial_x \underline{p} = -\underline{Z}'_s \underline{v} \quad \text{Pa/m} \quad (4.75)$$

$$\partial_x \underline{v} = -\underline{Y}'_s - \underline{v} \partial_x (\ln S) \quad s^{-1} \quad (4.76)$$

4.4.6 Description

Il n'existe pas de solutions analytiques de l'équation de Webster dans le cas d'un profil $S(x)$ quelconque. Aussi cherche-t'on des solutions approchées, lesquelles peuvent être exactes pour certaines familles de pavillons. Lorsque doit impérativement être traité un profil donné pour lequel n'existe pas de solution analytique, une intégration numérique de l'équation de Webster permet de trouver une solution approchée satisfaisante. Le profil donné est considéré comme la concaténation de petits conduits ou de petits pavillons.

La recherche de solutions nécessite la transformation de l'équation de Webster. A cet effet, on introduit la grandeur

$$d(x) = \sqrt{S(x)} \quad \text{m} \quad (4.77)$$

On vérifie alors que l'équation suivante est identique à celle de Webster (4.74)

$$d^{-2} \partial_x (d^2 \partial_x \underline{p}) + k^2 \underline{p} = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (4.78)$$

Par analogie avec l'onde sphérique (§ 1.4.9), on introduit la variable $\underline{\beta} = d \underline{p}$ et (4.78) devient

$$\partial_x^2 \underline{\beta} + (k^2 - d^{-1} \cdot \partial_x^2 d) \underline{\beta} = 0 \quad \text{Pa/m} \quad (4.79)$$

4.4.7 Approximation

Par hypothèse $S(x)$ croît lentement avec x . La dérivée $\partial_x^2 d$ est donc petite. En première approximation, on admet pour un profil quelconque

$$d^{-1} \cdot \partial_x^2 d = \left(\frac{1}{2}m\right)^2 \quad \text{m}^{-2} \quad (4.80)$$

où m est une constante en m^{-1} . Pour certaines familles de pavillons, (4.80) est rigoureusement vérifiée.

4.4.8 Définitions: pavillons hyperboliques

Une solution de (4.80) est

$$d = d_g \left(\cosh \frac{1}{2} mx + M \sinh \frac{1}{2} mx \right) \quad \text{m} \quad (4.81)$$

où d_g est la valeur de d à la gorge du pavillon ($x = 0$). M est le *facteur de forme*. En le variant, on génère la *famille des pavillons hyperboliques*. Le paramètre m est appelé *constante de profil*. Alors que la valeur de m est fixée, comme on va le voir, en fonction de la plus basse fréquence que doit transmettre un pavillon hyperbolique, les valeurs intéressantes de M sont comprises entre 0 et 1. Pour $M = 0$, on a le *pavillon chaînette* ou *caténoïdal*

$$S = d^2 = S_g \cosh^2 \left(\frac{1}{2} mx \right) \quad \text{m}^2 \quad (4.82)$$

Pour $M = 1$, on a le *pavillon exponentiel*

$$S = d^2 = S_g \exp(mx) \quad \text{m}^2 \quad (4.83)$$

La figure 4.12 représente $d(x)$ pour $M = 0, \frac{1}{2}$ et 1 avec $m = 2$. A mêmes valeurs d_g et d_b (bouche), le pavillon exponentiel est le plus court et le caténoïdal, le plus long.

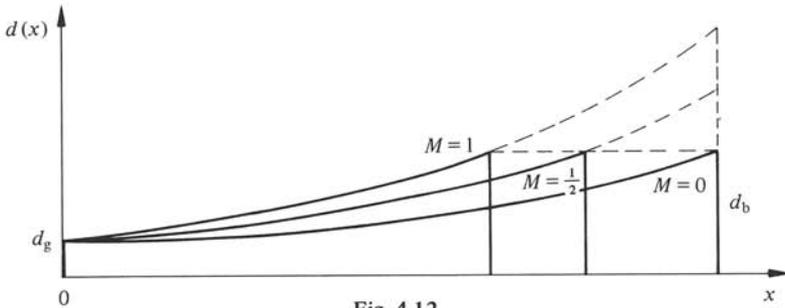


Fig. 4.12

Avec (4.80) l'équation en $\underline{\beta}$ (4.79) s'écrit

$$\partial_x^2 \underline{\beta} + \left(k^2 - \frac{1}{4}m^2\right) \underline{\beta} = 0 \quad \text{Pa/m} \quad (4.84)$$

En introduisant un *nombre d'onde du pavillon* k_p défini par

$$k_p^2 = \left(k^2 - \frac{1}{4}m^2\right) \quad \text{m}^{-2} \quad (4.85)$$

on retrouve une équation de Helmholtz dont la solution générale est la somme d'une onde progressive et d'une onde rétrograde

$$\underline{\beta}(x) = \underline{\beta}_{+g} \exp(-jk_p x) + \underline{\beta}_{-g} \exp(+jk_p x) \quad \text{Pa} \cdot \text{m} \quad (4.86)$$

β_{+g} et β_{-g} étant deux constantes à déterminer à partir des conditions aux limites (gorge et bouche).

L'examen de (4.85) montre que pour $k > \frac{1}{2} m$, k_p est réel et positif et il y a propagation. Par contre pour $k \leq \frac{1}{2} m$, k_p s'annule ou est imaginaire pur : les dépendances spatiale et temporelle sont séparées; c'est un cas particulier d'ondes stationnaires (§ 4.2.9).

La pulsation ω_c et la fréquence f_c de coupure sont celles annulant k_p

$$\omega_c = 2\pi f_c = \frac{1}{2} m c \quad s^{-1} \quad (4.87)$$

Un pavillon hyperbolique ne transmet une puissance acoustique que pour $\omega > \omega_c$. On remarque que M n'intervient pas dans ω_c .

En introduisant ω_c dans (4.85), on trouve

$$k_p = \{(\omega/c)^2 - (\omega_c/c)^2\}^{1/2} \quad \text{rad/m} \quad (4.88)$$

La dépendance en ω indique une *propagation dispersive* : il s'agit de distinguer entre célérités de phase et de groupe (§ III.6.2.5). Il vient pour la célérité de phase

$$c_\phi = \omega/k_p = c/[1 - (\omega_c/\omega)^2]^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.89)$$

A la coupure, c_ϕ tend vers l'infini; une octave au-dessus, $c_\phi \cong 1,15 c$; deux octaves au-dessus, $c_\phi \cong 1,03 c$.

4.4.9 Propriétés

La pression acoustique s'obtient en divisant (4.86) par $d(x)$. Il vient

$$\begin{aligned} \underline{p}(x) &= \underline{p}_+(x) + \underline{p}_-(x) \\ &= \underline{p}_{+g} [d_g/d(x)] \exp(-jk_p x) + \underline{p}_{-g} [d_g/d(x)] \cdot \exp(+jk_p x) \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (4.90)$$

où $\underline{p}_{\pm g} = \beta_{\pm g}/d_g$ sont définis à la gorge. Le facteur $(d_g/d(x))$ indique un amortissement géométrique : les valeurs efficaces \tilde{p}_+ et \tilde{p}_- décroissent de la gorge à la bouche.

La vitesse acoustique se calcule par (1.151)

$$\underline{v}(x) = j \partial_x \underline{p}(x) / k Z_c \quad \text{m/s} \quad (4.91)$$

L'impédance acoustique spécifique (§ 1.5.7) prend la forme générale

$$\underline{Z}_S(x) = \underline{p}(x) / \underline{v}(x) = Z_c [-jk_p \underline{p}(x) / \partial_x \underline{p}(x)] \quad \text{Pa} \cdot \text{s/m} \quad (4.92)$$

En considérant le débit $\underline{q}(x) = S(x) \cdot \underline{v}(x)$, on introduit l'impédance acoustique

$$\underline{Z}_a(x) = \underline{p}(x) / \underline{q}(x) = \underline{Z}_S(x) / S(x) = \{Z_c / S(x)\} \{-jk_p \underline{p}(x) / \partial_x \underline{p}(x)\} \quad \Omega_a \quad (4.93)$$

La puissance acoustique transmise dans le pavillon vaut, $I(x)$ étant constante sur $S(x)$

$$P_a = S(x) \cdot I(x) = S(x) \cdot R_S \tilde{v}^2 = R_a \tilde{q}^2 \quad \text{W} \quad (4.94)$$

Dans le cas sans pertes, P_a est indépendante de x . Par conséquent, la puissance entrante à la gorge est égale à celle sortante à la bouche

$$P_{ag} = R_{ag} \tilde{q}_g^2 = P_{ab} = R_{ab} \tilde{q}_b^2 \quad \text{W} \quad (4.95)$$

4.4.10 Définition : pavillon conique

Un pavillon conique est défini par

$$S(x) = \Omega x^2 \quad \text{m}^2 \quad (4.96)$$

où Ω est l'angle solide au sommet du pavillon et x la distance à ce sommet. La gorge du pavillon est en x_g , sa bouche en x_b .

Avec (4.96), l'équation de Webster (4.72) devient

$$\partial_x^2 p - (2/x) \cdot \partial_x p - c^{-2} \partial_t^2 p = 0 \quad \text{Pa/m}^2 \quad (4.97)$$

On retrouve l'équation de propagation des ondes sphériques écrite en x au lieu de r (§ 1.4.9). Ainsi, un pavillon conique est le siège d'ondes sphériques. Les fronts d'onde sont des sphères centrées sur le sommet du cône : le traitement rigoureux est possible.

Avec $\Omega = 4\pi$, on retrouve les ondes sphériques dans un espace indéfini. En introduisant $d(x) = \Omega^{1/2} x$ dans (4.80), on constate que le pavillon conique est le cas particulier $\frac{1}{2} m = 0$ du pavillon hyperbolique. On le vérifie en posant $M = a/(\frac{1}{2} m)$ dans (4.81), puis en faisant tendre m vers zéro. Pour $m = 0$, on obtient $k_p = k$ et $\omega_c = 0$: la propagation dans un pavillon conique n'est pas dispersive et il n'y a pas de pulsation de coupure.

Puisque $(d_g/d(x)) = (x_g/x)$, la pression acoustique (4.90) devient

$$\underline{p}(x) = \underline{p}_{+g}(x_g/x) \cdot \exp(-jkx) + \underline{p}_{-g}(x_g/x) \cdot \exp(+jkx) \quad \text{Pa} \quad (4.98)$$

Le premier terme est une onde progressive correspondant à une sphérique centrifuge, le second une onde rétrograde correspondant à une sphérique centripète, laquelle n'est pas considérée en espace indéfini. Les relations générales de \underline{Z}_S (4.92), \underline{Z}_a (4.93) et P_a (4.94) sont applicables.

4.4.11 Conditions aux limites

À la gorge d'un pavillon, le débit q_g est imposé par une source assimilée à un piston oscillant.

Dans la majorité des applications, la bouche rayonne : l'impédance \underline{Z}_{ab} est une impédance de rayonnement. Comme pour le conduit, on considère en première approximation que la dernière tranche de fluide se comporte comme un piston circulaire de rayon $a = (S_b/\pi)^{1/2}$ et l'on adopte la valeur de \underline{Z}_{ar} adéquate.

Dans certaines applications, on a concaténation de deux pavillons ou plus. On considère alors que l'impédance imposée à la bouche d'un pavillon est l'impédance de gorge du pavillon suivant.

Connaissant les conditions aux limites, il est possible de déterminer les coefficients \underline{p}_{+g} et \underline{p}_{-g} de (4.90) ou (4.98). En pratique, \underline{Z}_{ab} et q_g étant connus, il est plus commode de rechercher l'impédance de gorge \underline{Z}_{ag} . On se base pour cela sur (4.93) exprimée à la bouche, puis à la gorge. Lorsque l'on a concaténation de pavillons, on applique ce procédé successivement à chacun d'eux en remontant de la bouche du dernier à la gorge du premier.

4.4.12 Hypothèse : pavillon infini

Quoique toujours possible, les calculs sont le plus souvent très ardu. De plus la complexité des résultats ne permet pas de comparaison immédiate entre différents pro-

fil, dans le but d'en retenir les plus intéressants. En supposant que seule l'onde progressive existe, on simplifie notablement le problème. C'est l'hypothèse d'un pavillon infini, sans bouche, laquelle est la discontinuité cause d'une onde rétrograde.

4.4.13 Impédance de gorge d'un pavillon hyperbolique infini

Dans (4.93) n'intervient que l'onde progressive \underline{p}_+ de (4.90). La dérivée vaut

$$\partial_x \underline{p}_+ = \underline{p}_+ [-jk_p - d^{-1}(x) \cdot \partial_x d(x)] \quad \text{Pa/m} \quad (4.99)$$

Pour calculer le second terme du crochet, on pose $M = \tanh \epsilon$ (ϵ si $M > 1$), ce qui conduit à

$$d(x) = (d_g / \cosh \epsilon) \cosh(\epsilon + \frac{1}{2} mx) \quad \text{m} \quad (4.100)$$

Après développements et simplifications, il vient

$$d^{-1}(x) \cdot \partial_x d(x) = \frac{1}{2} m \tanh(\epsilon + \frac{1}{2} mx) \quad \text{m}^{-1} \quad (4.101)$$

On trouve finalement

$$\underline{Z}_a(x) = [Z_c / S(x)] [(1 - (\omega_c / \omega)^2)^{1/2} - j(\omega_c / \omega) \tanh(\epsilon + \frac{1}{2} mx)]^{-1} \quad \Omega_a \quad (4.102)$$

A la gorge, cette impédance vaut

$$\begin{aligned} \underline{Z}_{ag} = \underline{Z}_a(x=0) &= (Z_c / S_g) \{ [1 - (\omega_c / \omega)^2]^{1/2} - j(\omega_c / \omega) M \}^{-1} \\ &= (Z_c / S_g) \underline{z}_g \quad \Omega_a \end{aligned} \quad (4.103)$$

où \underline{z}_g est l'impédance réduite $r_g + jx_g$. La discussion montre que :

- pour $\omega < \omega_c$, $r_g = 0$ et

$$x_g = \{ M(\omega_c / \omega) - [(\omega_c / \omega)^2 - 1]^{1/2} \} / \{ 1 - (\omega_c / \omega)^2 (1 - M^2) \} \quad 1 \quad (4.104)$$

- pour $\omega \geq \omega_c$

$$r_g = [1 - (\omega_c / \omega)^2]^{1/2} / \{ 1 - (1 - M^2) (\omega_c / \omega)^2 \} \quad 1 \quad (4.105)$$

$$x_g = M(\omega_c / \omega) / \{ 1 - (\omega_c / \omega)^2 (1 - M^2) \} \quad 1 \quad (4.106)$$

Les figures 4.13 et 4.14 donnent r_g et x_g en fonction de (ω_c / ω) pour quelques valeurs de M . En vertu de (4.95), les courbes r_g donnent aussi les puissances transmises relatives, c'est-à-dire rapportées à celles pour $\omega \gg \omega_c$. L'examen de ces courbes montre que :

- en dessous de la pulsation de coupure ($\omega / \omega_c < 1$) r_g étant nul, le pavillon ne transmet pas de puissance, propriété déjà prévue au paragraphe 4.4.8;
- à partir de la pulsation de coupure ($\omega / \omega_c > 1$) r_g et la puissance transmise croissent selon une caractéristique dépendante de M , le pavillon exponentiel ($M = 1$) ayant la moins bonne caractéristique;
- les valeurs intéressantes de M se situent entre $\frac{1}{2}$ et $1/\sqrt{2}$ car donnant lieu à de bons compromis entre les exigences d'une croissance rapide de r_g (pente de coupure la plus forte) et d'un dépassement minimum (réponse la plus plate);

- à pulsation assez grande $r_g \cong 1$ et $x_g \cong 0$, donc $Z_{ag} \cong Z_c/S_g$, autrement dit l'impédance de gorge tend vers celle d'entrée d'un conduit uniforme de même section (on admet que c'est le cas dès $\omega > 2\omega_c$);
- cette dernière propriété est vérifiée pour toute section $S(x)$ ainsi que le montre (4.102).

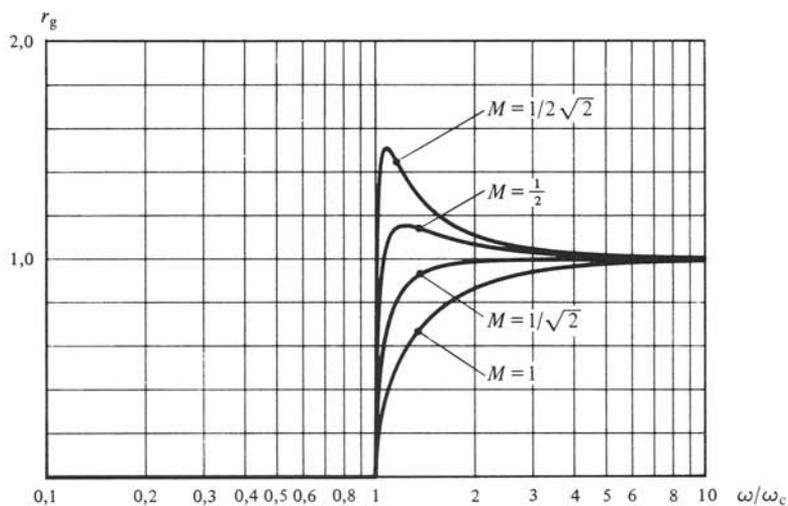


Fig. 4.13

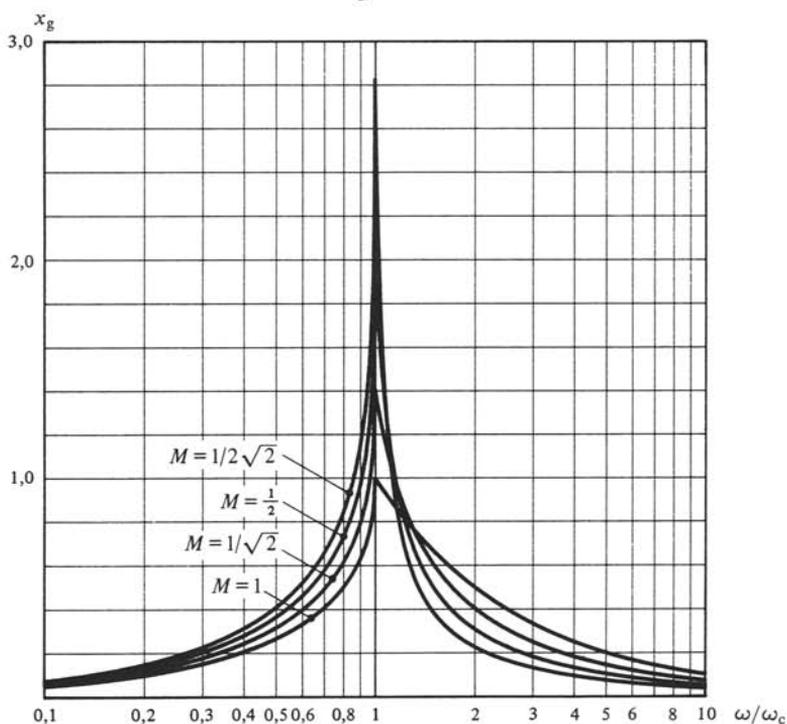


Fig. 4.14

4.4.14 Adaptation

Dans le cas d'un pavillon fini, l'impédance de bouche est égale à celle de rayonnement. On sait que pour $ka > 1$, $Z_{ar} \cong (Z_c/S_b)$ (§ § 2.7.9 et 17). C'est précisément la valeur que l'on aurait sur la même section S_b si le pavillon était infini. Par conséquent dans le domaine des fréquences élevées ($\omega > 2\omega_c$), un pavillon fini se comporte comme un infini : seule une onde progressive s'y propage. On a adaptation.

4.4.15 Directivité

Au point de vue de la directivité, on admet en première approximation que la bouche d'un pavillon se comporte comme un piston de mêmes surface et forme, sur écran infini ou à l'extrémité d'un tube selon les conditions de montage.

Expérimentalement, c'est bien le cas dans le domaine de fréquence tel que la longueur d'onde est plus grande que les dimensions de la bouche. En dessus, la directivité est approximativement constante : la bouche est moins directive que le piston de même surface. Les paramètres m et M jouent un rôle dans ce domaine.

4.4.16 Intérêt des pavillons en électroacoustique

Soit un petit piston circulaire ($ka < 1$) sur écran infini. A débit \tilde{q}_0 donné, la puissance acoustique rayonnée est proportionnelle à la résistance de rayonnement. D'après (2.199) on a

$$P_a = (Z_c/\pi a^2) \frac{1}{2} (ka)^2 \tilde{q}_0^2 \quad W \quad (4.107)$$

Soit maintenant le même piston placé à la gorge d'un pavillon. En réalisant l'adaptation à la bouche, la puissance transmise à la gorge est

$$P_{ag} = (Z_c/\pi a^2) \tilde{q}_0^2 \quad W \quad (4.108)$$

la section S_g étant supposée égale à la surface du piston. On voit que $P_{ag} > P_a$: le pavillon augmente la puissance émise.

Pour $ka < 1$, un piston sur écran est omnidirectionnel dans 2π sr. Au contraire, la bouche du pavillon adapté est unidirectionnelle.

Ces deux propriétés des pavillons expliquent leur mise en œuvre dans la réalisation de sources directives à haut rendement. La comparaison des performances des différentes familles de pavillons infinis montre que les hyperboliques sont les plus intéressants, si bien que ce sont les seuls réalisés en pratique.

L'optimisation des pavillons, nécessairement finis, se fait souvent expérimentalement. Pour les hyperboliques, on observe une puissance transmise en dessous de la pulsation de coupure théorique et des ondulations de r_g et x_g correspondant à des maxima et minima de puissance, s'atténuant lorsque ω croît ; on tend vers l'adaptation, réalisée dès $\omega \geq 4\omega_c$ environ.

4.5 CORPS VIBRANTS

4.5.1 Définitions : nature du son dans les solides

Comme pour les fluides, un ébranlement local dans un solide se communique de proche en proche à tout le milieu. Les phénomènes sont toutefois plus complexes car les

solides s'opposent non seulement à une variation de volume, mais aussi à une variation de forme.

Ainsi, un solide est le siège d'ondes longitudinales de compression et d'ondes transversales liées aux efforts de cisaillement. La théorie montre que le cas général correspond à la superposition d'ondes longitudinales et transversales de célérités différentes [20, 42].

Dans les applications en électroacoustique, on a affaire à des corps vibrants, solides limités de dimensions comparables aux longueurs d'onde. Le plus souvent, une ou deux dimensions sont beaucoup plus petites que λ . Dans ces circonstances, par une excitation adéquate, un seul type d'onde est créé.

4.5.2 Hypothèses

On considère un solide homogène, isotrope, continu, élastique et sans pertes. L'hypothèse d'un solide continu est applicable si les longueurs d'onde sont beaucoup plus grandes que les dimensions des mailles cristallines.

Les perturbations s'y propageant sont des petits mouvements continus autour des positions de repos.

4.5.3 Définitions: lois fondamentales

Soit une tranche d'un solide illimité, perpendiculaire à la direction de propagation x (fig. 4.15). La loi de l'élasticité définit sa déformation impliquant une variation de volume

$$\sigma_x = K_1 \cdot \epsilon_x \quad \text{Pa} \quad (4.109)$$

où σ_x est la contrainte normale, ϵ_x la déformation relative c'est-à-dire la variation d'épaisseur de la tranche divisée par l'épaisseur au repos et K_1 , un module d'élasticité longitudinal en Pa.

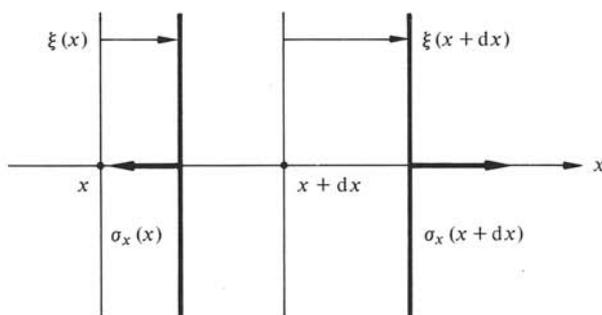


Fig. 4.15

La tranche voit non seulement son épaisseur varier, mais aussi ses deux faces glisser transversalement, sans variation de volume. Un petit élément rectangulaire au repos devient un parallélogramme (fig. 4.16). On a la loi

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = G \gamma_{xy} \quad \text{Pa} \quad (4.110)$$

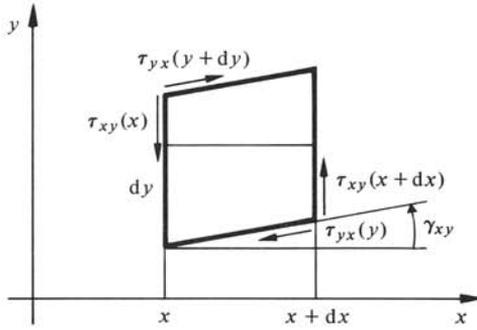


Fig. 4.16

où τ_{xy} et τ_{yx} sont les contraintes tangentielles sur l'élément, γ_{xy} l'angle de glissement explicitant la déformation et G , le module de glissement ou de rigidité en Pa.

Soit un barreau long et mince. Soumis à une traction ou une compression, il subit non seulement une variation de longueur, mais aussi une de section. On a les lois de Hooke et de Poisson

$$F = SE(\delta l/l) \quad \text{N} \quad (4.111)$$

$$(\delta a/a) = -\mu(\delta l/l) \quad 1 \quad (4.112)$$

où F est la force appliquée, S la section droite du barreau, $(\delta l/l)$ l'allongement relatif, E le module d'élasticité en Pa, $(\delta a/a)$ la variation relative des dimensions latérales du barreau (diamètre ou côtés) et μ , le coefficient de Poisson.

On démontre que le module d'élasticité longitudinal K_1 d'un solide illimité vaut

$$K_1 = E(1-\mu)/(1+\mu)(1-2\mu) \quad \text{Pa} \quad (4.113)$$

De même, le module de glissement G est donné par

$$G = E/2(1+\mu) \quad \text{Pa} \quad (4.114)$$

4.5.4 Célérités du son dans un solide illimité

A partir des lois (4.109) et (4.110) et de celle de Newton, on établit les équations des ondes longitudinales et transversales. Leurs célérités sont, avec ρ masse volumique

$$c_1 = (K_1/\rho)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.115)$$

$$c_t = (G/\rho)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.116)$$

Le coefficient de Poisson μ étant compris entre 0,15 et 0,45, K_1 (4.113) est plus grand que E , par contre G (4.114) lui est inférieur. Par conséquent, la célérité longitudinale c_1 est toujours plus grande que la transversale c_t .

4.5.5 Ondes longitudinales dans un barreau

Soit un barreau solide (fig. 4.17). On s'intéresse à la propagation d'une petite déformation longitudinale. En admettant qu'elle se fait par tranches perpendiculaires à l'axe x du barreau, les grandeurs à considérer sont la force appliquée $F(x)$ sur la

section x , l'élongation $\xi(x)$, à savoir le déplacement de la section x par rapport à sa position de repos et la vitesse $v(x) = \dot{\xi}(x)$. Ces grandeurs étant longitudinales, les calculs sont faits en termes de leurs composantes F , ξ et v selon x .

Pour une tranche dx du barreau, la loi de Newton (1.5) s'écrit

$$-F(x+dx) + F(x) = -\partial_x F \cdot dx = \rho S dx \cdot \ddot{\xi} \quad \text{N} \quad (4.117)$$

La loi de Hooke (4.111) devient

$$F(x) = ES \{[\xi(x+dx) - \xi(x)]/dx\} = ES \partial_x \xi \quad \text{N} \quad (4.118)$$

En admettant ρ et S constantes et pour de petits mouvements ($v \cong \partial_t \xi$, comme au paragraphe 1.2.5), on obtient en termes de phaseurs

$$\partial_x \underline{F} = -j\omega \rho S \underline{v} \quad \text{N/m} \quad (4.119)$$

$$\partial_x \underline{v} = -j\omega (ES)^{-1} \underline{F} \quad \text{s}^{-1} \quad (4.120)$$

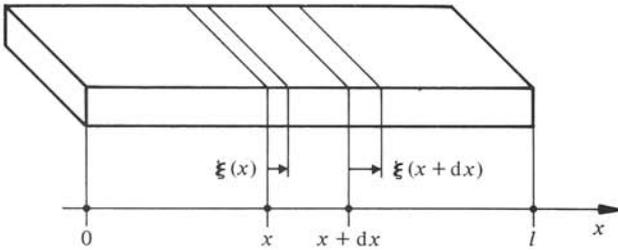


Fig. 4.17

Ces relations sont analogues à celles des ondes planes électromagnétiques le long d'une ligne bifilaire sans pertes, ou acoustiques, dans l'espace ou dans un conduit (§§ 1.6.4 et 4.3.5). Les ondes longitudinales dans un barreau se traitent alors par analogie formelle. La figure 4.18 représente le schéma équivalent d'une tranche dx de barreau dans l'analogie directe pour laquelle la force \underline{F} correspond à la tension \underline{U} ou à la pression \underline{p} , et la vitesse \underline{v} , au courant \underline{I} ou à la vitesse acoustique \underline{v} ou encore au débit \underline{q} (fig. 4.3).

En transposant le tableau 1.5 au barreau, on obtient en particulier la célérité

$$c_b = (E/\rho)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.121)$$

laquelle est inférieure à c_1 (4.115) puisque $E < K_1$. Cela s'explique par le fait que les forces liées aux déformations latérales du barreau sont négligeables par rapport à celles

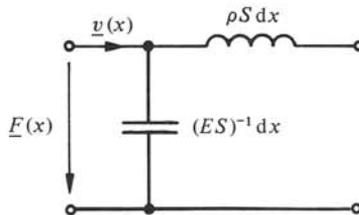


Fig. 4.18

exercées lorsqu'il est solidaire d'un solide illimité. L'impédance caractéristique est

$$Z_c = S(\rho E)^{1/2} = S\rho c_b \quad \Omega_m \quad (4.122)$$

l'ohm mécanique Ω_m ayant les dimensions du rapport d'une force à une vitesse Ns/m (§ 2.2.3). En une abscisse x quelconque, l'impédance mécanique est

$$\underline{Z}_m(x) = \underline{F}(x)/\underline{v}(x) \quad \Omega_m \quad (4.123)$$

Les modes et fréquences propres d'un barreau s'obtiennent à partir de ceux d'un tronçon de ligne ou d'un conduit analogue.

4.5.6 Ondes de torsion dans un barreau

Un barreau de section circulaire peut être le siège d'ondes de torsion. Leur étude est analogue à celle des ondes longitudinales. Leur célérité est donnée par (4.116).

4.5.7 Corde vibrante

Soit une corde tendue : écartée de sa position de repos, elle vibre transversalement en ondes stationnaires. On se place dans la situation simple suivante :

- corde homogène de masse linéique ρ' en kg/m constante ;
- corde sans raideur, autrement dit idéalement flexible (moment de flexion nul) ;
- la déformation est une petite élongation ξ oscillatoire et transversale.

En chaque point de la corde, la composante transversale F_ξ de la tension T est

$$F_\xi = -T \sin \alpha \cong -T \tan \alpha = -T \partial_x \xi \quad \text{N} \quad (4.124)$$

où α est l'angle entre l'axe x et la tangente à la corde (fig. 4.19). En dérivant par rapport au temps, il vient

$$\partial_x v_\xi = -T^{-1} \partial_t F_\xi \quad \text{s}^{-1} \quad (4.125)$$

où v_ξ est la composante transversale de la vitesse $\dot{\xi} \cong \partial_t \xi$. Soit un élément dx de corde de masse $\rho' dx$. Son mouvement est régi par la loi de Newton (1.5). Le bilan des composantes transversales des forces appliquées donne

$$+F_\xi(x) - F_\xi(x+dx) = -\partial_x F_\xi \cdot dx \quad \text{N} \quad (4.126)$$

On est conduit à

$$\partial_x F_\xi = -\rho' \partial_t v_\xi \quad \text{N/m} \quad (4.127)$$

En termes de phaseurs, (4.127) et (4.125) deviennent

$$\partial_x \underline{F}_\xi = -j\omega \rho' \underline{v}_\xi \quad \text{N/m} \quad (4.128)$$

$$\partial_x \underline{v}_\xi = -j\omega T^{-1} \underline{F}_\xi \quad \text{s}^{-1} \quad (4.129)$$

Ces relations sont analogues à celles du barreau (4.119) et (4.120). Les cordes vibrantes peuvent donc s'étudier par analogie formelle. La figure 4.20 donne le schéma équivalent en ligne bifilaire d'un élément dx de corde dans l'analogie directe pour laquelle \underline{F}_ξ correspond à la tension \underline{U} et \underline{v}_ξ au courant \underline{I} . En transposant le tableau 1.5

à la corde, on trouve la célérité

$$c = (T/\rho')^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.130)$$

Les extrémités de la corde étant fixes, les conditions aux limites sont $\underline{v}_\xi = 0$, ce qui correspond à un tronçon de ligne en circuit ouvert. On établit aisément les fréquences propres $f_p = mc/2l$ avec m entier positif et l , longueur de la corde. Pour chaque mode propre, la longueur l de la corde est un multiple entier de demi-longueur d'onde comme pour un conduit acoustique uniforme ouvert aux deux extrémités (§ 4.3.12).

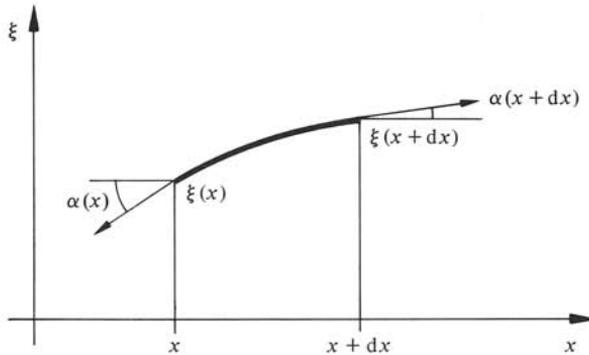


Fig. 4.19

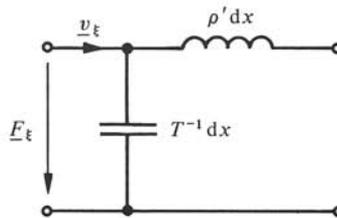


Fig. 4.20

Les cordes vibrantes sont surtout mises en œuvre dans les instruments de musique. Théoriquement le son émis est harmonique, les fréquences propres étant multiples entiers d'un fondamental ($m = 1$), en général toujours présent (mode d'excitation). Les cordes réelles présentent une certaine raideur dont l'effet est d'autant plus grand que la corde est courte, la section plus grande et la tension faible. On montre alors que les fréquences propres réelles sont plus élevées que celles calculées sans raideur et qu'elles ne sont plus des harmoniques du fondamental. Par ailleurs, il est difficile de réaliser ρ' constante le long d'une corde. C'est une autre cause d'écart.

Les fréquences propres pouvant ne pas être des harmoniques d'un fondamental, on les appelle *partiels*. Une corde réelle est dite *inharmonique*.

En plus de la vibration transversale, les cordes réelles vibrent aussi longitudinalement (comme un barreau) et en torsion. Enfin, les extrémités ne sont pas rigoureusement fixes et les conditions aux limites sont autres que $\underline{v}_\xi = 0$.

En conclusion, le cas simple considéré ci-dessus n'est qu'une première approximation assez grossière. L'étude complète des cordes est fort complexe [2].

4.5.8 Barreau en flexion

Soit un barreau ou une poutre de section uniforme, circulaire ou rectangulaire par exemple. En régime de flexion dynamique, l'équation d'onde de la déformée $\xi(x)$, à savoir l'élongation transversale d'un élément par rapport à la position au repos, est

$$\partial_x^4 \xi + (S\rho/EI) \partial_t^2 \xi = 0 \quad \text{m}^{-3} \quad (4.131)$$

où S est la section, ρ la masse volumique, E le module de Young, I le moment quadratique de S en m^4 et x , l'abscisse selon la poutre au repos. Faisant intervenir une dérivée quatrième, cette équation est très différente des équations d'onde rencontrées jusqu'ici et sa résolution, plus difficile. En régime sinusoïdal on vérifie que la propagation se fait avec une célérité de phase

$$c_\phi = \omega/k = (EI/S\rho)^{1/4} \omega^{1/2} = (c_b r_g \omega)^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.132)$$

où c_b est la célérité des ondes longitudinales dans un barreau selon (4.121) et r_g , le rayon de giration $(I/S)^{1/2}$. La propagation est dispersive, c_ϕ dépendant de la fréquence.

Un barreau limité de longueur l est le siège d'ondes stationnaires. On montre que la dépendance en x de la déformée a la forme générale

$$\xi = \xi_0 \{A \cosh kx + B \sinh kx + C \cos kx + D \sin kx\} \quad \text{m} \quad (4.133)$$

avec $k = \omega/c_\phi$. Les coefficients A , B , C et D se trouvent à partir des conditions aux limites. Ces dernières sont, pour une extrémité idéalement libre, $\partial_x^2 \xi = 0$ et $\partial_x^3 \xi = 0$ (moment et effort tranchant nuls), sur appui simple, $\xi = 0$ et $\partial_x^2 \xi = 0$ (déplacement et moment nuls) et encastrée, $\xi = 0$ et $\partial_x \xi = 0$ (déplacement et courbure nuls). Comme au paragraphe 4.2.4 l'écriture des conditions appropriées à chaque extrémité conduit à une condition de compatibilité déterminant les fréquences propres possibles. On trouve la forme générale

$$f_p = \gamma_p (EI/S\rho)^{1/2} / l^2 = \gamma_p c_b r_g / l^2 \quad \text{Hz} \quad (4.134)$$

où γ_p est une constante dépendant du rang du mode et des conditions aux limites. Le tableau 4.21 donne γ_1 du premier mode dans quelques situations ainsi que les intervalles entre fréquences des modes 2 à 4 et du premier. On constate que ces fréquences ne constituent pas un son harmonique, sauf dans le cas de deux appuis simples ($f_p \sim m^2$ où m est le rang du mode). Aussi le premier mode est-il appelé fondamental et les autres, partiels.

Tableau 4.21

Conditions aux limites		Fréquences propres			
Extrémité 1	extrémité 2	γ_1	f_2/f_1	f_3/f_1	f_4/f_1
Libre	libre	0,356	2,756	5,404	8,933
Encastrée	encastrée	0,356	2,756	5,404	8,933
Encastrée	libre	0,0560	6,267	17,550	34,390
Appui simple	appui simple	0,157	4	9	16
Encastrée	appui simple	0,245	3,250	6,750	11,5

Le moment quadratique de la section S d'une poutre est donné par

$$I = \int_S z^2 dS \quad \text{m}^4 \quad (4.135)$$

où z est l'ordonnée de dS par rapport aux fibres neutres et mesurée selon la direction de flexion ξ . Les valeurs du rayon de giration sont pour :

- un barreau de section rectangulaire de hauteur h selon la direction de flexion, $r_g = h/\sqrt{12}$;
- un barreau de section circulaire de rayon a , $r_g = \frac{1}{2}a$;
- un tube de section circulaire, de rayon intérieur a et extérieur b , $r_g = \frac{1}{2}(a^2 + b^2)^{1/2}$.

4.5.9 Membrane

Une *membrane* est une feuille très mince d'un matériau élastique, tendue uniformément sur son pourtour au moyen d'un cadre rigide.

La *tension superficielle* F' en N/m est la force qu'il faudrait appliquer par unité de longueur et perpendiculairement aux lèvres d'une fente hypothétique dans la membrane, pour les maintenir en contact.

Ecartée de sa position d'équilibre puis relâchée, une membrane vibre en ondes stationnaires : son comportement est similaire à celui d'une corde vibrante, mais en deux dimensions.

On considère une membrane idéalement flexible, d'épaisseur constante et uniforme : on introduit la masse surfacique ρ'' en kg/m², produit de la masse volumique ρ par l'épaisseur. Le mouvement est une petite élongation oscillatoire ξ normale au plan de repos de la membrane. On admet que F' reste constante dans le mouvement et que l'élongation ξ soit nulle sur le pourtour.

Soit des axes x et y dans le plan de la membrane au repos, et ξ normal à ce plan. Comme pour la corde, il existe en chaque point une composante de force normale due à F' valant

$$-F' \{ \partial_x \xi \cdot dy + \partial_y \xi \cdot dx \} \quad \text{N} \quad (4.136)$$

Un élément de membrane $dx dy$ de masse $\rho'' dx dy$ est soumis, dans son mouvement, à la loi de Newton (1.5). On procède comme pour la corde. Le bilan des composantes normales des forces donne une résultante $F' \nabla^2 \xi dx dy$ N. On est conduit à l'équation de propagation à deux dimensions

$$\nabla^2 \xi - (\rho''/F') \partial_t^2 \xi = 0 \quad \text{m}^{-1} \quad (4.137)$$

avec une célérité

$$c = (F'/\rho'')^{1/2} \quad \text{m/s} \quad (4.138)$$

Les solutions de cette équation et leurs propriétés s'obtiennent comme pour un espace clos (sect. 4.2), avec l'avantage de deux dimensions et de conditions aux limites plus simples. On se place en régime sinusoïdal et on choisit un système de coordonnées tel que le contour de la membrane soit une ligne de coordonnées.

4.5.10 Exemple : membrane circulaire

Pour une membrane circulaire de rayon a , (4.137) devient

$$\partial_r^2 \underline{\xi} + r^{-1} \partial_r \underline{\xi} + r^{-2} \partial_\phi^2 \underline{\xi} + k^2 \underline{\xi} = 0 \quad m^{-1} \quad (4.139)$$

où r et ϕ sont des coordonnées polaires dont l'origine est au centre de la membrane. La condition aux limites est $\underline{\xi}(a) = 0$. Une solution particulière est le produit de Laplace

$$\underline{\xi}(r, \phi) = \underline{\xi}_0 \cos m\phi \cdot J_m(k_p r) \quad m \quad (4.140)$$

où $\underline{\xi}_0$ est une constante arbitraire, J_m la fonction de Bessel de première espèce d'ordre m et k_p , une valeur propre telle que la condition aux limites est vérifiée. C'est le cas lorsque $k_p a$ est un zéro de J_m . On en déduit les fréquences propres

$$f_{mn} = \alpha_n c / 2\pi a \quad \text{Hz} \quad (4.141)$$

où α_n est le n -ième zéro de J_m (tab. III.9.3 ou [4]). Le fondamental est

$$f_{01} \cong 0,383 (F' / \rho'')^{1/2} / a \quad \text{Hz} \quad (4.142)$$

Les autres f_{mn} sont des partiels, les zéros des fonctions de Bessel n'étant pas multiples entiers d'un commun diviseur.

L'examen de (4.140) montre que la membrane présente des lignes nodales d'élongation ($\xi = 0$). Ainsi pour le partiel f_{mn} , on a :

- m diamètres nodaux, divisant la membrane en $2m$ secteurs d'angle au sommet π/m ;
- n cercles nodaux, de rayons $(\alpha_1/\alpha_n)a, (\alpha_2/\alpha_n)a, \dots, (\alpha_{n-1}/\alpha_n)a$ et a (pourtour).

La figure 4.22 représente ces lignes nodales pour $f_{02} \cong 2,30 f_{01}$ et $f_{43} \cong 5,98 f_{01}$. Les signes + et - indiquent l'opposition de phase du mouvement entre les différentes parties de la membrane. Le mode fondamental ne présente qu'une ligne nodale, à savoir le pourtour.

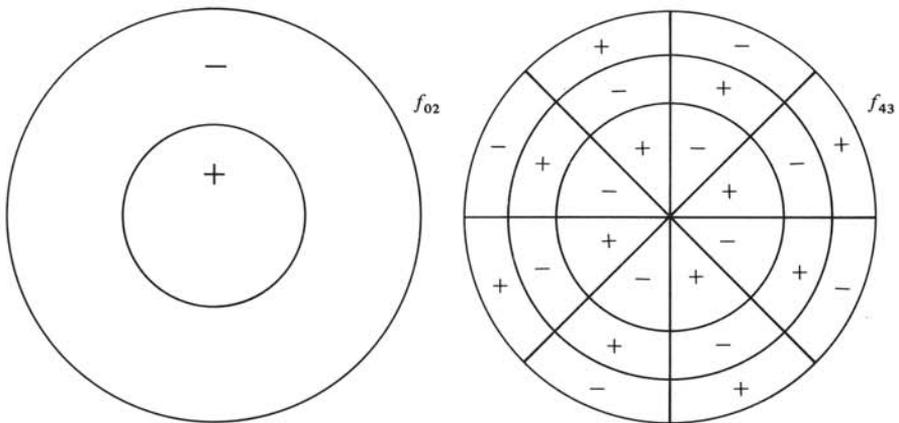


Fig. 4.22

4.5.11 Exemple : membrane rectangulaire

Une méthode similaire à celle mise en œuvre pour l'espace clos rectangulaire, conduit à

$$\underline{\xi}(x, y) = \underline{\xi}_{\max} \sin(m_x \pi x / l_x) \cdot \sin(m_y \pi y / l_y) \quad \text{m} \quad (4.143)$$

où l_x et l_y sont les dimensions de la membrane, m_x et m_y , des entiers positifs dont l'un peut être nul. Les fréquences propres sont

$$f_p = \frac{1}{2} c \{(m_x / l_x)^2 + (m_y / l_y)^2\}^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (4.144)$$

4.5.12 Plaque

Au contraire d'une membrane, une *plaque* a une épaisseur suffisante pour présenter une raideur. La première généralise la corde vibrante, la seconde le barreau en flexion. La théorie des plaques est extrêmement complexe. En ne tenant compte que des efforts de flexion (tension superficielle F' nulle), on trouve l'équation de propagation

$$\nabla^4 \xi + \{12\rho(1-\mu^2)/Eh^2\} \partial_t^2 \xi = 0 \quad \text{m}^{-3} \quad (4.145)$$

où ξ est l'élongation admise normale à la plaque, supposée plane au repos, ρ la masse volumique, μ le coefficient de Poisson, E le module de Young et h , l'épaisseur de la plaque. La propagation est dispersive: c_ϕ dépend de ω .

Pour une plaque circulaire de rayon a et encastrée sur son pourtour, le fondamental est

$$f_{01} = 0,467 h \{E/\rho(1-\mu^2)\}^{1/2} / a^2 \quad \text{Hz} \quad (4.146)$$

Les intervalles des premiers partiels sont: $f_{02}/f_{01} = 3,91$; $f_{03}/f_{01} = 8,75$; $f_{11}/f_{01} = 2,09$; $f_{12}/f_{01} = 5,98$; $f_{21}/f_{01} = 3,43$; $f_{31}/f_{01} = 4,95$. Comme pour les membranes circulaires, on a m diamètres nodaux et n cercles nodaux.

Le fondamental d'une plaque circulaire appuyée librement sur son pourtour s'obtient par (4.146) en y substituant 0,233 à 0,467. De même, ceux d'une plaque circulaire libre ou appuyée en son centre font intervenir des facteurs 0,412 ou 0,172. Dans ce dernier cas, le centre de la plaque est un nœud ($\xi = 0$). Les partiels sont évidemment différents d'un cas à l'autre, et de ceux des membranes.

Pour une plaque rectangulaire de côtés a et b les fondamentaux sont, pour un pourtour respectivement sur appuis simples et encastré

$$f_{01} = 0,046 \{Eh^2/\rho(1-\mu^2)\}^{1/2} \{(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2\} \quad \text{Hz} \quad (4.147)$$

$$f_{01} = 1,03 \{Eh^2/\rho(1-\mu^2)\}^{1/2} \{a^{-4} + 0,57 a^{-2} b^{-2} + b^{-4}\}^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (4.148)$$

4.5.13 Amortissements par pertes

Expérimentalement on observe que, contrairement à l'hypothèse du paragraphe 4.5.2, les corps vibrants présentent des pertes. En régime libre, les amplitudes décroissent dans le temps pour finalement s'annuler. En régime forcé, les amplitudes aux fréquences propres restent finies. Les origines de ces amortissements sont:

- les frottements internes;
- la conductibilité thermique;

- le rayonnement acoustique par les surfaces des corps;
- la transmission d'énergie mécanique aux pièces de fixation, les conditions d'appui ou d'encastrement n'étant pas parfaites (mise en mouvement de ces pièces).

De manière générale, on considère qu'un mécanisme de pertes quelconque provoque un retard d'un effet sur sa cause. Pour les corps vibrants étudiés dans cette section, la cause est une force appliquée et l'effet une déformation, explicitée par une elongation ξ . Soit en régime sinusoïdal la force

$$F = \sqrt{2} \tilde{F} \cos \omega t \quad \text{N} \quad (4.149)$$

La déformation correspondante est

$$\xi = \sqrt{2} \tilde{\xi} \cos(\omega t + \delta) \quad \text{m} \quad (4.150)$$

où δ est un déphasage correspondant au retard de ξ sur F . L'énergie dissipée pendant une période T est égale au travail de F

$$W_d = \int_t^{t+T} F d\xi = \int_t^{t+T} F \partial_t \xi \cdot dt \quad \text{J} \quad (4.151)$$

Après développements, il vient, δ étant petit

$$W_d = 2\pi \tilde{F} \tilde{\xi} \sin \delta \cong 2\pi \tilde{F} \tilde{\xi} \tan \delta \quad \text{J} \quad (4.152)$$

4.5.14 Définitions

Dans le cas des frottements internes, on tient compte du déphasage entre force et déplacement en termes de phaseurs par un *module d'élasticité complexe* $\underline{E} = E(1 + j\eta)$ où η est un *facteur de pertes*, rapport de l'énergie dissipée par cycle à 2π fois l'énergie emmagasinée maximale. Tenant compte de (4.152) et en introduisant un *facteur de qualité* Q comme en électrotechnique (§ IV.3.5.10), il vient $\eta \cong \tan \delta = Q^{-1}$.

L'étude des corps vibrants avec pertes par frottements internes se fait en introduisant \underline{E} dans les calculs au lieu de E . Les pertes sont en général très faibles, si bien que les fréquences propres ne sont que légèrement modifiées par rapport au cas sans pertes. En régime forcé, autour d'une fréquence propre f_p , on admet en première approximation un comportement en circuit résonant série de facteur de qualité Q_p , modèle déjà considéré pour un espace clos (§ 4.2.14).

4.5.15 Propriétés des matériaux

Le tableau 4.23 donne pour quelques métaux usuels, les valeurs du module d'élasticité E , du coefficient de Poisson μ , de la masse volumique ρ et du facteur de pertes η . Pour ce dernier, il s'agit d'ordres de grandeur. En effet, d'une part la mesure en est difficile et d'autre part des modifications de structure, même infimes, dues à différents traitements mécaniques, thermiques, etc., affectent beaucoup les pertes. Par

ailleurs, les conditions de fixation et le mode de travail d'un corps vibrant jouent un rôle important dans les pertes.

Tableau 4.23

	E 10^9 Pa	μ 1	ρ 10^3 kg/m^3	η 1
Acier	200	0,31	7,8	$\sim 10^{-4}$
Aluminium	72	0,34	2,7	$< 10^{-4}$
Cuivre	125	0,35	8,9	$\sim 2 \cdot 10^{-3}$
Laiton	95	0,33	8,5	$< 10^{-3}$
Nickel	205	0,30	8,9	$< 10^{-3}$
Plomb	17	0,43	11,3	$\sim 10^{-2}$

SYSTÈMES MÉCANIQUES ET ACOUSTIQUES

5.1 INTRODUCTION

5.1.1 Définition : système à constantes localisées

Soit une onde sinusoïdale plane progressive dans un fluide ou un solide. En deux points quelconques distants de d selon la direction de propagation, les phaseurs des grandeurs du champ diffèrent d'un facteur $\exp(-jkd)$. Lorsque d est très petite par rapport à la longueur d'onde λ on a $kd \ll 1$ et l'exponentielle tend vers l'unité. Par conséquent les grandeurs du champ aux points considérés, et à fortiori entre ceux-ci, sont égales en valeur instantanée. Tout se passe comme si les temps de propagation étaient nuls ou la célérité, infinie.

Plus généralement, dans un domaine de dimensions linéaires satisfaisant des inégalités du type $kd \ll 1$, on admet que les variations spatiales des grandeurs ne sont plus liées à celles dans le temps. L'équation de d'Alembert (1.30) devient une équation de Laplace : $\nabla^2 p \equiv 0$.

Un dispositif physique, siège de phénomènes électromagnétiques, mécaniques ou acoustiques, dont les dimensions sont petites par rapport à la longueur d'onde correspondante, est un *système à constantes localisées*.

5.1.2 Exemple

Un système électrique à constantes localisées est constitué, par exemple, en reliant par des fils conducteurs des composants réels tels que piles, générateurs, rhéostats, interrupteurs, bobines, condensateurs, transistors, etc. Il faut évidemment s'assurer que la plus grande dimension du dispositif est inférieure à la plus petite longueur d'onde de travail.

Les coefficients intervenant dans les équations liant tensions et courants dans le système, sont des valeurs rattachées à chaque composant. Ainsi une bobine est caractérisée par trois données au moins : une inductance L , une résistance équivalente de pertes R et une capacité équivalente C (sect. I.11.4).

5.1.3 Commentaires

L'exemple électrique montre que l'étude et la réalisation de systèmes à constantes localisées soulèvent deux types de problèmes forts différents :

- ceux relatifs aux composants : il s'agit de savoir lesquels sont à considérer, comment les réaliser, quelle technologie mettre en œuvre et comment les dimensionner en fonction des valeurs souhaitées ;

- ceux d'analyse et de synthèse relatifs aux systèmes: à partir des spécifications des composants et de leur agencement, il faut établir les équations, puis les résoudre en fonction de conditions initiales; réciproquement il faut trouver la constitution et l'agencement d'au moins un système, à partir de desiderata de fonctionnement.

Par exemple pour la bobine électrique, il s'agit de déterminer les valeurs L , R et C la caractérisant à partir des lois décrivant les divers phénomènes dont elle est le siège (loi de Lenz, pertes Joule et magnétiques, etc.). On obtient ainsi L , R et C en fonction des natures, formes, géométries et dimensions des circuits magnétique (noyau) et électrique (enroulement) la constituant. Cette étape accomplie, l'aspect spatial de la bobine peut être oublié, seules ses valeurs L , R et C vont intervenir dans les équations du système dont elle fait partie [chap. IV. 1]. La bobine est alors représentée par un schéma regroupant des éléments L , R et C en parallèle par exemple.

Dans ce chapitre, on traite des systèmes mécaniques et acoustiques à constantes localisées aux points de vue de leurs composants et de leur mise en équations. En électroacoustique, la quasi-totalité des systèmes mécaniques ont un mouvement oscillatoire de translation dans une seule direction, ou de révolution autour d'un seul axe. Il est alors possible de les représenter par un schéma ou réseau de Kirchhoff, à l'instar des systèmes électriques. Cette possibilité existe aussi pour les systèmes acoustiques. Aussi, la théorie des réseaux de Kirchhoff est-elle mise à profit pour l'étude, l'analyse et la synthèse de ces systèmes.

5.2 SYSTÈMES MÉCANIQUES

5.2.1 Exemple

La figure 5.1 montre un système mécanique simple, correspondant dans son principe à celui d'un transducteur d'émission ou de réception. Il est constitué d'une plaque circulaire plate, mince et rigide, suspendue sur son pourtour à un support en anneau. La construction est telle que le seul mouvement possible pour la plaque est une oscillation selon son axe autour de sa position d'équilibre, la suspension jouant le rôle de ressort de rappel. Dans le fonctionnement en émetteur de son, la plaque est mise en mouvement oscillatoire par un moteur à une certaine vitesse. Le rayonnement est calculé en supposant que la plaque se comporte en piston libre. Dans le fonctionnement en récepteur, la plaque est mise en mouvement oscillatoire par la pression acoustique et une conversion mécanoélectrique fournit un signal électrique correspondant. Dans les deux situations, il est nécessaire de connaître le mouvement du système en fonction des forces appliquées.

La plaque, infiniment rigide, ne se déforme pas dans son mouvement. Elle se comporte comme un point matériel de même masse, soumis aux mêmes forces extérieures, et son mouvement est décrit par une seule grandeur, par exemple la vitesse. Par conséquent, le mouvement du système peut s'étudier sans devoir considérer que les variations spatiales des grandeurs sont liées à celles dans le temps: n'interviendront dans les équations que les grandeurs et leurs dérivées par rapport au temps. Laisse à lui-même après une excitation, le système a un mouvement s'amortissant progressivement jusqu'à l'arrêt. Cet amortissement provient d'une part du rayonnement acoustique, les forces de réac-

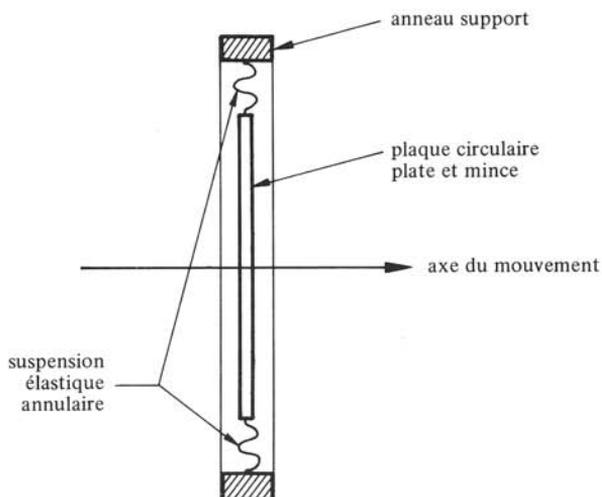


Fig. 5.1

tion du milieu s'opposant au mouvement et d'autre part, des pertes d'énergie par frottements internes dans la suspension. En définitive, le mouvement du système est déterminé par la masse de la plaque développant une force d'inertie, par la suspension développant une force de rappel, par l'amortissement dû à la transformation d'énergie mécanique en d'autres formes, et par les forces extérieures appliquées.

5.2.2 Définitions

Un *système mécanique* est un ensemble de *composants mécaniques* dans une configuration donnée. Il est à *mouvement rectiligne* lorsque les mouvements de ses composants ne sont possibles que dans une seule et même direction. Il est à *rotation* lorsqu'ils ne sont que des rotations autour d'axes parallèles. Dans le cas où les mouvements sont des oscillations autour d'une position de repos, le système est *vibrant*; si de plus celles-ci sont de petite amplitude il est *linéaire*, situation pour laquelle le principe de superposition est applicable.

En électroacoustique, la plupart des systèmes mécaniques que l'on doit traiter sont à mouvement rectiligne, vibrants et linéaires (au moins dans certaines limites), aussi ces termes ne sont-ils pas rappelés. Le cas échéant, les conditions contraires ou autres seront précisées.

5.2.3 Définitions: grandeurs mécaniques

Les *grandeurs caractéristiques* des systèmes mécaniques sont celles définissant leur mouvement et les actions exercées. Pour des mouvements rectilignes, ne sont à considérer que les composantes selon la direction du mouvement.

L'*élongation* ξ d'un point d'un système indique sa position par rapport à celle de repos

$$\xi = x - x_0 \quad m \quad (5.1)$$

où x est l'abscisse instantanée et x_0 , celle de repos. La vitesse v en un point vaut $\dot{\xi}$. On considère encore la force F exercée ou développée en un point.

5.2.4 Définition : masse idéale

La *masse idéale* m est le composant dont le mouvement s'effectue sans déformation et sans amortissement. Pour l'animer à la vitesse v , il faut lui appliquer une force extérieure F , égale et opposée à la force d'inertie F_m

$$F = -F_m = m \cdot \dot{v} \quad \text{N} \quad (5.2)$$

En régime sinusoïdal, on a $\underline{F} = j\omega m \underline{v}$.

5.2.5 Définition : compliance idéale

La *compliance idéale* est un composant dénué de masse dont le mouvement se fait sans amortissement mais avec déformation, donnant lieu à une force de rappel proportionnelle. Une compliance possède deux *extrémités* auxquelles sont rattachés d'autres composants. La *déformation* ou *élongation* d'une compliance est la différence des élongations de ses extrémités

$$\xi = \xi_1 - \xi_2 \quad \text{m} \quad (5.3)$$

La force extérieure appliquée F à une compliance est égale et opposée à la force élastique de rappel F_C

$$F = -F_C = \xi / C_m = K \cdot \xi \quad \text{N} \quad (5.4)$$

où C_m est la valeur de la compliance en m/N et K , la *raideur* en N/m, avec $C_m = K^{-1}$. Soit v_1 et v_2 les vitesses des extrémités d'une compliance. On a aussi

$$F = C_m^{-1} \int_{-\infty}^t (v_1 - v_2) dt = C_m^{-1} \left[\int_0^t v dt + \xi(0) \right] \quad \text{N} \quad (5.5)$$

où v est la vitesse de déformation ($v_1 - v_2$) et $\xi(0)$, la déformation initiale.

En régime sinusoïdal, avec $\xi(0) = 0$ (compliance au repos), \underline{F} vaut $\underline{\xi} / C_m$ ou $\underline{v} / j\omega C_m$.

5.2.6 Propriétés : énergétique

Une masse en mouvement emmagasine une énergie cinétique W_c correspondant au travail de la force appliquée selon (5.2). Le travail élémentaire pendant le temps dt vaut

$$dW_c = \delta A = F v dt = m \dot{v} v dt \quad \text{J} \quad (5.6)$$

D'où l'énergie cinétique de la masse

$$W_c = \int_{-\infty}^t m \dot{v} v dt = \frac{1}{2} m v^2 \quad \text{J} \quad (5.7)$$

en admettant qu'avant un instant initial très reculé, la masse était au repos.

De même, une compliance emmagasine une énergie potentielle W_p . Le travail élémentaire dW_p pendant dt fourni par la force appliquée selon (5.4) vaut $C_m^{-1} \xi v dt$, d'où

$$W_p = \int_{-\infty}^t C_m^{-1} \xi \dot{\xi} dt = \frac{1}{2} C_m^{-1} \xi^2 = \frac{1}{2} C_m F^2 \quad \text{J} \quad (5.8)$$

en supposant une déformation nulle avant un instant initial très reculé.

5.2.7 Commentaires

Les masses et compliances idéales n'ont pas plus de réalité physique que les bobines ou condensateurs idéaux des systèmes électriques. Ainsi, une compliance réelle, un ressort à boudin par exemple, présente une certaine masse et sa déformation implique des frottements internes, donc un amortissement. Comme pour les composants électriques réels, la description d'un composant mécanique réel se fait en associant à celui idéal, d'autres idéaux représentant les phénomènes secondaires dont il est le siège.

5.2.8 Définition : résistance mécanique

La *résistance mécanique* est le composant idéal représentant l'amortissement dû à la transformation de l'énergie mécanique en une autre forme. Ainsi, les pertes par frottements impliquent une transformation en chaleur et il leur correspond une résistance mécanique. De même, au rayonnement d'une puissance acoustique correspond une résistance mécanique de rayonnement, comme étudié au chapitre 2.

De manière générale on admet que l'énergie transformée correspond au travail d'une force appliquée, égale et opposée à celle F_R développée par la résistance mécanique et s'opposant au mouvement.

5.2.9 Définitions : frottements sec et proportionnel

Soit un corps de masse m sur un plateau horizontal. L'expérience montre que pour le déplacer horizontalement, il faut vaincre une force de frottement F_R . En première approximation elle est proportionnelle au poids du corps par un *coefficient de frottement sec* μ dont la valeur dépend de la nature et de l'état des surfaces en contact, mais est indépendante de la vitesse communiquée.

En lubrifiant par un fluide visqueux les surfaces en contact, la force de frottement est réduite et dépend de la vitesse. En première approximation pour des mouvements oscillatoires de petite amplitude, la force appliquée est proportionnelle à la vitesse

$$F = -F_R = R_m v \quad \text{N} \quad (5.9)$$

où R_m est une résistance mécanique de *frottement proportionnel ou visqueux* en Ω_m , de dimension Ns/m . Lorsque les deux parties en contact sont animées aux vitesses v_1 et v_2 , doit intervenir dans (5.9) leur vitesse relative ($v_1 - v_2$).

5.2.10 Propriétés

La puissance mécanique moyenne P_m transformée par une résistance de frottement proportionnel se calcule à partir du travail fourni δA par la force appliquée pen-

dant un temps élémentaire

$$\delta A = F v dt = R_m v^2 dt \quad \text{J} \quad (5.10)$$

d'où

$$P_m = \overline{\{R_m v^2\}} = R_m \tilde{v}^2 \quad \text{W} \quad (5.11)$$

5.2.11 Modèle : résistance mécanique ou amortisseur

La résistance mécanique est caractérisée par la relation du frottement proportionnel (5.9) dans laquelle R_m est sa valeur en Ω_m , F la force appliquée et v , la vitesse relative de ses extrémités. La résistance mécanique transforme en une autre forme une puissance mécanique moyenne donnée par (5.11).

Il existe différents dispositifs techniques réalisant de manière satisfaisante une résistance mécanique. Par exemple, l'*amortisseur* hydraulique ou dash-pot est constitué d'un cylindre rempli d'un liquide visqueux à l'intérieur duquel coulisse un piston, éventuellement percé de trous fins. Lorsque le piston se déplace, le fluide s'écoule d'un côté à l'autre, développant des forces de frottement proportionnelles à la vitesse. L'amortisseur présente bien deux extrémités, le piston et le cylindre, dont la vitesse relative détermine la force appliquée selon (5.9).

5.2.12 Propriétés

Dans le chapitre 2, la résistance mécanique de rayonnement d'une face parlante en mouvement uniforme a été définie telle que la puissance acoustique rayonnée est justement donnée par (5.11) où R_m vaut R_{mr} et \tilde{v} est la vitesse de la face parlante. Tout se passe comme si R_{mr} était une résistance mécanique dont une extrémité est la face parlante (vitesse \underline{v}) et l'autre le bâti de la source (vitesse nulle), c'est-à-dire le référentiel du mouvement. Autrement dit, l'effet du rayonnement est le même que celui d'un amortisseur de résistance R_{mr} et dont les extrémités seraient solidaires de la face parlante respectivement du bâti.

La même propriété se vérifie pour les pertes par frottements, soit entre organes soit internes. Ainsi l'effet de deux organes en frottement est similaire à celui d'un amortisseur dont les extrémités sont solidaires de l'un et l'autre. L'effet des pertes internes dans une compliance réelle est similaire à celui d'un amortisseur de mêmes extrémités. De même, on peut rendre compte de la puissance mécanique transformée en électrique dans un transducteur par un amortisseur de valeur appropriée.

5.2.13 Définition : levier idéal

Le *levier idéal* consiste en une barre rigide, dénuée de masse, susceptible de pivoter sans frottements autour d'un axe de rotation passant par un de ses points, lequel est fixe. Le levier est solidaire d'autres organes d'un système en deux *points d'application*. Dans l'hypothèse de petites oscillations, on admet qu'il y a compatibilité entre les mouvements rectilignes des organes rattachés et ceux de rotation des extrémités : tout se passe comme si celles-ci étaient aussi en mouvement rectiligne. En pratique, la réalisation des fixations permet de vérifier cette hypothèse dans les limites nécessaires.

Soit F_1, v_1 , et F_2, v_2 , les composantes des forces et vitesses aux points d'application 1 et 2 d'un levier dans la direction du mouvement, considérées dans le même sens si 1 et 2 sont de part et d'autre du point fixe, dans des sens opposés pour l'autre cas. Les lois du levier sont

$$F_1 l_1 - F_2 l_2 = 0 \quad \text{Nm} \quad (5.12)$$

$$v_1 l_2 + v_2 l_1 = 0 \quad \text{m}^2/\text{s} \quad (5.13)$$

où l_1 et l_2 sont les *bras de levier*, distances du point fixe aux axes du mouvement passant par 1 et 2.

5.2.14 Définitions: moteurs idéaux

Pour rendre compte des actions extérieures sur un système mécanique, capable de le mettre en mouvement et de l'y entretenir, on introduit des *moteurs idéaux*. Un moteur idéal est solidaire d'un système mécanique en deux *points de fixation* animés des vitesses v_1 et v_2 . Un *moteur de force* développe une force indépendante de la vitesse relative de ses points de fixation. Celui *de vitesse* assure une vitesse relative indépendante de la force développée.

5.2.15 Définitions

L'*impédance mécanique* est le rapport d'une force appliquée à une vitesse en termes de leurs phaseurs

$$\underline{Z}_m = \underline{F}/\underline{v} \quad \Omega_m \quad (5.14)$$

Son unité est l'*ohm mécanique* Ω_m de dimension Ns/m. Sa partie réelle est la *résistance mécanique* R_m , son imaginaire la *réactance mécanique* X_m . On distingue l'impédance mécanique au *point d'application*, pour laquelle \underline{F} et \underline{v} sont considérées au même point d'un système et celle de *transfert* dans le cas contraire.

La *mobilité* ou *admittance mécanique* \underline{Y}_m en Ω_m^{-1} est l'inverse de l'impédance mécanique. Sa partie réelle est la *conductance mécanique* G_m , son imaginaire la *susceptance mécanique* B_m . On distingue également les mobilités \underline{Y}_m au point d'application et de transfert.

L'impédance mécanique explicite l'opposition d'un système à sa mise en mouvement et sa mobilité, son aptitude à suivre un mouvement imposé. Ces concepts sont donc les mêmes que ceux d'impédance et d'admittance en électrotechnique.

La *fonction de transfert* H est le rapport sans dimension de deux grandeurs identiques en deux points d'un système mécanique en termes de leurs phaseurs.

Les impédances, mobilités et fonctions de transfert explicitent la réponse en un point d'un système en fonction d'une sollicitation en un autre point. Le point où l'on calcule la réponse est la *sortie* du système, celui où s'exerce la sollicitation en étant l'*entrée*.

5.2.16 Exemples

Soit une masse idéale en mouvement sinusoïdal. D'après (5.2), son impédance \underline{Z}_m est $j\omega m$. De même pour une compliance idéale, (5.5) conduit à $\underline{Z}_m = 1/j\omega C_m$ et pour une résistance, (5.9) à $\underline{Z}_m = R_m$.

La transmissibilité de force H_F d'un levier idéal est d'après (5.12), (l_1/l_2) ; celle de vitesse H_v est d'après (5.13), $-(l_2/l_1)$.

5.2.17 Représentation

Lorsque l'on s'intéresse aux propriétés d'un système, il est souvent utile et commode d'en donner une représentation symbolique explicitant sa composition (composants) et sa configuration (liaisons entre composants). Pour ce faire, on introduit pour chaque composant idéal un symbole graphique spécifique. La figure 5.2 montre ceux adoptés dans cet ouvrage. On observe que :

- tous les symboles présentent deux extrémités définissant deux vitesses v_1 et v_2 ;
- le mouvement des extrémités est vibrant et vertical;
- les symboles des compliances, résistances et leviers représentent schématiquement respectivement un élément élastique, un amortisseur et un levier simple sur appui;
- le symbole de la masse représente un corps de masse m (carré) animé d'une vitesse v_1 par rapport à un référentiel fixe (demi-carré) correspondant à une extrémité toujours à vitesse nulle ($v_2 \equiv 0$).

La représentation symbolique d'un système mécanique est obtenue comme suit :

- on repère les points de liaison des composants, c'est-à-dire les points reliant deux composants ou plus;
- à chaque point correspond une vitesse que l'on désigne;
- dans la représentation symbolique, on introduit pour chaque point une barre horizontale de liaison; il y a donc autant de barres que de vitesses; on n'oubliera pas la barre référentielle correspondant à la vitesse nulle (support ou assise du système);
- pour chaque composant du système, on insère verticalement le symbole graphique approprié entre les barres représentant les vitesses de ses extrémités; les masses ont toujours une extrémité à la barre référentielle;
- si nécessaire, certaines barres sont coudées pour faciliter la représentation.

Dans la représentation symbolique ainsi construite, les mouvements sont vibrants et verticaux. Les barres vibrent aussi verticalement, mais à l'instar des liaisons entre éléments d'un réseau de Kirchhoff, elles sont idéales: leur mouvement n'implique aucune énergie mécanique, ni emmagasinée, ni transformée. Elles sont dénuées de masse, infiniment rigides et sans pertes.

5.2.18 Exemple

On se propose de construire la représentation symbolique du système mécanique de base des transducteurs électroacoustiques (§ 5.2.1) dont le principe est repris dans la figure 5.3. On y distingue deux vitesses: celle v_1 de la plaque et celle nulle du support, d'où les barres v_1 et $v_0 \equiv 0$. Entre ces deux dernières, on introduit successivement une masse m représentant la plaque, une compliace C_m et une résistance R_m , représentant la suspension élastique (force de rappel et frottements internes) et un moteur de force représentant la force appliquée au système.

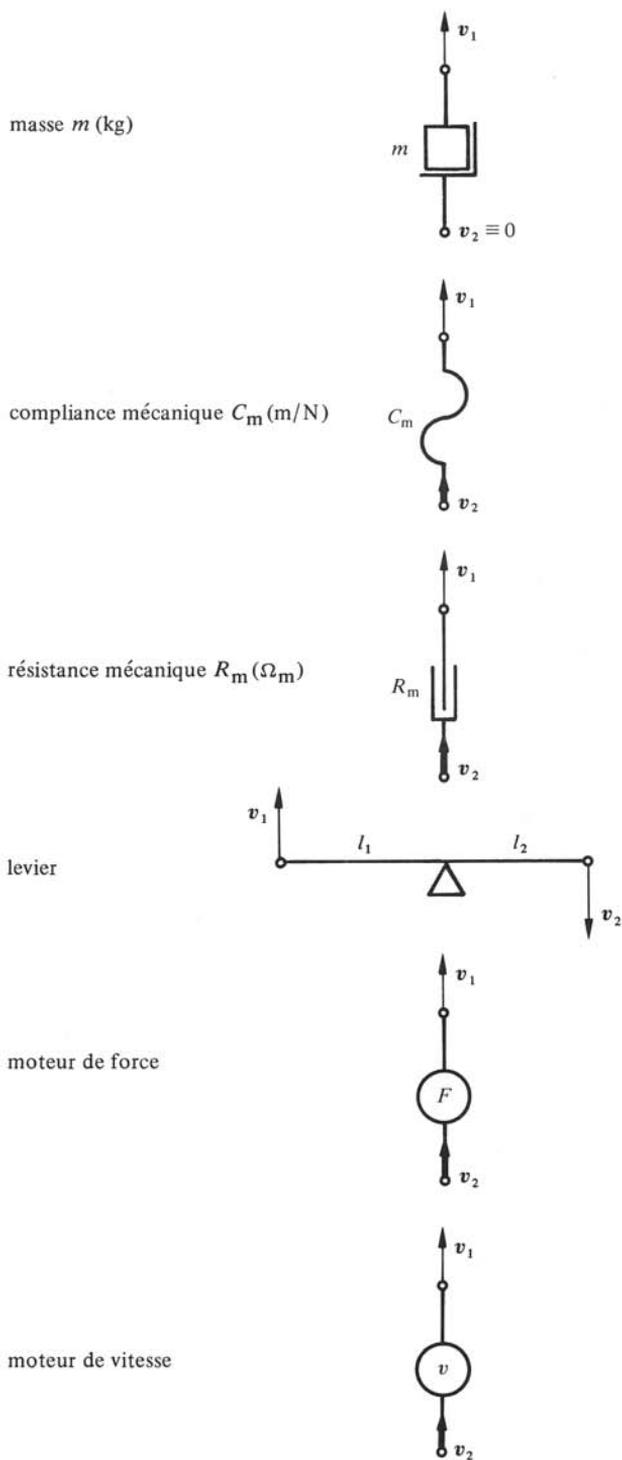


Fig. 5.2

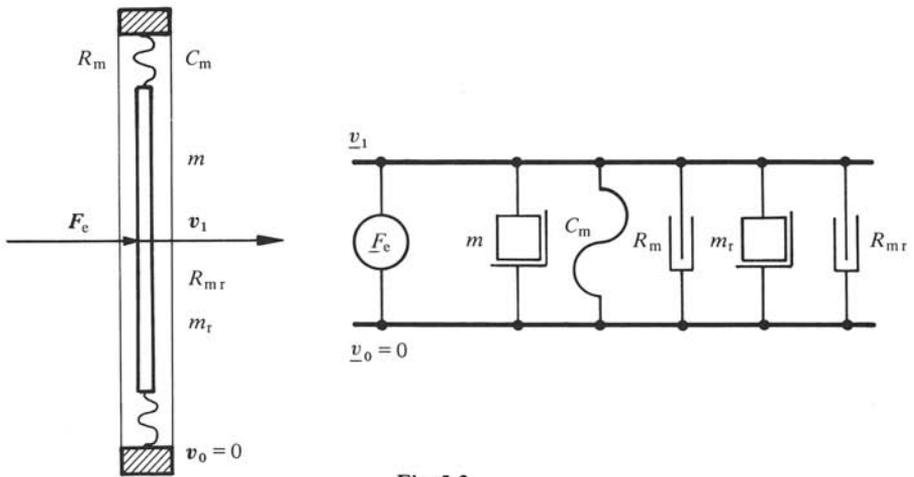


Fig. 5.3

Pour un transducteur d'émission, il s'agit aussi de représenter l'impédance de rayonnement comprenant une résistance R_{mr} et une réactance X_{mr} . Cette dernière est toujours positive et on a démontré qu'elle correspondait à une masse de rayonnement, masse de fluide entraînée à la même vitesse que la source. On introduit alors entre les barres \underline{v}_1 et 0 une résistance R_{mr} et une masse m_r .

5.2.19 Exemple

Soit le système mécanique de la figure 5.4 constitué de deux pistons coulissant dans un cylindre avec frottement proportionnel et reliés entre eux par des ressorts. Une force extérieure est appliquée à l'extrémité libre d'un des ressorts et on admet qu'elle est indépendante de la vitesse. L'inspection du système conduit à définir quatre points de liaison de vitesses $\underline{v}_0 = 0$, \underline{v}_1 , \underline{v}_2 et \underline{v}_3 . La représentation symbolique se construit sur les

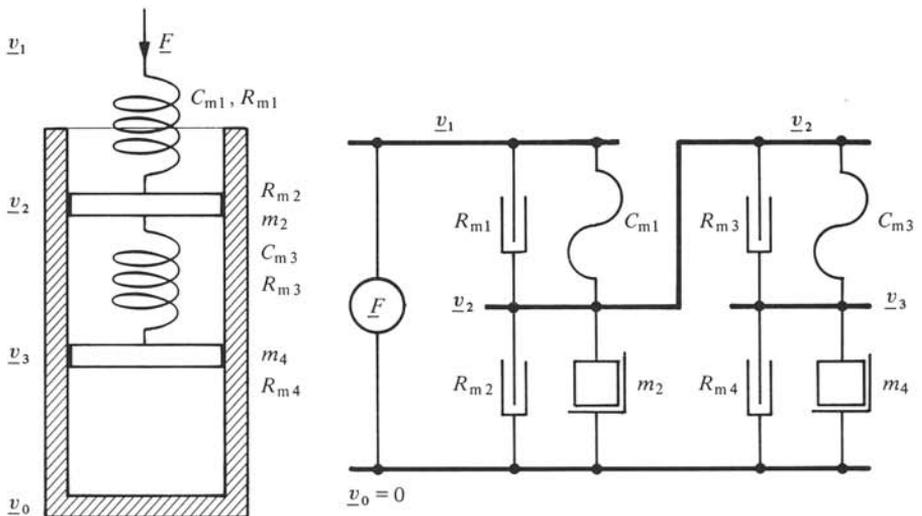


Fig. 5.4

quatre barres correspondantes. Pour la commodité du dessin, celle \underline{v}_2 est coudée. On introduit successivement entre les barres appropriées les masses m_2 et m_4 des pistons, les résistances R_{m2} et R_{m4} de frottement proportionnel des pistons dans le cylindre, les compliances C_{m1} et C_{m3} des ressorts, les résistances R_{m1} et R_{m3} de pertes des ressorts et un moteur de force \underline{F} .

5.2.20 Propriété

Pour le système de la figure 5.3, le principe d'égalité de l'action et de la réaction s'écrit

$$F_e - m\dot{v}_1 - R_m v_1 - C_m^{-1} \int_{-\infty}^t v_1 dt = 0 \quad \text{N} \quad (5.15)$$

F_e étant la force extérieure appliquée et les autres termes, les forces de réaction respectivement de la masse, de la résistance mécanique et de la compliace. En régime sinusoïdal, (5.15) devient

$$\underline{F}_e - [R_m + j\omega m + (1/j\omega C_m)] \underline{v}_1 = 0 \quad \text{N} \quad (5.16)$$

En introduisant l'impédance mécanique

$$\underline{Z}_m = R_m + j(\omega m - (\omega C_m)^{-1}) \quad \Omega_m \quad (5.17)$$

l'équation du mouvement s'écrit simplement

$$\underline{F}_e = \underline{Z}_m \underline{v}_1 \quad \text{N} \quad (5.18)$$

Ces deux dernières expressions montrent qu'en fonction de la fréquence, et à \underline{F}_e constante, la vitesse \underline{v}_1 passe par un maximum.

5.2.21 Définition : résonateur mécanique

Cette *résonance de vitesse* se produit à la *fréquence de résonance* f_0 pour laquelle la réactance X_m s'annule. De (5.17) on déduit

$$f_0 = 1/2\pi (m C_m)^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (5.19)$$

Tout système mécanique dont le schéma symbolique correspond à celui de la figure 5.3 et dont l'impédance se ramène à (5.17) est appelé *résonateur mécanique*.

5.2.22 Modèle : masse équivalente d'une compliace réelle

Une compliace réelle présente des pertes et une masse. On a vu que l'on peut tenir compte des pertes en introduisant une résistance mécanique (§ 5.2.12). On va chercher à représenter l'effet de la masse, lequel est la mise en jeu d'une énergie cinétique.

Soit une compliace réelle dont une extrémité est animée de la vitesse v et l'autre fixe. On introduit un axe x le long de la compliace, c'est-à-dire dans la direction du mouvement, et dont l'origine coïncide avec l'extrémité fixe. Soit l la longueur de la compliace selon x . Les élongations étant faibles, on admet $l + \xi \cong l$. On admet aussi que la

masse m de la compliance est uniformément répartie sur l . L'énergie cinétique emmagasinée dans l'élément dx en x est

$$dW_c = \frac{1}{2} (m/l) v^2(x) dx \quad \text{J} \quad (5.20)$$

où la vitesse $v(x)$ vaut $(x/l)v$. En intégrant, on obtient l'énergie cinétique totale

$$W_c = \int_0^l dW_c = \frac{1}{2} (m/3) v^2 \quad \text{J} \quad (5.21)$$

C'est la même que celle d'une masse valant $\frac{1}{3}m$ animée de la vitesse v .

Dans cette situation il est donc possible de rendre compte de l'effet de la masse en introduisant une masse équivalente m_e en l'extrémité en mouvement de la compliance. De manière générale m_e dépend de la répartition de la masse le long de la compliance et de la loi de déformation.

5.2.23 Modèle : résonateur équivalent à une membrane circulaire tendue

L'étude d'une membrane circulaire tendue a été faite au paragraphe 4.5.10. On va montrer qu'en dessous de son fondamental, une telle membrane peut être représentée en première approximation par un résonateur mécanique équivalent.

Expérimentalement on observe que, soumise à une pression uniforme sinusoïdale de basse fréquence ($ka \ll 1$), la membrane subit une déformation dont la forme ne dépend pratiquement pas de la fréquence. On admet alors que la déformation $\xi(r)$ est la même que dans le cas statique avec au bord $\xi(a) = 0$ et au centre $\xi(0) = \xi_1$, élongation maximale (fig. 5.5). Soit un élément annulaire de la membrane compris entre r et $r + dr$. La composante normale de la tension superficielle F' s'exerçant sur le bord en r vaut $2\pi r F' \partial_r \xi$. On en déduit la composante normale s'exerçant sur l'élément $\partial_r(2\pi r F' \partial_r \xi) dr$. A l'équilibre, cette force est égale à celle exercée sur l'élément par la pression statique p_s , valant $2\pi r p_s dr$. On forme ainsi l'équation de la déformée

$$r^{-1} \partial_r (r \partial_r \xi) = p_s / F' \quad \text{m}^{-1} \quad (5.22)$$

La loi de déformation parabolique

$$\xi = \xi_1 [1 - (r^2/a^2)] \quad \text{m} \quad (5.23)$$

où ξ_1 vaut $-p_s a^2 / F'$ est solution de (5.22) et satisfait à la condition aux limites $\xi(a) = 0$.

Pour une pression uniforme variable dans le temps, en admettant une même déformée, on est conduit à l'approximation

$$\xi(t) = \xi_1(t) [1 - (r^2/a^2)] \quad \text{m} \quad (5.24)$$

et la connaissance de $\xi_1(t)$ définit entièrement le mouvement de la membrane. L'énergie cinétique dW_c de l'élément annulaire de membrane est $\frac{1}{2} \rho'' v^2(r) dS$ où ρ'' est la masse surfacique (kg/m^2) et $v(r)$ la vitesse, valant $\dot{\xi}(r)$. En développant, on trouve

$$dW_c = \frac{1}{2} \rho'' v_1^2 [1 - (r^2/a^2)] 2\pi r dr \quad \text{J} \quad (5.25)$$

L'intégration fournit l'énergie cinétique de la membrane

$$W_c = \int_0^a dW_c = \frac{1}{2} (\frac{1}{3} \pi a^2 \rho'') v_1^2 = \frac{1}{2} m_e v_1^2 \quad \text{J} \quad (5.26)$$

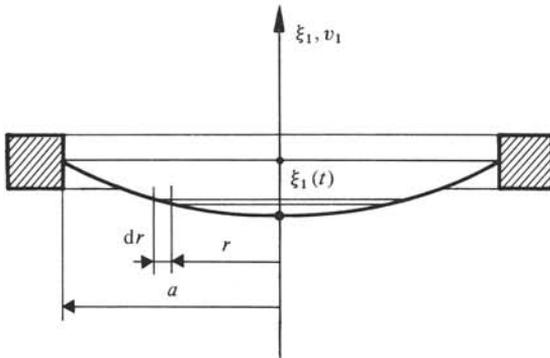


Fig. 5.5

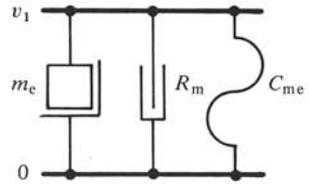


Fig. 5.6

L'énergie potentielle est évaluée en calculant le travail d'une pression statique p_s lorsque la membrane passe de l'état de repos à la déformation ξ_1 . Il vient

$$\begin{aligned}
 W_p &= \int_0^{\xi_1} \int_0^a 2\pi r dr p_s d\xi_1 \\
 &= (8\pi F'/a^2) \int_0^{\xi_1} \int_0^a r \xi_1 (1 - (r^2/a^2)) d\xi_1 dr = \pi F' \xi_1^2
 \end{aligned}
 \tag{5.27}$$

Les énergies cinétique (5.26) et potentielle (5.27) montrent que tout se passe comme si l'on avait affaire à un résonateur mécanique (§ 5.2.21) constitué d'une masse équivalente m_e à la vitesse $v_1 = \dot{\xi}_1$, et d'une compliànce équivalente C_{me} subissant une élongation ξ_1 entre masse et référentiel. Leurs valeurs sont

$$m_e = \frac{1}{3} m = \frac{1}{3} \pi a^2 \rho'' \tag{5.28}$$

$$C_{me} = 1/2 \pi F' \tag{5.29}$$

Pour tenir compte de l'énergie mécanique transformée (rayonnement, frottements internes), on introduit une résistance mécanique de mêmes extrémités que la compliànce (fig. 5.6). Il convient de tenir également compte de la masse de rayonnement m_r s'ajoutant à m_e .

Selon (5.19), la fréquence de résonance du résonateur équivalent s'écrit en faisant intervenir les paramètres de la membrane

$$f_0 = 0,388 (F'/\rho'')^{1/2}/a \tag{5.30}$$

La théorie complète de la résonance en ondes stationnaires (§ 4.5.10) donnait un facteur 0,383 au lieu de 0,388. L'approximation est donc très bonne et le modèle, utilisable jusqu'à $f_{01} \cong f_0$.

5.2.24 Modèle : résonateur équivalent à une plaque circulaire encastrée

Le cas d'une plaque mince rigide encastrée se traite de la même manière. L'encastrement conduit aux deux conditions aux limites $\xi(a) = 0$ et $\partial_r \xi(r) = 0$ en $r = a$. La

déformation est

$$\xi = \xi_0 [1 - (r^2/a^2)]^2 \quad \text{m} \quad (5.31)$$

On est également conduit à un système résonateur mécanique équivalent (fig. 5.6) subissant le même mouvement que le centre de la plaque (fig. 5.7). La masse équivalente est égale au cinquième de la masse totale et la compliance équivalente vaut

$$C_{me} \cong 180 (1 - \mu^2) a^2 / Eh^3 \quad \text{m/N} \quad (5.32)$$

avec μ coefficient de Poisson, E module d'élasticité et h , épaisseur de la plaque.

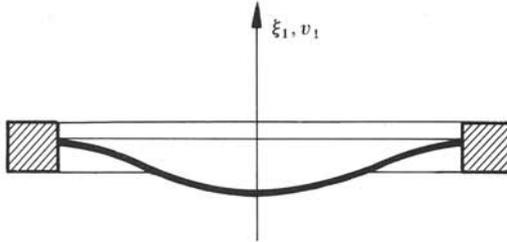


Fig. 5.7

5.2.25 Commentaire

La modélisation en résonateur mécanique équivalent s'applique à d'autres dispositifs mécaniques déformables. Le principe en est le même : à partir de la déformée statique, on détermine les énergies cinétique et potentielle en régime dynamique, d'où les valeurs de m_e et C_{me} . La comparaison des fréquences de résonance du résonateur équivalent et du fondamental du dispositif permet d'évaluer la validité du modèle.

5.3 SYSTÈMES ACOUSTIQUES

5.3.1 Définitions

Un *composant acoustique* est un dispositif délimitant et incluant une portion de fluide. Les différents composants acoustiques se distinguent entre eux par la forme principale d'énergie mise en jeu : potentielle, cinétique ou transformée en nature.

Un *système acoustique* est un ensemble de composants acoustiques dans une configuration donnée.

5.3.2 Description

Soit le dispositif de la figure 5.8, consistant en une cavité de forme quelconque remplie de fluide. Les parois sont supposées parfaitement rigides. Un piston monté sur une ouverture est en mouvement oscillatoire et provoque une variation de volume δV de la cavité. Il en résulte une variation de pression δp , selon la loi de compressibilité (1.23). On pose $\delta p = p$, pression acoustique et $V \cong V_s$, volume statique

$$p = -(K/V_s) \delta V \quad \text{Pa} \quad (5.33)$$

La variation de volume δV s'exprime en fonction de la vitesse \mathbf{v} et de la surface S du piston.

$$\delta V = - \int_{-\infty}^t S \mathbf{n} \cdot \mathbf{v} dt \quad \text{m}^3 \quad (5.34)$$

où \mathbf{n} est le vecteur-unité normal à S et dirigé vers l'intérieur de la cavité. La vitesse \mathbf{v} du piston étant normale et uniforme sur S , on introduit le débit $q = S\mathbf{v}$ et on trouve finalement

$$p = (K/V_s) \int_{-\infty}^t q dt \quad \text{Pa} \quad (5.35)$$

Le sens choisi de \mathbf{n} conduit à compter positivement le débit entrant dans la cavité, ce qui correspond bien à la nature du phénomène (augmentation de pression pour un flux entrant).

La pression p est uniforme dans la cavité : s'exerçant sur le piston, elle y développe une force de réaction du fluide. Pour la vaincre, le piston exerce une force \mathbf{F} selon \mathbf{n} et de module $S p$. Ecrite en fonction des composantes F et v au lieu de p et q , (5.35) prend la forme

$$F = S^2 (K/V_s) \int_{-\infty}^t v dt \quad \text{N} \quad (5.36)$$

La comparaison à (5.5) montre que vu par le piston, la cavité est une compliance de valeur

$$C_m = (V_s/K)/S^2 \quad \text{m/N} \quad (5.37)$$

dont une extrémité est à la vitesse v du piston et l'autre à celle nulle des parois.

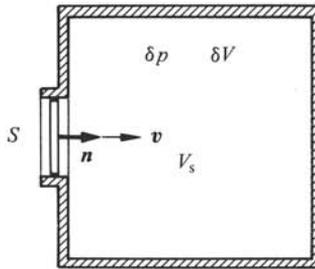


Fig. 5.8

5.3.3 Définition : compliance acoustique

Par analogie avec la compliance mécanique, la *compliance acoustique idéale* répond à

$$p = C_a^{-1} \int_{-\infty}^t q dt \quad \text{Pa} \quad (5.38)$$

avec

$$C_a = (V_s/K) \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (5.39)$$

En introduisant la valeur de K selon (1.45) dans l'hypothèse d'une transformation adiabatique, puis en faisant apparaître la célérité c selon (1.46), on trouve

$$C_a = V_s / \gamma p_s = V_s / \rho c^2 \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (5.40)$$

La compliance acoustique dont la valeur s'exprime en m^3/Pa est un composant délimitant une portion de fluide subissant un changement d'état. Dans (5.38), q est le débit entrant dans la compliance. Ce débit est soit celui d'un piston réel, soit celui incident d'un autre composant acoustique.

5.3.4 Définition : grandeurs caractéristiques

D'après (5.38), les *grandeurs caractéristiques* des systèmes acoustiques sont la pression acoustique p et le débit q . Ces grandeurs sont à considérer sur une surface S telle que la vitesse acoustique \mathbf{v} lui soit normale. On a d'après (2.3) $q = S\mathbf{v}$ si l'on admet \mathbf{v} uniforme sur S .

5.3.5 Définition : couplage mécanoacoustique

Le passage des relations (5.35) à (5.36) se base sur le *couplage mécanoacoustique* défini par les relations

$$F = Sp \quad \text{N} \quad (5.41)$$

$$v = q/S \quad \text{m/s} \quad (5.42)$$

La surface S est choisie telle que la vitesse \mathbf{v} lui soit normale et uniforme. De manière générale, ces relations permettent de passer d'un système (ou composant) acoustique à un mécanique et réciproquement sans qu'il existe nécessairement de piston dans le système. Autrement dit, elles permettent de transposer un système d'un type à l'autre, ce dont il est fait large usage dans l'étude des transducteurs. Pour l'instant, elles seront mises en œuvre pour définir les autres composants acoustiques idéaux et un certain nombre de grandeurs intéressantes.

5.3.6 Définition : masse acoustique

L'application du couplage mécanoacoustique à la relation (5.2) de définition de la masse, fait apparaître la *masse acoustique* m_a

$$p = m_a \dot{q} \quad \text{Pa} \quad (5.43)$$

avec

$$m_a = m/S^2 \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.44)$$

Une masse acoustique m_a en kg/m^4 est le composant idéal délimitant une portion de fluide en mouvement oscillatoire et se comportant comme un solide indéformable. Cela revient à supposer le fluide incompressible : la vitesse est la même en tous points.

5.3.7 Définition : résistance acoustique

De même, appliqué au frottement proportionnel (5.9) le couplage mécanoacoustique conduit à la *résistance acoustique* R_a en Ω_a (Ns/m^5) telle que

$$p = R_a q \quad \text{Pa} \quad (5.45)$$

La résistance acoustique est le composant idéal siège d'une transformation d'énergie acoustique en une autre forme, par exemple en chaleur. La résistance acoustique de rayonnement R_{ar} (§ 2.2.3) en est un cas particulier où la puissance n'est pas transformée, mais rayonnée à l'extérieur d'un système.

5.3.8 Définitions : sources acoustiques idéales

Pour expliciter les actions extérieures sur un système acoustique, il est commode de définir des *sources idéales*, homologues formels des moteurs idéaux des systèmes mécaniques. Une *source de pression* développe une pression acoustique indépendante de son débit. Une *source de débit* fournit un débit indépendant de la pression acoustique produite.

5.3.9 Définitions

En faisant apparaître dans la définition (5.14) de l'impédance mécanique \underline{Z}_m , la pression acoustique \underline{p} et le débit \underline{q} selon le couplage mécanoacoustique, on trouve

$$\underline{Z}_m = \underline{p} \underline{q} S^{-1} = S^2 (\underline{p} / \underline{q}) = S^2 \underline{Z}_a \quad \Omega_m \quad (5.46)$$

où \underline{Z}_a est l'*impédance acoustique*, rapport d'une pression acoustique à un débit en termes de leurs phaseurs, sur une surface donnée. Son unité est l'*ohm acoustique* Ω_a de dimensions $\text{Pa} \cdot \text{s/m}^3$. Cette définition de \underline{Z}_a est la même que celle considérée dans les conduits acoustiques (sect. 4.3) et pavillons (sect. 4.4). L'impédance acoustique de rayonnement \underline{Z}_{ar} en est un cas particulier (§ 2.2.3).

Lorsque \underline{p} et \underline{q} ne sont pas définis sur une même surface, \underline{Z}_{ar} est une *impédance de transfert*. Par analogie formelle sont introduites l'*admittance acoustique* \underline{Y}_a , inverse de \underline{Z}_a , en Ω_a^{-1} , les *résistance*, *conductance*, *réactance* et *susceptance* acoustiques, parties réelles et imaginaires de \underline{Z}_a et \underline{Y}_a , les *fonctions de transfert* H , rapports sans dimension de deux grandeurs identiques en deux points ou surfaces caractéristiques d'un système acoustique en termes de leurs phaseurs.

5.3.10 Propriétés : énergétique

Toujours par le truchement du couplage mécanoacoustique, les énergies et puissances mises en œuvre dans les composants acoustiques idéaux se déduisent de celles des composants mécaniques. Ainsi, l'énergie potentielle d'une compliance acoustique s'écrit

$$W_p = \frac{1}{2} C_a^{-1} (\delta V)^2 = \frac{1}{2} C_a p^2 \quad \text{J} \quad (5.47)$$

où δV est la variation instantanée de volume.

L'énergie cinétique d'une masse acoustique est

$$W_c = \frac{1}{2} m_a q^2 \quad \text{J} \quad (5.48)$$

La puissance acoustique moyenne transformée par une résistance acoustique vaut

$$P_a = R_a \tilde{q}^2 = \tilde{p}^2 / R_a \quad \text{W} \quad (5.49)$$

5.3.11 Commentaires

Les composants acoustiques idéaux ont été définis par analogie formelle avec ceux mécaniques. L'analogie du levier n'a pas été introduit, n'étant pas réalisable même de manière très grossière, en tant que composant plus petit que λ .

Le problème qui se pose alors est la construction de composants réels se comportant comme ceux idéaux. Comme pour les systèmes électriques et mécaniques, ne sont réalisables que des composants approximant les idéaux dans des limites qu'il s'agit d'apprécier. De même qu'une bobine se comporte principalement comme une inductance, au moins dans un certain domaine de fréquences, un composant acoustique réel se comporte comme un idéal donné, mais est le siège d'effets parasites parfois non négligeables. C'est principalement le calcul des énergies potentielle, cinétique et dissipée qui permet de tenir compte de ces différents effets.

5.3.12 Compliance d'un conduit fermé à un bout

Soit un conduit fermé à un bout par un fond rigide (fig. 5.9). En mode plan (§ 4.3.4), son impédance acoustique d'entrée Z_{ao} est donnée par (4.48). Pour un conduit court, c'est-à-dire de longueur l telle que $kl < 1$, la cotangente de (4.48) est remplacée par le développement en série

$$\cot(kl) = (kl)^{-1} - \frac{1}{3}kl - \frac{1}{45}(kl)^3 \dots \quad 1 \quad (5.50)$$

Pour $kl < 0,3$, le deuxième terme est inférieur à 3% du premier et l'impédance d'entrée est approximativement

$$Z_{ao} \cong -jZ_{ac} (kl)^{-1} \quad \Omega_a \quad (5.51)$$

En faisant intervenir successivement $Z_c = \rho c$, $k = \omega/c$, et le volume $V_s = lS$ du conduit, on trouve

$$Z_{ao} \cong 1/j\omega (V_s/\rho c^2) \quad \Omega_a \quad (5.52)$$

L'impédance d'une compliance étant $1/j\omega C_a$, on déduit de (5.52) qu'un conduit fermé à une extrémité est une compliance acoustique pour autant que la condition $kl < 0,3$ est vérifiée, c'est-à-dire si $l < \lambda/20$. On remarque que la valeur de C_a est conforme à (5.40). Pour $kl = 1$, le troisième terme de (5.50) vaut environ 2% du premier et 6% du deuxième. Aussi admet-on pour $kl \leq 1$ une approximation correspondant aux deux premiers

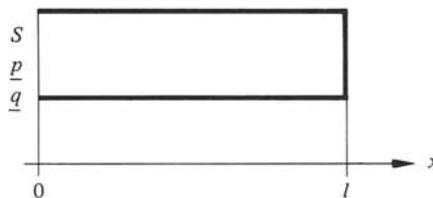


Fig. 5.9

termes. On trouve

$$\underline{Z}_{ao} \cong (1/j\omega C_a) + j\omega m_{ae} \quad \Omega_a \quad (5.53)$$

où C_a est la compliance du tube et m_{ae} , une masse acoustique équivalente

$$m_{ae} = \frac{1}{3}(\rho l/S) = \frac{1}{3}m/S^2 \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.54)$$

m étant la masse de fluide dans le conduit. C'est le même résultat que pour une compliance mécanique réelle dont une extrémité est à vitesse nulle (§ 5.2.22). En fait, m_{ae} peut aussi se trouver selon le même procédé: on détermine l'énergie cinétique dW_c d'une tranche dx de fluide en supposant une décroissance linéaire du débit entre entrée et fond ($q(l) = 0$), puis on intègre le long du conduit.

5.3.13 Cas d'une cavité de forme quelconque

Les résultats ci-dessus sont appliqués à une cavité de forme quelconque de volume V_s et communiquant avec le système acoustique auquel elle est incorporée par une surface S normale à la direction du débit q . Pour $kd < 0,3$, où d est sa plus grande dimension, la cavité se comporte comme une compliance idéale dont la valeur est donnée par (5.40) et est indépendante de S . Pour $0,3 \leq kd \leq 1$, on rend compte de l'énergie cinétique mise en jeu en introduisant une masse acoustique équivalente m_{ae} , telle que l'impédance d'entrée soit aussi donnée par (5.53).

5.3.14 Masse acoustique associée à une compliance réelle

La détermination exacte de m_{ae} nécessite en principe le calcul de l'énergie cinétique W_c mise en jeu dans la cavité. En pratique, on utilise plutôt des approximations.

Lorsque la surface S est petite par rapport aux surfaces des parois de la cavité, on admet que la tranche de fluide en S se comporte comme un piston rayonnant sur écran infini. La masse acoustique m_{ae} correspond alors à la masse mécanique de rayonnement m_r (2.201)

$$m_{ae} = m_r/S^2 \cong 0,27\rho/a \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.55)$$

où a est le rayon de S supposée circulaire. Si ce n'est pas le cas, on introduit un rayon équivalent $(S/\pi)^{1/2}$. Lorsque S est à peu près égale à la surface de la paroi dans laquelle elle est aménagée, on admet la validité de (5.54) du conduit fermé, soit $m_{ae} = \frac{1}{3}m/S^2$.

D'autres expressions ont été établies pour des cavités de formes simples. Ainsi, pour le cas usuel d'une cavité parallépipédique rectangle de dimensions $l \times l \times \frac{1}{2}l$, l'ouverture S étant ménagée sur une grande paroi, m_{ae} vaut $b\rho/a$, relation généralisant (5.55) et dans laquelle b dépend du rapport S/l^2 [17]. En première approximation, on admet: pour $S/l^2 < 0,1$, $b \cong 0,27$; pour $S/l^2 = 1$, $b = 0,1$; lorsque $0,1 < S/l^2 < 1$, on interpole linéairement.

5.3.15 Cavité ayant plusieurs ouvertures

Dans un système acoustique, une compliance est souvent reliée à plusieurs composants par l'intermédiaire d'autant d'ouvertures de surface S_i définissant des débits q_i . Le débit q à considérer pour la cavité est alors le débit total entrant, somme algébrique des q_i , ceux entrant étant comptés positivement.

A chaque ouverture S_i correspond une masse équivalente m_{ae} . Le plus souvent (5.55) est applicable. Plutôt que de calculer une masse équivalente totale pour la cavité, il est judicieux de rattacher chaque m_{ae} au composant relié en S_i .

5.3.16 Propriété : augmentation de compliance

La relation (5.40) donnant la compliance d'un volume V_s a été établie pour une transformation adiabatique. Dans le cas isotherme (§ 1.2.15) il suffit de poser $\gamma = 1$ et la compliance vaut

$$C'_a = V_s/p_s \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (5.56)$$

Soit en comparant à la valeur adiabatique, une augmentation de γ : $C'_a = \gamma C_a \cong 1,4 C_a$ dans l'air. Cette propriété est mise en œuvre en pratique, car elle permet d'obtenir une valeur donnée de C_a avec un encombrement réduit. Pour que la transformation soit isotherme, un matériau poreux ou fibreux est disposé à l'intérieur de la cavité (rembourrage) ou contre ses parois internes (capitonnage). On observe des augmentations de compliance de l'ordre de 20 à 40% selon la réalisation. Cette manière de faire introduit des pertes dans la cavité, donc une résistance acoustique associée.

L'étude des pertes par absorption dans une cavité d'air montre que celles par conduction thermique aux parois sont prépondérantes. Selon les dimensions et la forme de la cavité, la fréquence f du son et l'état de l'air, la transformation tend vers une isotherme ou une adiabatique [9,29]. En première approximation, pour une cavité sphérique, cylindrique ou rectangulaire, de volume V_s et de surface intérieure S_i , aux conditions $p_{so} = 1,013 \cdot 10^5$ Pa et $\theta = 20^\circ\text{C}$, on admet selon la valeur de $\alpha = (390f^{1/2} V_s/S_i)$ en népers:

- $\alpha \leq 1$: transformation isotherme, C'_a selon (5.56);
- $\alpha = 2$: $C'_a = 1,1 C_a$ avec C_a selon (5.40);
- $\alpha = 10$: $C'_a = 1,02 C_a$;
- $\alpha \geq 20$: $C'_a = C_a$ (transformation adiabatique).

En fonction de la pression statique p_s et de la température absolue Θ , α varie en (p_{so}/p_s) et $(\Theta/293)^{1/2}$.

5.3.17 Masse acoustique d'un conduit ouvert

Soit un conduit ouvert à ses deux bouts. En mode plan et en admettant pour l'instant une impédance terminale \underline{Z}_{ai} nulle ($p(l) = 0$), son impédance d'entrée \underline{Z}_{ao} est donnée par (4.52). Pour un conduit court, la tangente de (4.52) est remplacée par le développement en série

$$\tan(kl) = kl + \frac{1}{3}(kl)^3 + \dots \quad 1 \quad (5.57)$$

Pour $kl < 0,3$, le deuxième terme est inférieur à 3% du premier et \underline{Z}_{ao} vaut approximativement

$$\underline{Z}_{ao} \cong j\omega m_a \quad \Omega_a \quad (5.58)$$

avec

$$m_a = \rho (lS)/S^2 = m/S^2 = \rho l/S \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.59)$$

Un conduit court ouvert se comporte comme une masse acoustique idéale pour autant que sa longueur soit inférieure à $\lambda/20$. On remarque que le rapport l/S détermine en fait la valeur de m_a .

Pour un tube plus long ($l > \lambda/20$), en prenant en considération les deux premiers termes du développement de la tangente, on trouve

$$m_a = (\rho l/S) (1 + \frac{1}{3}(kl)^2) \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.60)$$

Le terme supplémentaire croît avec k^2 , donc avec le carré de la fréquence et devient rapidement prépondérant.

Le débit q est constant le long du conduit, le fluide s'y comportant comme un solide indéformable (la vitesse acoustique est la même en tous points). Les débits d'entrée et de sortie sont égaux : $q(0) = q(l) = q$.

Lorsque l'impédance terminale Z_{al} n'est pas nulle, il faut considérer la pression p , différence de celles à l'entrée p_1 et à la sortie p_2 (fig. 5.10). La relation de la masse s'écrit

$$(p_1 - p_2) = j\omega m_a q \quad \text{Pa} \quad (5.61)$$

En posant $p_2 = Z_{al} q$ on a

$$p_1 = (j\omega m_a + Z_{al}) q \quad \text{Pa} \quad (5.62)$$

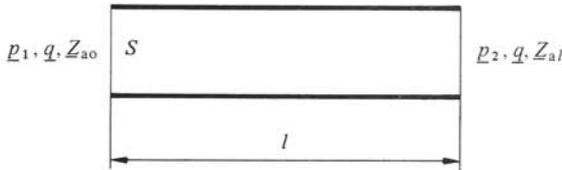


Fig. 5.10

5.3.18 Corrections de bout

Lorsqu'un bout rayonne, l'impédance terminale correspondante est une impédance de rayonnement Z_{ar} . La tranche de fluide terminale est assimilée à un piston circulaire de rayon a . Pour un conduit non circulaire, on introduit un rayon équivalent $a = (S/\pi)^{1/2}$. Pour $ka < \frac{1}{2}$, l'impédance de rayonnement se réduit à la réactance d'une masse m_r . A m_r correspond une masse acoustique $m_{ar} = m_r/S^2$. On pose

$$m_{ar} = \rho l_c/S \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.63)$$

où l_c est la correction de bout, longueur dont doit être augmentée l pour tenir compte de m_{ar} . En faisant intervenir les valeurs de m_r appropriées aux conditions de rayonnement (fig. 5.11), on trouve pour un conduit débouchant sur écran infini

$$l_c \cong 0,85 a \quad \text{m} \quad (5.64)$$

et pour un conduit débouchant librement

$$l_c \cong 0,61 a \quad \text{m} \quad (5.65)$$

La masse acoustique du conduit s'écrit alors

$$m_a = \rho (l + l_c)/S \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.66)$$

En pratique, un grand écran ou une grande face est considéré comme écran infini. Lorsque les deux bouts du tube rayonnent, doivent intervenir dans (5.66) les l_c correspondant à leurs conditions de rayonnement.

Dans le domaine $\frac{1}{2} < ka < 1,83$, il faut introduire $Z_{ar} = Z_{mr}/S^2$ à partir de Z_{mr} , pour chaque bout rayonnant. Par exemple, à une ouverture circulaire de rayon a dans un écran d'épaisseur l correspond une impédance, pour $ka < \frac{1}{2}$

$$Z_a = j\omega m_a = j\omega [\rho(l+1,7a)/S] \quad \Omega_a \quad (5.67)$$

et pour $\frac{1}{2} < ka < 1,83$

$$Z_a = j\omega m_a + 2Z_{ar} = j\omega (\rho l/S) + 2Z_{ar} \quad \Omega_a \quad (5.68)$$

Z_{ar} étant l'impédance de rayonnement d'un piston circulaire sur écran infini.

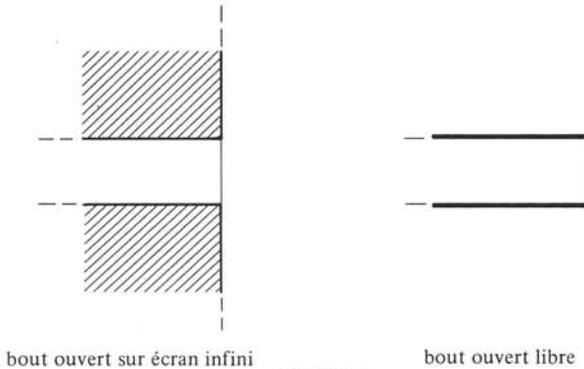


Fig. 5.11

5.3.19 Bout débouchant dans une compliance acoustique

Lorsqu'un conduit débouche dans une cavité, la correction de bout est en fait la masse acoustique équivalente m_{ae} de la compliance étudiée au § 5.3.14. En pratique, on ajoute m_{ae} à la masse acoustique du tube et on considère la compliance idéale. Par exemple, dans le domaine $ka < 1$, pour un conduit dont un bout rayonne librement, l'autre débouchant dans une grande cavité, la masse acoustique totale à considérer est

$$m_a = \rho(l + 0,61a + 0,85a)/S \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.69)$$

la correction côté cavité m_{ae} (5.55) se ramenant à la correction de bout l_c (5.64).

5.3.20 Masse acoustique d'un pavillon court

Une masse acoustique se réalise parfois au moyen d'un pavillon court ($kl < 0,3$) (fig. 5.12). En admettant le fluide incompressible, on a par continuité un débit q constant le long du dispositif et égal à $S(x) \cdot v(x)$ où $v(x)$ est la vitesse acoustique sur la section $S(x)$ à l'abscisse x . L'énergie cinétique dW_c d'une tranche de fluide dx est $\frac{1}{2} v^2(x) \cdot dm$ où dm vaut $\rho S(x) \cdot dx$. L'énergie cinétique totale s'obtient en intégrant dW_c entre 0 et l .

Par exemple pour un pavillon exponentiel

$$S(x) = S_0 \exp(mx) \quad \text{m}^2 \quad (5.70)$$

où m est la constante de profil (§ 4.4.8), on trouve

$$W_c = \frac{1}{2} q^2 (\rho l / S_0) [1 - \exp(-ml)] / ml \quad J \quad (5.71)$$

En égalant cette valeur à l'énergie cinétique d'une masse acoustique (5.48), on définit la masse équivalente

$$m_{ae} = m_{ao} [(1 - \exp(-ml)) / ml] \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.72)$$

m_{ao} étant la masse acoustique d'un tube de section constante S_0 . Le terme entre crochets étant inférieur à l'unité, on constate que l'évasement du tube diminue sa masse acoustique. Cette conclusion est valable pour d'autres profils, pour lesquels les calculs sont similaires.

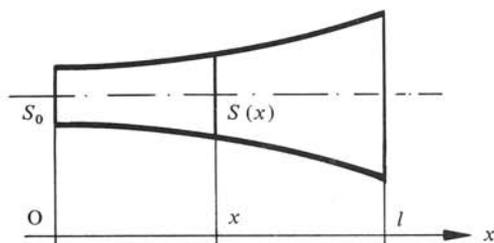


Fig. 5.12

5.3.21 Amortissement par viscosité

La réalisation d'une résistance acoustique se base sur les forces de frottement dues à la viscosité du fluide, forces apparaissant entre couches animées de vitesses différentes, et entre fluide et parois des dispositifs. Soit un écoulement continu laminaire d'un fluide dans un conduit en forme de fente fine, c'est-à-dire dont la hauteur h est très petite par rapport aux autres dimensions, largeur b et longueur l (fig. 5.13). Du fait de la viscosité, il existe une différence de pression δp entre l'entrée et la sortie de la fente pour vaincre les forces de frottement et faire circuler un débit q . Le problème est de trouver la relation entre δp et q .

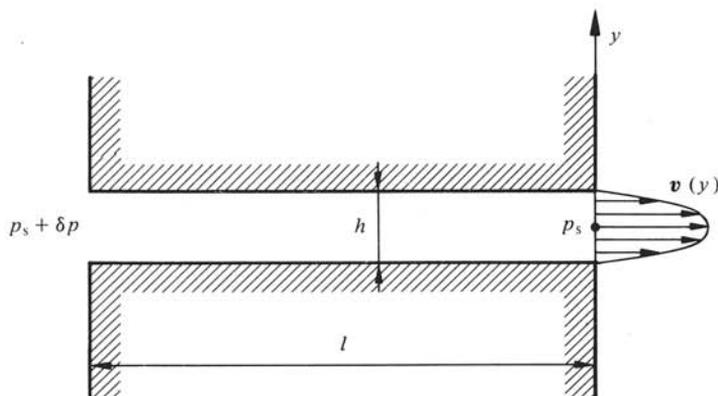


Fig. 5.13

Soit un axe y selon la hauteur de la fente, son origine étant à mi-hauteur. Contre les parois $y = \pm \frac{1}{2}h$, la vitesse v du fluide est nulle. En $y = 0$, elle est maximale et vaut v_0 . La loi $v(y)$ est symétrique. En admettant entre deux couches voisines du fluide selon y , une force de frottement proportionnel (§ 5.2.9), on trouve la loi parabolique de Poiseuille

$$v(y) = v_0 (1 - (2y/h)^2) \quad \text{m/s} \quad (5.73)$$

Le débit volumique q à travers la fente est

$$q = b \int_{-h/2}^{h/2} v(y) dy \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (5.74)$$

en admettant une vitesse uniforme sur la largeur b .

Le bilan des forces de frottement sur la section droite $S = bh$ conduit à la relation cherchée entre la différence de pression δp et le débit q

$$\delta p = 12 (\eta l / h^3 b) q \quad \text{Pa} \quad (5.75)$$

où η est le coefficient de viscosité du fluide en $\text{Pa} \cdot \text{s}$. Pour l'air à 20°C et à une pression statique p_s de 10^5 Pa , η vaut $18,6 \cdot 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$. Cette valeur dépend de la température selon $\Theta^{0,7}$, Θ en K, et est inversement proportionnelle à p_s .

5.3.22 Réalisation d'une résistance acoustique par une fente

En généralisant le résultat ci-dessus à un débit oscillant, avec $\delta p = p$, différence de pression acoustique entre les deux bouts de la fente, on trouve par identification de (5.75) à (5.45) la résistance acoustique de la fente

$$R_a = 12 (\eta l / h^3 b) \quad \Omega_a \quad (5.76)$$

Pour un débit oscillant, il faut tenir compte de l'énergie cinétique W_c du fluide. Elle se calcule en intégrant l'énergie dW_c d'une tranche dy à la vitesse $v(y)$ selon (5.73)

$$W_c = \int_{-h/2}^{+h/2} dW_c = \int_{-h/2}^{+h/2} \frac{1}{2} v^2(y) \rho l b dy \quad \text{J} \quad (5.77)$$

On trouve finalement la masse acoustique équivalente, c'est-à-dire ayant même énergie cinétique,

$$m_{ae} = 1,2 \rho l / S \quad \text{kg/m}^4 \quad (5.78)$$

Du fait du profil parabolique de vitesse créé par la viscosité, m_{ae} est plus grande que la masse m_a d'un conduit de même rapport l/S (§ 5.3.17).

L'impédance d'une fente vaut

$$\underline{Z}_a = R_a + j\omega m_{ae} \quad \Omega_a \quad (5.79)$$

Pour que la fente se comporte comme une résistance idéale, il faut évidemment $R_a \gg \omega m_{ae}$, d'où une limitation de la fréquence vers le haut. En première approximation, on trouve pour l'air la condition $h \ll 5 \cdot 10^{-3} / \sqrt{f}$ déterminant la hauteur h en m de la fente en fonction de la fréquence maximale à laquelle doit travailler le dispositif.

5.3.23 Résistance acoustique d'un tube fin

Un tube fin ou capillaire réalise également une résistance acoustique. Son étude est similaire à celle de la fente. On trouve

$$R_a = 8\eta l / \pi a^4 \qquad \Omega_a \qquad (5.80)$$

$$m_{ae} = \frac{4}{3} \rho l / \pi a^2 \qquad \text{kg/m}^4 \qquad (5.81)$$

où a est le rayon du tube et l sa longueur. Comme pour la fente, m_{ae} est plus grande que celle obtenue en négligeant la viscosité.

Pour que le tube se comporte comme une résistance, il faut choisir $a \ll 3 \cdot 10^{-3} / \sqrt{f}$. Dans la plupart des cas, les corrections de bout l_c ne sont pas nécessaires, étant bien inférieures à l .

5.3.24 Mise en parallèle de fentes ou de tubes fins

Pour augmenter le domaine de fréquence de travail d'une résistance acoustique, tube fin ou fente, on peut chercher à diminuer a ou h . A longueur l donnée, il en résulte une augmentation de la résistance R_a . En pratique, il s'agit de réaliser une valeur donnée de R_a , la longueur l devant être comprise dans certaines limites. Il n'est donc possible de diminuer l , pour compenser la diminution de a ou h , que dans une mesure restreinte. La solution consiste à réaliser R_a par la mise en parallèle de n fentes ou tubes, par exemple sous forme de trous de section rectangulaires ou cylindriques.

Soit n fentes en parallèle (fig. 5.14). On note q le débit dans l'ensemble et p , la différence des pressions acoustiques p_1 à l'entrée et p_2 à la sortie. Pour une fente i on a $p = R_{ai} q_i$. En admettant n fentes identiques, le débit se subdivise en parts égales $q_i = q/n$, et

$$p = R_{ai} q/n = (R_{ai}/n) q \qquad \text{Pa} \qquad (5.82)$$

Ainsi n fentes ou tubes parallèles constituent une résistance $R_a = R_{ai}/n$.

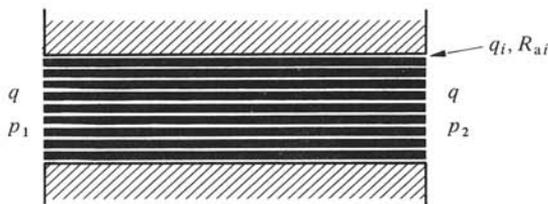


Fig. 5.14

5.3.25 Exemples de réalisation

Ce procédé est très largement mis en œuvre : une résistance acoustique est réalisée en ménageant des trous fins dans un matériau adéquat d'épaisseur et de surface voulues. Les matériaux utilisés sont par exemple des poreux ou fibreux, présentant naturellement des trous ou fentes interstitiels. Une plaque mince d'un tel matériau est une résistance acoustique dont la valeur est approximativement proportionnelle à l'épaisseur (dans la direction du débit) et inversement proportionnelle à la section.

Un autre type de réalisation sont des grilles serrées de fins fils métalliques pouvant jouer par ailleurs un rôle de protection mécanique. L'épaisseur du fil et les dimensions de la maille déterminent la valeur de R_a .

Les tissus, par exemple soie ou coton imprégné, sont d'emploi très fréquent particulièrement dans les transducteurs, car simples à mettre en œuvre et ayant un excellent rapport R_a/m_{ae} . Comme pour les grilles, R_a dépend du diamètre du fil et des dimensions de la maille. R_a est proportionnelle au nombre de couches jusqu'à cinq couches environ, au-delà elle croît plus rapidement.

Dans tous les cas, le dispositif choisi doit être réalisé et monté avec grand soin de manière à ce qu'il ne puisse vibrer.

Pour toutes ces réalisations, on ne dispose pas de formules donnant avec précision la valeur de R_a , aussi doit-elle être mesurée. La mesure s'effectue en insérant le dispositif dans un conduit parcouru par un débit q continu : on mesure q et la différence de pression δp d'où $R_a = \delta p/q$. Le résultat est spécifié pour une surface de 1 m^2 , et correspond à une impédance caractéristique Z_c en $\text{Pa} \cdot \text{s/m}$. Pour une surface S donnée, $R_a \cong Z_c/S$, en Ω_a . Par exemple, pour un tissu de soie comportant par cm quarante fils de $0,1 \text{ mm}$ de diamètre, on détermine $Z_c \cong 10 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$. Trois couches de surface $0,01 \text{ m}^2$ constituent une résistance acoustique $R_a \cong 3 \cdot 10/0,01 \cong 3000 \Omega_a$.

5.3.26 Résistance associée à une masse ou une compliance acoustique

Un composant masse ou compliance présente aussi une résistance acoustique du fait des pertes viscothermiques. On a vu à quelles conditions une fente ou un tube se comportait comme une résistance. Pour obtenir un comportement en masse, ce sont naturellement les conditions inverses qu'il faut satisfaire. L'étude détaillée des pertes associées à une masse acoustique est complexe [30]. On montre que celles par viscosité sont prépondérantes. Il existe dans la littérature des relations donnant une valeur équivalente R_{ae} dans certaines situations [17, 18, 30].

Les pertes dans une compliance sont principalement dues à la conduction thermique [9], mais aussi à la nature plus ou moins absorbante des parois ou d'un éventuel matériau de remplissage. Dans certaines applications, il est nécessaire d'augmenter ces pertes, et les moyens d'y parvenir sont précisément le capitonnage des parois internes ou le rembourrage par des matériaux absorbants poreux ou fibreux. Le capitonnage est en principe moins efficace du fait que la vitesse acoustique est faible au voisinage des parois et nulle contre ces dernières. Il existe des relations donnant la résistance équivalente d'un capitonnage ou rembourrage [17].

5.3.27 Facteur de qualité

En électrotechnique, les composants réels bobines et condensateurs ont des pertes représentables par des résistances en série ou en parallèle. En régime sinusoïdal, la qualité du composant est définie par un facteur de qualité Q , égal à 2π fois la valeur maximale de l'énergie emmagasinée divisée par l'énergie dissipée par cycle (§ IV. 3.5.10). Cette définition se généralise aux composants acoustiques réels masse et compliance.

Soit une masse m_a . La valeur maximale de l'énergie emmagasinée en régime sinusoïdal est selon (5.48)

$$\hat{W}_c = \frac{1}{2} m_a \hat{q}^2 = m_a \tilde{q}^2 \quad \text{J} \quad (5.83)$$

Soit R_{ae} , la résistance acoustique équivalente des pertes dans le composant avec la convention série

$$\underline{Z}_a = R_{ae} + j\omega m_a \quad \Omega_a \quad (5.84)$$

impliquant que R_{ae} est traversée par le même débit q . La puissance dissipée est selon (5.49)

$$P_a = R_{ae} \tilde{q}^2 \quad W \quad (5.85)$$

On en déduit le facteur de qualité

$$Q = 2\pi m_a \tilde{q}^2 / R_{ae} \tilde{q}^2 T = \omega m_a / R_{ae} \quad 1 \quad (5.86)$$

De même, pour une compliance acoustique réelle, avec la convention série $\underline{Z}_a = R_{ae} + (j\omega C_a)^{-1}$, on obtient

$$Q = 1/\omega R_{ae} C_a \quad 1 \quad (5.87)$$

5.3.28 Commentaires: conception d'un système acoustique

Les paragraphes précédents indiquent les moyens de dimensionner et réaliser des composants acoustiques. En fait, ils sont toujours conçus dans un contexte donné, celui du système acoustique à construire dont ils feront partie. Autrement dit un composant n'est jamais conçu pour lui-même, mais en fonction de son rôle dans un système, de la configuration générale et de la finalité de ce dernier. Aussi, les réalisations des composants sont-elles spécifiques: un système est conçu comme un tout.

Une des difficultés rencontrées en pratique est la détermination précise des valeurs des composants, du fait des effets de bouts, des pertes, etc. De manière générale, des essais sur un prototype permettent d'évaluer précisément ces effets. Par ajustements successifs (modification d'un volume, élargissement d'une ouverture, etc.), on obtient un comportement du système construit conforme à son cahier des charges, c'est-à-dire dans les tolérances prescrites.

5.3.29 Représentation

Comme pour les systèmes mécaniques, il est commode d'utiliser une représentation symbolique des systèmes acoustiques, explicitant leur composition et leur configuration. La figure 5.15 montre les symboles usuels.

La compliance C_a est représentée par une cavité communiquant avec un système par une ouverture S ; au besoin, on représente plusieurs ouvertures S_j . La masse m_a est représentée par un conduit ouvert aux deux bouts. Le symbole de la résistance R_a est un réseau de fentes fines en parallèle. Pour chaque symbole, une flèche indique le sens positif du débit: toujours entrant pour une compliance, il peut être choisi arbitrairement pour la masse et la résistance, à condition de lui faire correspondre la différence de pression acoustique adéquate.

Un symbole résistance associé à celui d'une compliance ou d'une masse représente les pertes dans un composant réel. Une impédance de rayonnement \underline{Z}_{ar} chargeant une ouverture ou un bout de conduit se représente par l'association des symboles masse m_{ar} et résistance R_{ar} .

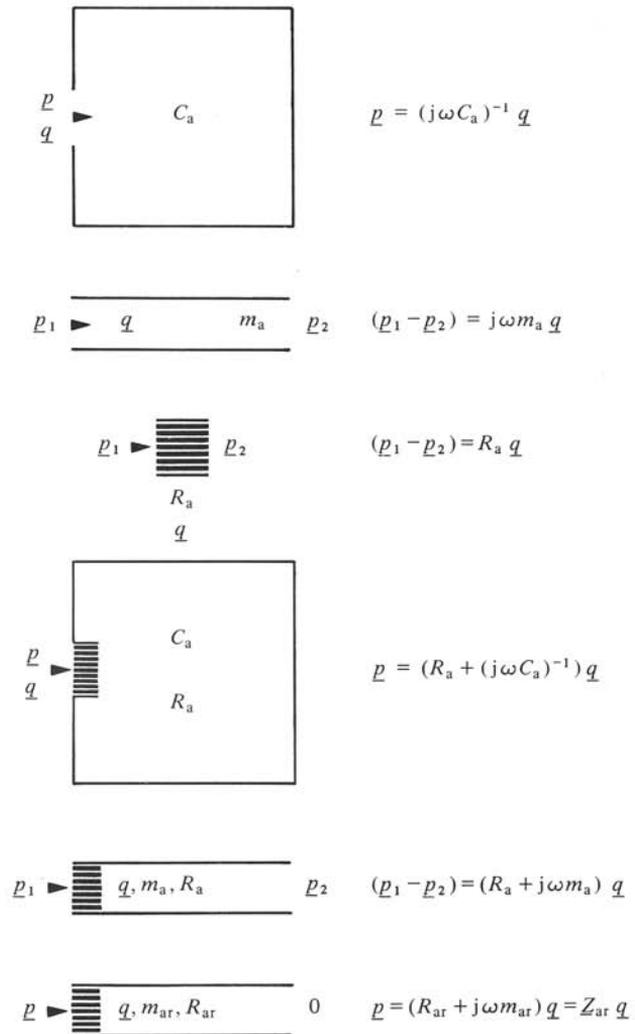


Fig. 5.15

Il n'y a pas de symboles pour les sources idéales de pression et de débit : on spécifie simplement que la pression (le débit) est constante sur une ouverture S donnée d'un système.

5.3.30 Propriétés

Soit une masse réelle débouchant librement à l'extérieur (fig. 5.16). L'effet de bout est une impédance de rayonnement Z_{ar} . On a respectivement pour la masse et pour Z_{ar}

$$(p_1 - p_2) = (R_a + j\omega m_a) q \quad \text{Pa} \quad (5.88)$$

$$p_2 = Z_{ar} q \quad \text{Pa} \quad (5.89)$$

On en tire, en introduisant masse m_{ar} et résistance R_{ar} de rayonnement

$$\begin{aligned} \underline{p}_1 &= (R_a + j\omega m_a + Z_{ar}) \underline{q} \\ &= [(R_a + R_{ar}) + j\omega (m_a + m_{ar})] \underline{q} \end{aligned} \quad \text{Pa} \quad (5.90)$$

Tout se passe comme si l'on avait affaire à une masse réelle dont un bout serait à la pression \underline{p}_1 et l'autre à une pression \underline{p}_0 définie à l'extérieur du système et identiquement nulle. Cette propriété explique que dans la figure 5.15, une impédance de rayonnement est représentée par une masse réelle dont un bout est à pression nulle. De cette manière, une impédance de rayonnement possède deux bouts définissant une différence de pression acoustique ($\underline{p}_1 - \underline{p}_0$), à l'instar d'une masse ou d'une résistance.

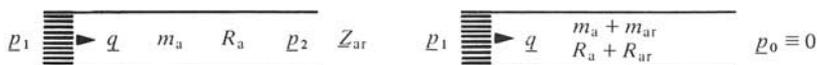


Fig. 5.16

Une compliance peut comporter plusieurs ouvertures communiquant avec d'autres composants. La pression étant uniforme dans une compliance, elle est la même sur toutes les ouvertures. Physiquement, à une compliance ne correspond qu'une seule pression acoustique \underline{p} telle que $\underline{p} = \underline{q} / j\omega C_a$. Mais rien n'empêche d'écrire

$$\underline{p} - \underline{p}_0 = \underline{q} / j\omega C_a \quad \text{Pa} \quad (5.91)$$

où \underline{p}_0 est identiquement nulle. Tout se passe comme si une compliance possédait également deux bouts, définissant une différence de pression ($\underline{p} - \underline{p}_0$). L'artifice est le même que celui ayant permis d'introduire deux extrémités à une masse mécanique (§ 5.2.17).

5.3.31 Définition : jonction

Dans un système acoustique, les composants sont reliés entre eux en des *jonctions*, homologues des extrémités d'un composant mécanique ou des bornes d'un électrique. Ce sont les bouts d'une masse ou d'une résistance et les ouvertures d'une compliance.

5.3.32 Propriétés aux jonctions

Soit la jonction d'une compliance C_a et d'une masse m_a (fig. 5.17). Elle est définie par la surface S , section droite de la masse.

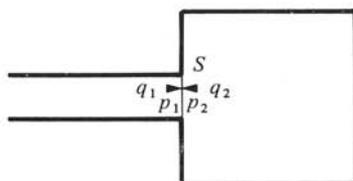


Fig. 5.17

En vertu du principe de l'égalité de l'action et de la réaction, on a égalité des pressions acoustiques p_1 et p_2 de part et d'autre de la jonction : une jonction impose l'égalité

des pressions acoustiques. En considérant les débits incidents sur la jonction, donc sortant des composants, on a par continuité $q_1 + q_2 = 0$. Ces deux propriétés sont évidemment les mêmes que celles sur un dioptré plan (§ 3.3.2) ou sur une discontinuité dans un conduit (§ 4.3.13).

Soit une compliance idéale C_a sur laquelle débouchent plusieurs composants, par exemple, selon la figure 5.18, trois masses et une résistance acoustiques. La pression acoustique p dans la compliance étant uniforme, elle est la même à la jonction de chaque composant : on vérifie l'égalité de la pression acoustique au débouché de tous les composants. Dans le cas d'une compliance réelle, on rattache les masses ou résistances acoustiques ad hoc à chaque ouverture et l'on se retrouve par ce biais dans la situation d'une compliance idéale. Par continuité, on a pour les débits incidents sur les jonctions

$$q_1 + q_2 + q_3 + q_4 + q_5 = 0 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (5.92)$$

où q_5 est le débit total sortant de la compliance, opposé à celui q entrant, lié à p par $-C_a \dot{p}$.

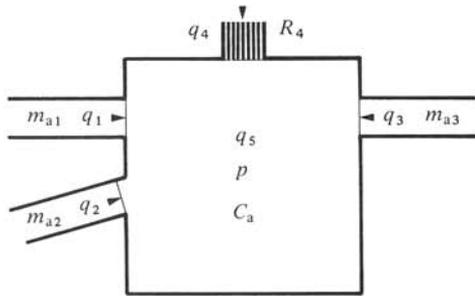


Fig. 5.18

Soit la jonction de trois masses acoustiques selon la figure 5.19. C'est la situation limite du cas précédent, où la compliance est la petite portion de fluide sur laquelle débouchent les trois masses. Son débit entrant est négligeable par rapport à celui des masses, pour autant que $|\dot{p}|$ soit assez petit, et l'on écrit pour les débits incidents

$$q_1 + q_2 + q_3 \cong 0 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (5.93)$$

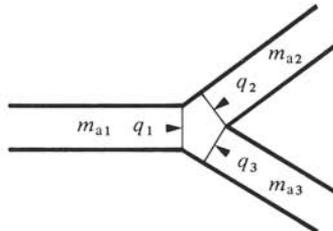


Fig. 5.19

Ainsi, de manière générale on vérifie sur une jonction de composants, l'égalité des pressions acoustiques et pour les débits incidents

$$\sum_{i=1}^n q_i = 0 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (5.94)$$

5.3.33 Repérage des composants d'un système acoustique

L'étude d'un système acoustique nécessite la connaissance de ses composants et de leurs interconnexions. Il s'agit donc, à partir de la description physique du système (croquis, plans), d'en repérer les composants, c'est-à-dire de localiser ses compliances, masses et résistances acoustiques, ainsi que les sources et les rayonnements, puis d'en calculer les valeurs. Il s'agit aussi de définir les paramètres et les grandeurs du système et de vérifier les conditions liant dimensions des composants et nombre d'onde ($kd < \text{limite}$), ce qui d'une part fixe le domaine de fréquence où le dispositif est un système à constantes localisées et d'autre part détermine les effets dont il faut tenir compte (masse associée à une compliance ou une résistance, etc.). En pratique, il est commode de procéder comme suit :

- on repère d'abord les compliances C_{ai} , lesquelles sont des cavités ou volumes; à chacune d'elles est attribuée une pression acoustique p_i ;
- on repère ensuite les communications entre compliances (conduits, fentes, trous, etc.); on décide pour chacune du composant approprié (m_a ou R_a) et on lui attribue un débit q_i de sens positif arbitraire;
- les communications avec l'extérieur du système sont traitées de manière identique;
- les branchements entre communications sont considérés comme des compliances de valeur négligeable (§ 5.3.32) et une pression acoustique est définie pour chacun d'eux;
- les conditions aux limites sur les jonctions avec l'extérieur sont représentées, selon le cas, par des impédances acoustiques ou des sources idéales;
- à une jonction rayonnante correspond une impédance de rayonnement Z_{ar} ; à une jonction débouchant sur un conduit en mode plan correspond une impédance d'entrée Z_{ao} (sect. 4.3), etc.;
- à une jonction soumise à un champ acoustique extérieur correspond une source idéale de pression p_e ; de même à un débit imposé par un dispositif extérieur correspond une source idéale de débit q_e ;
- on rend compte d'un couplage mécanoacoustique (§ 5.3.5) de la même manière : à un piston actionné par un moteur de vitesse correspond une source idéale de débit; à un piston soumis par le système étudié à une pression acoustique, correspond une impédance acoustique $Z_a = Z_m / S^2$, où Z_m est l'impédance mécanique du piston.

5.3.34 Exemples

La figure 5.20 donne un premier exemple de système acoustique : il s'agit d'une bouteille. A son corps correspond une compliance C_a , à son col une masse acoustique m_a . Au rayonnement du col est associée une impédance de rayonnement Z_{ar} . En utilisant les symboles de la figure 5.15, la bouteille se présente sous la forme plus générale d'un résonateur acoustique (fig. 5.21), analogue du résonateur mécanique, comprenant compliance C_a , masse m_a et résistance R_a . La résistance représente les transformations d'énergie dans le dispositif, y compris s'il y a lieu, le rayonnement. De même la masse tient compte des effets de bout, en particulier de m_{ar} si le col rayonne. Les grandeurs à considérer sont la pression acoustique p_1 dans C_a , le débit q_1 à travers m_a et R_a et la pression p_2 à l'entrée du système.

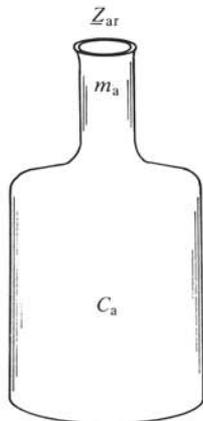


Fig. 5.20

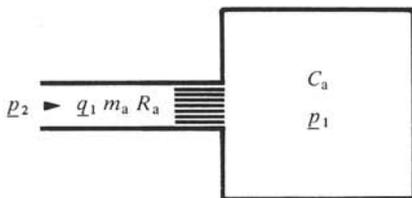


Fig. 5.21

On a les relations

$$\underline{p}_1 = \underline{q}_1 / j\omega C_a \quad \text{Pa} \quad (5.95)$$

$$\underline{p}_2 - \underline{p}_1 = (R_a + j\omega m_a) \underline{q}_1 \quad \text{Pa} \quad (5.96)$$

dont on déduit l'impédance d'entrée du résonateur

$$\underline{Z}_a = \underline{p}_2 / \underline{q}_1 = R_a + j(\omega m_a - (\omega C_a)^{-1}) \quad \Omega_a \quad (5.97)$$

laquelle est analogue à celle \underline{Z}_m (5.17). Résonateurs mécaniques (§ 5.2.21) et acoustiques ont donc mêmes propriétés.

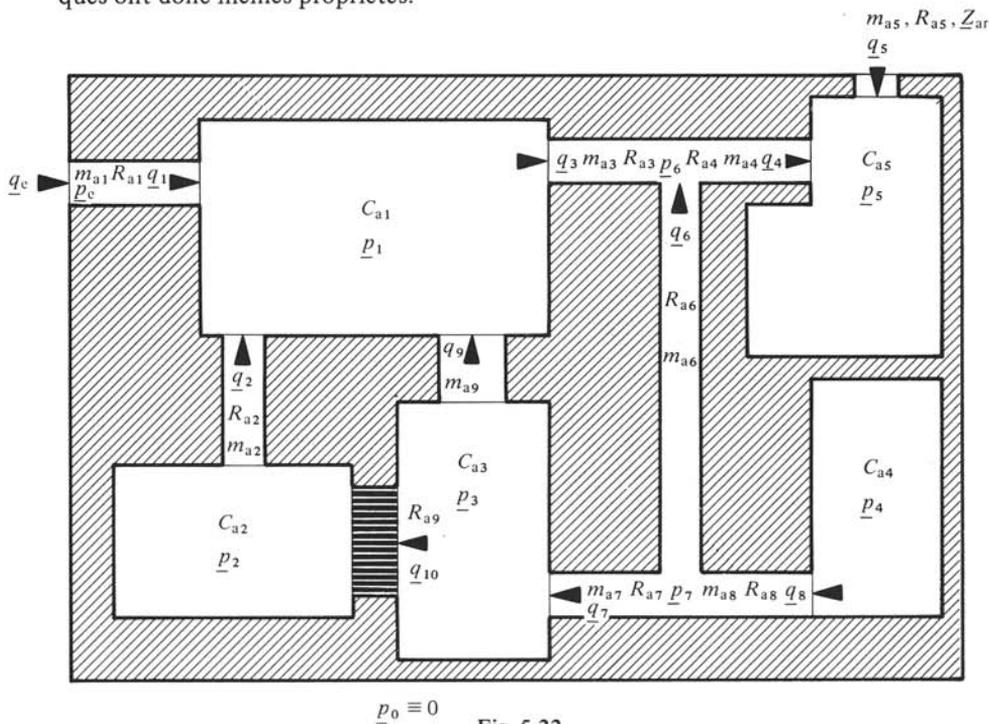


Fig. 5.22

La figure 5.22 donne un second exemple de système acoustique. Il communique avec l'extérieur en deux jonctions: un débit extérieur q_e est imposé sur la première alors que la seconde rayonne. A chaque partie du système a été associé le composant adéquat. Pour chaque compliance et branchement, une pression acoustique a été définie et pour chaque masse ou résistance, un débit. On remarque que pour toutes les communications, on a introduit masse et résistance, sauf dans deux cas où la réalisation du dispositif est supposée telle que, dans le domaine de fréquence considéré, la réactance de la masse (m_{a9}) ou au contraire la résistance (R_{a9}) prévaut.

5.4 REPRÉSENTATION DES SYSTÈMES PAR DES SCHÉMAS

5.4.1 Introduction

Les réseaux de Kirchhoff (chap. IV. 1) sont une représentation des systèmes électriques à constantes localisées. Par construction, un tel réseau contient implicitement toutes les équations régissant le système représenté. L'étude d'un système quelconque consiste alors d'abord à en dresser le réseau, ensuite à déduire de ce dernier les équations nécessaires au problème (analyse), enfin à traiter ces équations en vue d'établir les propriétés recherchées. La théorie des réseaux de Kirchhoff offre un arsenal très puissant de méthodes d'analyse et de calcul, ainsi que de propriétés générales. Représenter les systèmes mécaniques et acoustiques par des réseaux de Kirchhoff, c'est mettre cet arsenal à leur disposition. C'est la raison première de l'utilisation de cette représentation en acoustique appliquée et en électroacoustique. Une autre raison tient à l'existence des transducteurs électroacoustiques, comprenant des parties donc des systèmes électriques, mécaniques et acoustiques: un même type de représentation en facilite considérablement l'étude et la conception.

La comparaison des relations de définition des composants et de leurs propriétés énergétiques, des systèmes électriques, mécaniques et acoustiques montre qu'elles sont les mêmes. Il y a donc analogie formelle, c'est-à-dire identité des modèles mathématiques, alors que les phénomènes décrits sont très différents dans leur nature (sect. 1.6). Cette analogie est à la base de la généralisation de la représentation en réseaux de Kirchhoff aux systèmes mécaniques et acoustiques. Elle ne suffit pas: il faut encore démontrer que les lemmes de Kirchhoff régissant le réseau correspondent biunivoquement à des propriétés des systèmes que l'on veut représenter.

5.4.2 Définitions

La représentation en réseau de Kirchhoff d'un système physique est un *schéma*. Un schéma résulte de la connexion d'*éléments* et satisfait les *lemmes de Kirchhoff* (sect. IV.1.2). En considérant des grandeurs e pour *entre* et d pour *dans*, plus générales que la tension u et le courant i des systèmes électriques, ces lemmes s'écrivent, pour les mailles

$$\Sigma e_i = 0 \quad (5.98)$$

et pour les nœuds

$$\Sigma d_i = 0 \quad (5.99)$$

Comme pour les systèmes électriques (sect. IV.1.1), les éléments sont des *bipôles* et des *biportes*. Un *bipôle* définit la grandeur e entre ses deux bornes en fonction de la grandeur d qui le traverse. Un *biporte* définit les grandeurs e et d d'un de ses accès (une paire de bornes) en fonction de celles de son autre accès (la seconde paire de bornes).

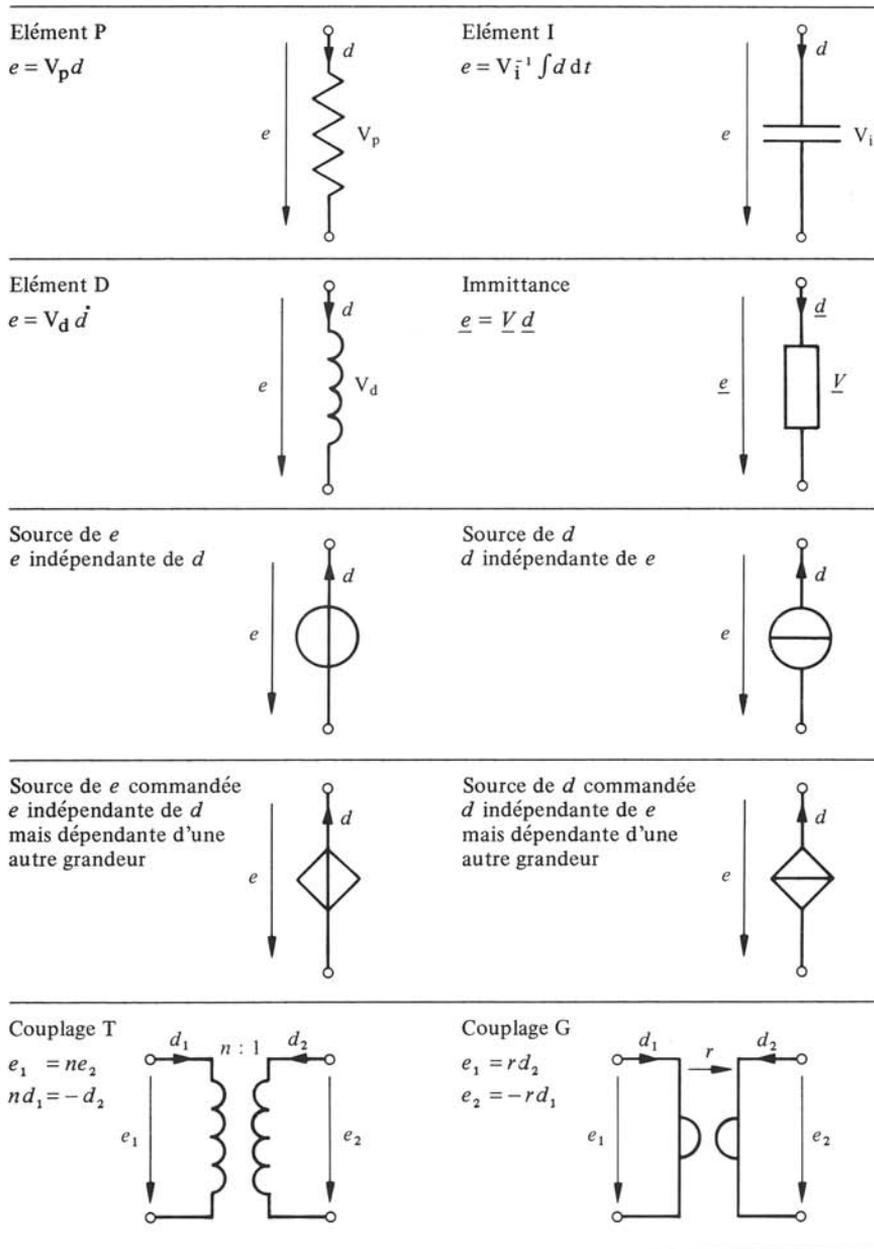


Fig. 5.23

Dans un schéma, chaque type d'élément est représenté par un symbole spécifique. La figure 5.23 donne ceux utilisés dans ce volume. Ce sont bien entendu ceux du volume IV, mais leurs désignations sont plus générales puisqu'ils doivent aussi représenter des systèmes autres qu'électriques. On a ainsi :

- les bipôles *proportionnel* P, *dérivateur* D et *intégrateur* I, pour lesquels la grandeur e est proportionnelle respectivement à la grandeur d , sa dérivée et son intégrale; le facteur de proportionnalité est la *valeur* de l'élément V_p ou V_d pour les deux premiers, et son inverse V_i^{-1} pour le troisième;
- un bipôle *immittance*, liant les phaseurs \underline{e} et \underline{d} par une fonction \underline{V} de $j\omega$;
- quatre bipôles *sources*, à savoir de e ou d et *commandées* ou *indépendantes*;
- deux biportes, *couplages* T (de transformateur idéal) et G (de gyrateur).

Ces éléments permettent de représenter des systèmes électriques, mécaniques et acoustiques, et les couplages entre de tels systèmes. L'immittance n'est pas strictement nécessaire, car pouvant se décomposer en une combinaison appropriée d'éléments P, D et I. Elle représente en fait une relation intégro-différentielle liant $e(t)$ à $d(t)$ en régime sinusoïdal. C'est précisément son intérêt que de représenter une telle loi par un symbole unique. Plus généralement, l'immittance est en régime quelconque, une fonction de la variable complexe de Laplace ($s = \sigma + j\omega$) liant les transformées L [$e(t)$] et L [$d(t)$].

5.4.3 Description : correspondances

Pour représenter un système par un schéma, il faut en première étape établir les correspondances d'une part entre ses grandeurs caractéristiques et celles *entre e et dans d*, et d'autre part entre ses composants idéaux et les éléments. Les grandeurs caractéristiques sont, d'après les analogies formelles: la tension u et le courant i pour les systèmes électriques, la force F et la vitesse v pour les systèmes mécaniques, la pression acoustique p et le débit q pour les systèmes acoustiques. Le choix des correspondances entre ces grandeurs et e et d détermine celles entre composants idéaux et éléments.

Soit par exemple le choix $e \hat{=} q$ et $d \hat{=} p$. A partir de sa définition (5.43) on écrit pour la masse acoustique

$$q = m_a^{-1} \int p dt \qquad \text{m}^3/\text{s} \qquad (5.100)$$

soit

$$e = m_a^{-1} \int d dt \qquad \text{m}^3/\text{s} \qquad (5.101)$$

La figure 5.23 montre par identification qu'à la masse acoustique correspond un bipôle I de valeur $V_i = m_a \text{ kg/m}^4$. Ainsi dans un schéma basé sur la correspondance choisie, une masse est représentée par le symbole du bipôle I. Réciproquement, un tel symbole représente une masse acoustique et sa valeur est m_a en kg/m^4 . La grandeur *entre* les bornes du symbole est le débit q et celle *dans* est la pression p . Le second choix possible, $e \hat{=} p$ et $d \hat{=} q$, conduit à représenter la masse acoustique par un élément D de valeur $V_d = m_a$. La grandeur *entre* les bornes du symbole est la pression p et celle *dans* est le débit q .

Le tableau 5.24 donne les correspondances entre grandeurs et éléments des schémas, et grandeurs et composants des systèmes.

Tableau 5.24

	Systèmes électriques	Systèmes mécaniques		Systèmes acoustiques	
		Analogie directe	Analogie inverse	Analogie directe	Analogie inverse
e	u, V	F, N	$v, m/s$	p, Pa	$q, m^3/s$
d	i, A	$v, m/s$	F, N	$q, m^3/s$	p, Pa
V_p	R, Ω	R_m, Ω_m	G_m, Ω_m^{-1}	R_a, Ω_a	G_a, Ω_a^{-1}
V_d	L, H	m, kg	$C_m, m/N$	$m_a, kg/m^4$	$C_a, m^3/Pa$
V_i	C, F	$C_m, m/N$	m, kg	$C_a, m^3/Pa$	$m_a, kg/m^4$
\underline{V}	\underline{Z}, Ω	$\underline{Z}_m, \Omega_m$	$\underline{Y}_m, \Omega_m^{-1}$	$\underline{Z}_a, \Omega_a$	$\underline{Y}_a, \Omega_a^{-1}$
source de e	source de u, V	moteur de F, N	moteur de $v, m/s$	source de p, Pa	source de $q, m^3/s$
source de d	source de i, A	moteur de $v, m/s$	moteur de F, N	source de $q, m^3/s$	source de p, Pa
couplage T, n	transformateur idéal	levier $n = l_2/l_1$	levier $n = l_1/l_2$		

5.4.4 Définitions

On appelle *analogie directe*, la représentation en schémas dans laquelle les immitances représentent des impédances ($\underline{V} \hat{=} \underline{Z}$) et *analogie inverse* celle où elles représentent des admittances ($\underline{V} \hat{=} \underline{Y}$), (§ 1.6.3). Un schéma *direct* est celui dans l'analogie directe, un *inverse* dans celle inverse.

Pour les systèmes électriques, seule l'analogie directe est utilisée. La raison en est évidente : tension et courant sont dans leur nature physique des grandeurs respectivement entre les bornes et dans les composants. Quoique possible, une représentation dans laquelle la tension est dans les éléments ($d \hat{=} u$) et le courant entre leurs bornes ($e \hat{=} i$) est certainement mal commode.

Pour les systèmes mécaniques et acoustiques, l'une ou l'autre analogie est mise en œuvre selon le problème particulier. En pratique, l'inverse est préférée pour les systèmes mécaniques : la vitesse étant définie aux ou entre les extrémités des composants mécaniques, lui faire correspondre la grandeur e apparaît plus naturel. Au contraire, pour les systèmes acoustiques, l'analogie directe est souvent préférée : le débit q étant défini à travers des ouvertures S , on lui fait plus volontiers correspondre la grandeur d .

5.4.5 Dualité

On montre que les schémas direct et inverse d'un système sont duaux, au sens de la théorie des réseaux de Kirchhoff (§ IV. 1.2.13 et sect. IV. 5.1). A chaque maille de

l'un ($\Sigma e = 0$) correspond une coupe de l'autre ($\Sigma d = 0$) et réciproquement. De même, à chaque élément de l'un correspond un élément dual dans l'autre. C'est une conséquence des correspondances faites dans les deux analogies.

Cette propriété est précieuse pour dresser le schéma direct à partir de l'inverse et réciproquement, l'inverse à partir du direct. Cela n'est possible que si le graphe du schéma de départ est planaire.

5.4.6 Propriétés

Soit dans un schéma deux immittances V_1 et V_2 en parallèle (fig. 5.25), c'est-à-dire ayant même grandeur e entre leurs bornes, mais traversées par des grandeurs *dans* différentes d_1 et d_2 . On veut leur substituer une seule immittance V avec e aux bornes et $d = d_1 + d_2$ à travers. On a

$$d = d_1 + d_2 = eV_1^{-1} + eV_2^{-1} \tag{5.102}$$

d'où l'on tire

$$e = Vd = [V_1^{-1} + V_2^{-1}]^{-1} d \tag{5.103}$$

et

$$V = 1/[V_1^{-1} + V_2^{-1}] \tag{5.104}$$

Dans un schéma direct, les immittances sont des impédances et (5.104) devient

$$Z = 1/[Z_1^{-1} + Z_2^{-1}] = Z_1 Z_2 / (Z_1 + Z_2) \tag{5.105}$$

où Z est l'impédance résultant de la mise en parallèle de Z_1 et Z_2 .

Dans un schéma inverse, les immittances sont des admittances et l'on a

$$Y = 1/(Y_1^{-1} + Y_2^{-1}) = 1/(Z_1 + Z_2) = Z^{-1} \tag{5.106}$$

où Z est l'impédance correspondant à la mise en série de $Z_1 = Y_1^{-1}$ et $Z_2 = Y_2^{-1}$.

De même, en remplaçant deux immittances en série par une seule (fig. 5.26), on obtient dans un schéma direct, une impédance Z valant $Z_1 + Z_2$ et dans un schéma inverse, une admittance Y valant $Y_1 + Y_2$.

Ces propriétés doivent être présentes à l'esprit, particulièrement pour les schémas inverses, lorsque l'on regroupe des éléments ou des immittances en une seule immittance.

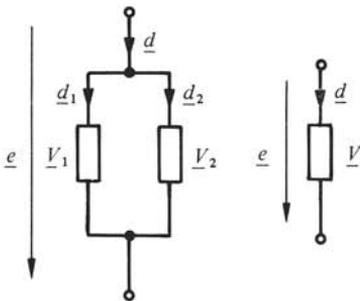


Fig. 5.25

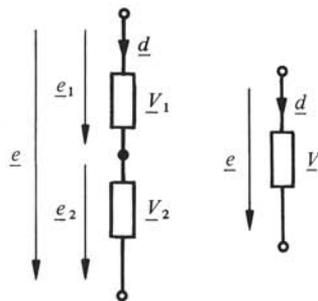


Fig. 5.26

5.4.7 Systèmes mécaniques

Soit un système mécanique. En une extrémité d'un quelconque de ses composants, le principe d'égalité de l'action et de la réaction permet d'écrire pour les forces incidentes

$$\Sigma F_i = 0 \quad \text{N} \quad (5.107)$$

Soit v_1 la vitesse en l'extrémité considérée. En appliquant le théorème de composition des vitesses, v_1 s'exprime en fonction d'une autre vitesse v_2

$$v_1 = v_2 + (v_1 - v_2) \quad \text{m/s} \quad (5.108)$$

Plus généralement, on a

$$v_1 = v_m + (v_{m-1} - v_m) + \dots + (v_{i-1} - v_i) + \dots + (v_1 - v_2) \quad \text{m/s} \quad (5.109)$$

d'où l'on déduit

$$(v_1 - v_m) + (v_2 - v_1) + \dots + (v_i - v_{i-1}) + \dots + (v_m - v_{m-1}) = 0 \quad \text{m/s} \quad (5.110)$$

En choisissant des vitesses v_i suivant une chaîne fermée de composants, laquelle constitue une maille, les différences $(v_i - v_{i-1})$ correspondent aux vitesses v_j entre leurs extrémités. On vérifie ainsi pour ces vitesses considérées sur une maille

$$\Sigma v_j = 0 \quad \text{m/s} \quad (5.111)$$

Dans les analogies, (5.107) et (5.111) vont correspondre aux lemmes de Kirchhoff. Il est donc licite de représenter un système mécanique par un schéma.

5.4.8 Construction des schémas inverse et direct

La représentation symbolique d'un système mécanique (§ 5.2.17) permet d'obtenir immédiatement son schéma inverse. En effet, dans cette représentation, les vitesses sont justement indiquées aux extrémités des composants. Par conséquent son graphe est celui cherché du schéma inverse. Ce dernier est obtenu en substituant simplement à chaque composant le symbole de l'élément correspondant. On prendra garde au fait qu'une résistance mécanique R_m se représente dans un schéma inverse par un élément proportionnel de valeur $G_m = R_m^{-1}$.

Le passage par la représentation symbolique n'est pas impératif : c'est une manière de faire commode, se justifiant parce qu'elle explicite bien la configuration du système étudié. Le schéma inverse s'obtient en procédant comme pour la construction du schéma symbolique (§ 5.2.17) mais en introduisant entre les barres-vitesses le symbole de l'élément approprié à chaque composant au lieu du symbole mécanique. Pour les masses, on introduit bien entendu une seconde extrémité à vitesse nulle.

Le schéma direct s'obtient à partir de l'inverse par dualité :

- un nœud est introduit à l'intérieur de chaque maille du schéma inverse et un à l'extérieur;
- on relie les nœuds par des branches en nombre égal à celui des éléments, chaque branche traversant un et un seul d'entre eux : le graphe obtenu est celui du schéma direct;

- on insère sur chaque branche l'élément dual de celui qu'elle traverse : les éléments $D(I)$ deviennent des $I(D)$ en conservant les mêmes valeurs $C_m(m)$, ceux P le restent mais leurs valeurs sont inversées ($V_p = R_m$); les sources de $e(d)$ deviennent de $d(e)$ de mêmes valeurs $v(F)$; les biportes T restent T mais de valeur inversée ($n = l_2/l_1$); les immittances s'inversent;
- les grandeurs dans les (aux extrémités des) branches du schéma inverse sont indiquées avec le signe adéquat (§ IV. 5.1.6) aux extrémités des (dans les) branches correspondantes.

5.4.9 Exemples

La figure 5.27 montre successivement la représentation symbolique, les schémas inverse puis direct du système mécanique de la figure 5.3. L'inverse a été obtenu à partir de la représentation symbolique et le direct, par dualité.

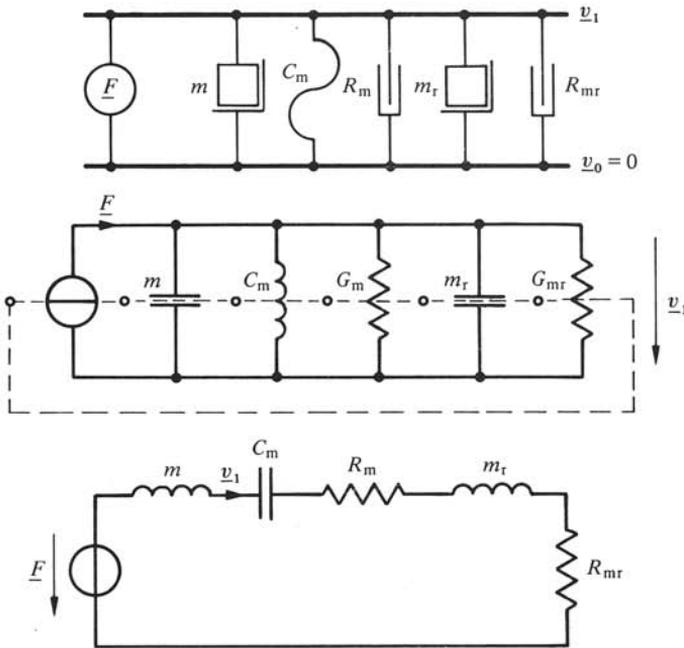


Fig. 5.27

La figure 5.28 donne les schémas inverse et direct du système de la figure 5.4, le premier étant obtenu sans l'intermédiaire de la représentation symbolique et le second, par dualité.

5.4.10 Systèmes acoustiques

De l'égalité des pressions acoustiques de part et d'autre d'une jonction (§ 5.3.32) résulte la relation

$$\sum p_i = 0 \qquad \text{Pa} \qquad (5.112)$$

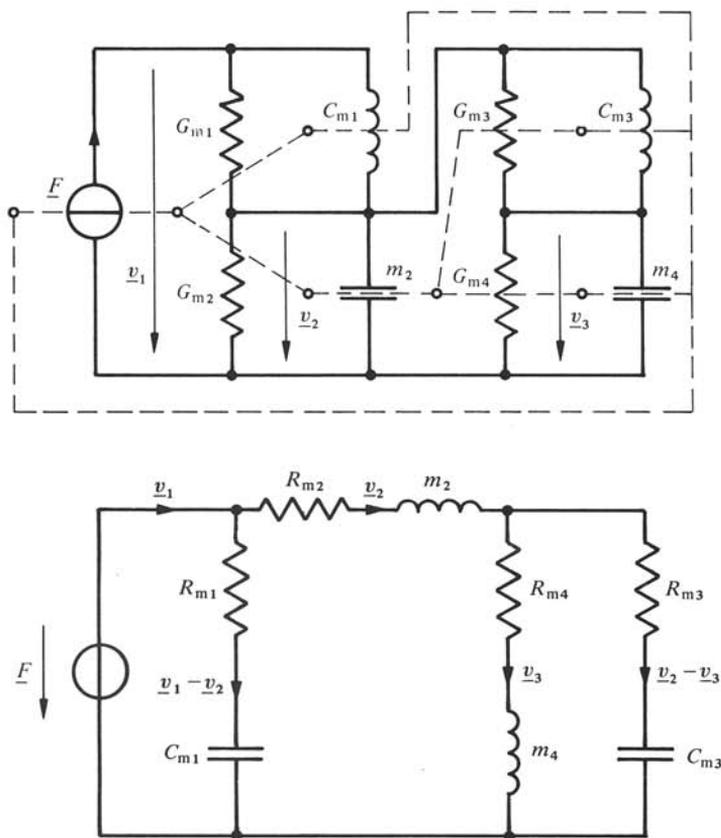


Fig. 5.28

où les p_i sont les différences de pression entre les deux bouts des composants constituant une quelconque maille dans un système. Les compliances possédant deux bouts grâce à l'artifice du § 5.3.30, peuvent sans autre faire partie d'une maille. On vérifie aisément (5.112) par un procédé similaire à celui mis en œuvre pour (5.111).

Les propriétés (5.94) et (5.112) rendent licites la représentation des systèmes acoustiques par des schémas.

5.4.11 Description : construction du schéma direct

Le schéma direct s'obtient à partir d'une représentation du système acoustique étudié où ses composants, leurs jonctions et les grandeurs sont explicites (§ 5.3.33). Dans une première étape, on construit le graphe du schéma :

- chaque compliance définit un nœud, auquel est attribuée la pression acoustique p_i correspondante;
- de même, chaque branchement;
- un nœud extérieur au système représente la pression nulle p_0 ;

- on joint les nœuds par des branches, chacune d'elles traversant une et une seule communication;
- on joint les nœuds des compliances au nœud p_0 , chacun par une branche;
- on attribue à chaque branche le débit correspondant.

Dans une deuxième étape, on introduit sur chaque branche le symbole de l'élément correspondant au composant qu'elle traverse, selon le tableau 5.24. Une branche peut comporter deux éléments ou plus: par exemple parce qu'elle représente une communication incluant masse m_a et résistance R_a ou encore, parce qu'elle correspond à une communication débouchant à l'extérieur du système. Une immittance représente alors une impédance de rayonnement, ou celle d'entrée d'un autre dispositif, etc.

En troisième étape, on introduit les valeurs des éléments.

5.4.12 Exemple

La figure 5.29 montre l'application de la première étape au système acoustique de la figure 5.22: on y voit le graphe du réseau direct. La figure 5.30 donne ce dernier obtenu après les deuxième et troisième étapes.

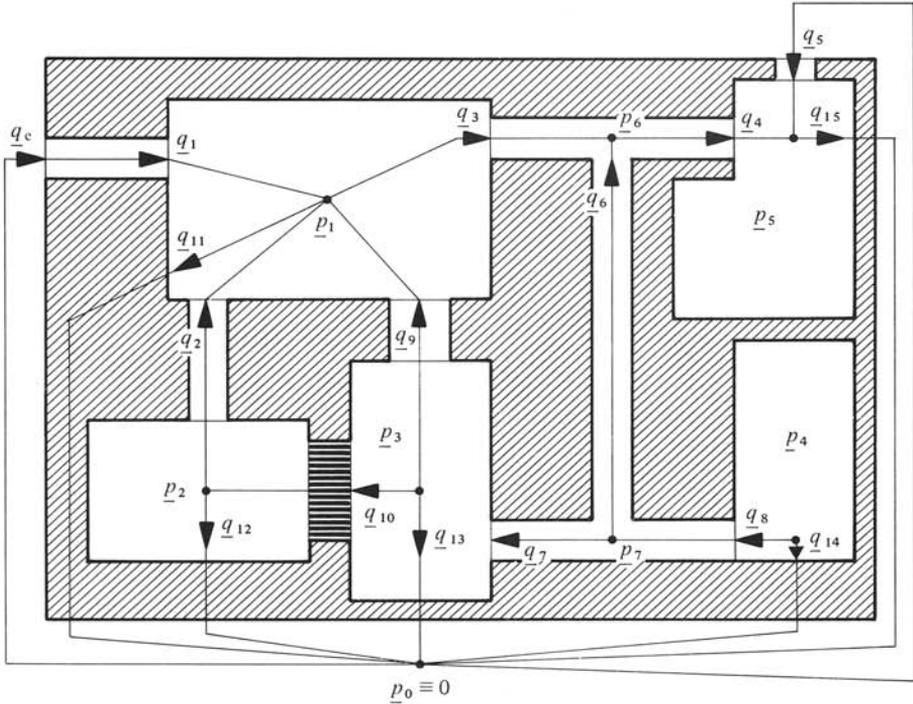


Fig. 5.29

5.4.13 Propriétés

Du fait des astuces utilisées pour donner deux extrémités aux masses m et deux bouts aux compliances acoustiques C_a , les éléments I représentant les premières dans les schémas inverses et les secondes dans les directs, ont toujours une borne respectivement

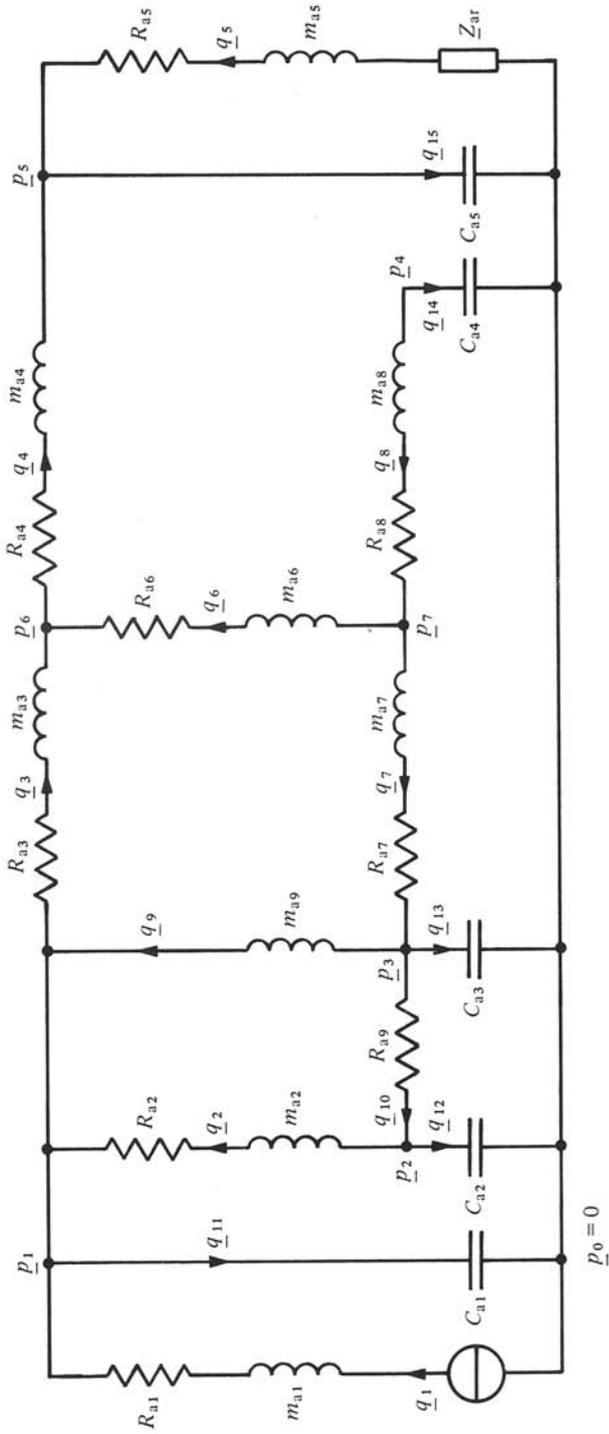


Fig. 5.30

à vitesse et à pression nulles. Cette propriété est toujours vérifiée par construction des schémas.

Lorsque l'on doit concevoir puis construire un système à partir d'un schéma donné, il faut prendre garde à ce que les éléments I correspondant à des masses dans un schéma inverse, ou des compliances acoustiques dans un direct, aient bien une extrémité respectivement à vitesse ou à pression nulles. En d'autres termes, il y a des contraintes de réalisation des systèmes mécaniques et acoustiques, lesquelles n'existent pas pour les électriques (leurs composants n'ont pas obligatoirement une borne au potentiel de référence).

5.4.14 Exemples : configurations particulières

Soit le dispositif de la figure 5.31 : il s'agit d'une cavité, par exemple cylindrique, présentant deux ouvertures S_1 et S_2 caractérisées par $\underline{p}_1, \underline{q}_1$, et $\underline{p}_2, \underline{q}_2$. Quel en est le schéma ?

Pour $S_2 = 0$, on a affaire à une compliance C_a , pour $S_2 = S_1$, à une masse m_a . Lorsque $0 < S_2 < S_1$, on admet en première approximation que le dispositif se comporte comme le système comprenant une masse et une compliance ayant une jonction commune. La compliance est celle du volume V de la cavité. La masse est celle d'un tube de longueur $l = V/S_1$ et de section S_1 . Dans le schéma direct correspondant, on a représenté une source de débit \underline{q}_1 et une impédance \underline{Z}_a chargeant la masse.

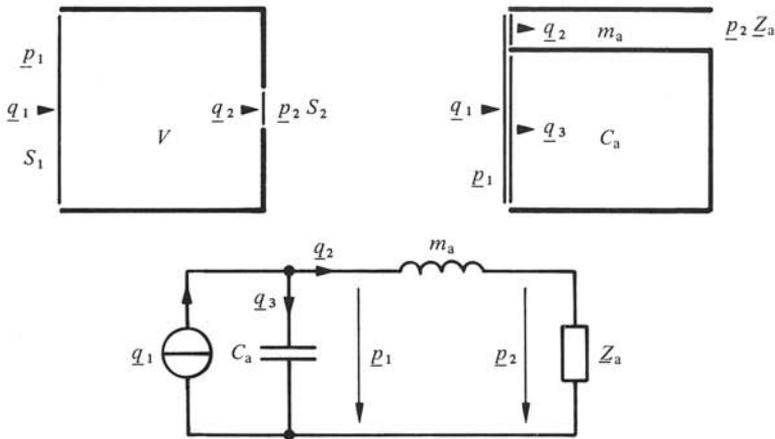


Fig. 5.31

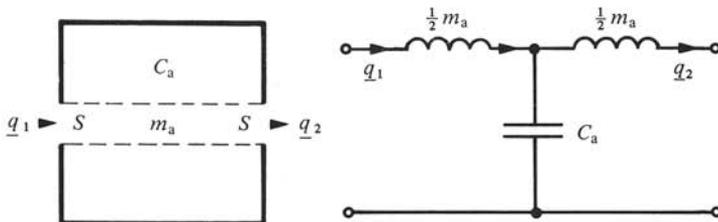


Fig. 5.32

La figure 5.32 montre un dispositif similaire, mais présentant deux ouvertures identiques S . En première approximation, on le considère constitué de deux masses $\frac{1}{2}m_a$ et d'une complianc C_a connectées selon le schéma indiqué. C_a est la complianc du volume V et m_a la masse d'un tube de section S et de longueur égale à la dimension du dispositif perpendiculairement à S .

5.4.15 Représentation du couplage mécanoacoustique

Un piston de surface S réalise un couplage entre des systèmes mécanique et acoustique (fig. 5.33) selon les équations du paragraphe 5.3.5. Réécrites en fonction des débits incidents sur la jonction S , celui du piston valant $q = Sv$ et celui du système $-q$, elles sont

$$F = Sp \quad \text{N} \quad (5.113)$$

$$v = -S^{-1}q \quad \text{m/s} \quad (5.114)$$

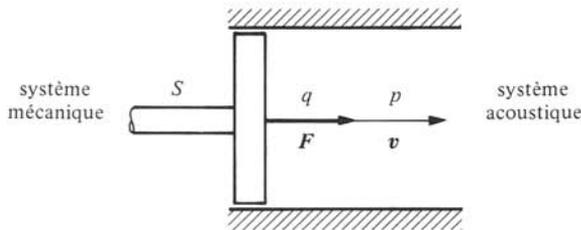


Fig. 5.33

Le couplage ne dissipe ni n'emmagasine d'énergie. En effet, la somme des puissances instantanées incidentes est nulle

$$Fv + pq = -pq + pq \equiv 0 \quad \text{W} \quad (5.115)$$

Dans les schémas (5.113) et (5.114) sont représentées par des biportes T ou G. La figure 5.34 donne les quatre représentations possibles, les schémas des parties mécaniques M ou acoustiques A pouvant être directs D ou inverses I.

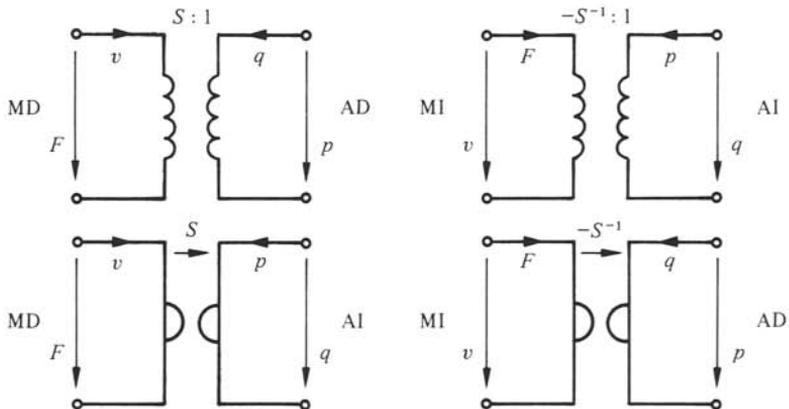


Fig. 5.34

5.4.16 Définition : système mécanoacoustique

Un système *mécanoacoustique* est constitué d'un système mécanique et d'un système acoustique couplés par une face parlante d'aire S , piston ou membrane par exemple.

En vertu du théorème de Thévenin (§ IV. 5.4.2) le schéma direct d'un système mécanoacoustique se ramène toujours à celui de la figure 5.35 : le couplage est représenté par un biporte T , la partie mécanique par une source de force \underline{F} et une impédance \underline{Z}_m et la partie acoustique par une source de pression \underline{p} et une impédance \underline{Z}_a .

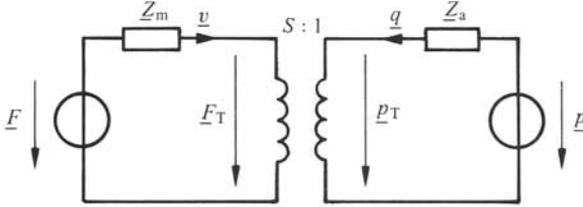


Fig. 5.35

5.4.17 Propriétés

On a les équations, pour la partie mécanique

$$\underline{F} = \underline{Z}_m \underline{v} + \underline{F}_T \quad \text{N} \quad (5.116)$$

pour le couplage

$$\underline{F}_T = S \underline{p}_T \quad \text{N} \quad (5.117)$$

$$\underline{v} = -\underline{q}/S \quad \text{m/s} \quad (5.118)$$

et pour la partie acoustique

$$\underline{p} = \underline{Z}_a \underline{q} + \underline{p}_T \quad \text{Pa} \quad (5.119)$$

En introduisant dans (5.116), \underline{F}_T selon (5.117) puis \underline{p}_T tiré de (5.119) et finalement \underline{q} selon (5.118), on trouve

$$\underline{F} = \underline{Z}_m \underline{v} + S^2 \underline{Z}_a \underline{v} + S \underline{p} \quad \text{N} \quad (5.120)$$

En procédant de manière similaire avec (5.119), on obtient

$$\underline{p} = \underline{Z}_a \underline{q} + S^{-2} \underline{Z}_m \underline{q} + S^{-1} \underline{F} \quad \text{Pa} \quad (5.121)$$

Ces deux dernières relations sont représentables par les schémas directs des figures 5.36 et 5.37 ne comprenant plus de biporte de couplage. On y trouve les impédances et les sources

$$\underline{Z}_{ma} = S^2 \underline{Z}_a \quad \Omega_m \quad (5.122)$$

$$\underline{Z}_{am} = S^{-2} \underline{Z}_m \quad \Omega_a \quad (5.123)$$

$$\underline{F}_p = S \underline{p} \quad \text{N} \quad (5.124)$$

$$\underline{p}_F = S^{-1} \underline{F} \quad \text{Pa} \quad (5.125)$$

Lorsque le schéma d'un système mécanoacoustique est inverse pour la partie mécanique et direct pour l'acoustique, les théorèmes de Norton (§ IV. 5.4.8) et Thévenin

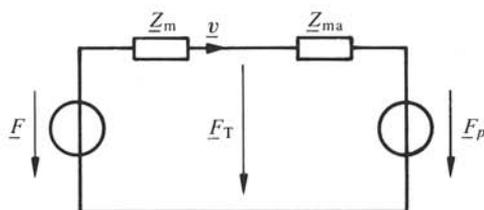


Fig. 5.36

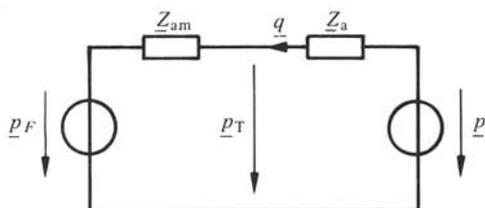


Fig. 5.37

permettent de le ramener à celui de la figure 5.38 : le couplage est représenté par un gyrateur et la partie mécanique comprend une source de force et une admittance mécanique. On fait disparaître comme précédemment le biporte et l'on est conduit d'une part au schéma mécanique inverse de la figure 5.39 et on retrouve d'autre part celui acoustique direct de la figure 5.37. Dans le premier, dual de celui de la figure 5.36, apparaît une admittance $\underline{Y}_{ma} = \underline{Z}_{ma}^{-1}$.

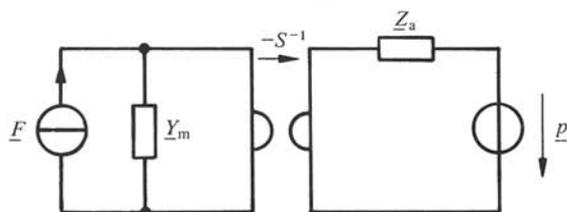


Fig. 5.38

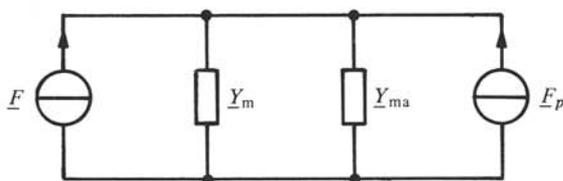


Fig. 5.39

5.4.18 Définitions

Les schémas des figures 5.36, 5.37 et 5.39 représentent un système mécanoacoustique en ne faisant intervenir que des composants et grandeurs exclusivement mécaniques ou acoustiques. De manière générale, on appelle *schéma équivalent* d'un système comprenant des parties de différentes natures, celui obtenu après suppression des biportes

de couplage et où n'interviennent plus que des grandeurs et composants d'une seule nature exclusivement.

Les grandeurs et composants *équivalents* sont ceux représentant des homologues d'autres natures. Ainsi Z_{ma} est une impédance mécanique équivalente à l'impédance acoustique Z_a . De même p_F est une source de pression acoustique équivalente à la source de force F , etc.

5.4.19 Définition : systèmes analogues

Des systèmes de nature différente sont *analogues* lorsqu'ils ont même schéma. Ainsi, le schéma de la figure 5.40 correspond à trois systèmes analogues :

- un électrique, comportant en série un générateur, une bobine et un condensateur;
- un résonateur mécanique, par exemple piston suspendu élastiquement (§ 5.2.1) ou membrane tendue (§ 5.2.23);
- un résonateur acoustique (§ 5.3.34).

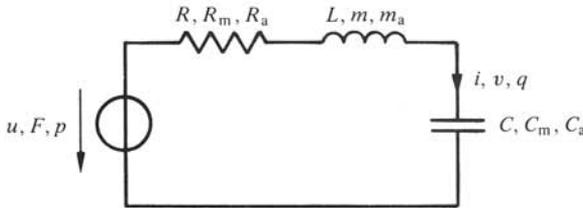


Fig. 5.40

Ayant même schéma, des systèmes analogues ont mêmes équations et les propriétés de l'un sont celles de l'autre : d'où les possibilités déjà indiquées à la section 1.6 de transposition des propriétés, du comportement, des méthodes, etc., d'un système à un autre.

5.4.20 Propriétés

Dans le cas électrique, le schéma de la figure 5.40 représente un circuit résonant série dont les propriétés sont bien connues (sect. IV. 3.5). Par la suite, particulièrement dans l'étude des transducteurs, on rencontre souvent les systèmes analogues, résonateurs mécaniques et acoustiques. Aussi est-il utile de leur transposer certaines propriétés du circuit résonant série.

La fréquence de résonance est

$$f_0 = 1/2\pi \sqrt{m C_m} \quad \text{Hz} \quad (5.126)$$

pour un résonateur mécanique (masse m suspendue par la compliance C_m) et

$$f_0 = 1/2\pi \sqrt{m_a C_a} \quad \text{Hz} \quad (5.127)$$

pour un résonateur acoustique (masse m_a associée à une compliance C_a). Les facteurs de qualité à la résonance sont

$$Q_m = \omega_0 m/R_m = 1/\omega_0 C_m R_m \quad 1 \quad (5.128)$$

$$Q_a = \omega_0 m_a/R_a = 1/\omega_0 C_a R_a \quad 1 \quad (5.129)$$

La bande passante B à demi-puissance est

$$B = f_+ - f_- = f_0/Q \quad \text{Hz} \quad (5.130)$$

où Q est le facteur de qualité électrique Q_e , mécanique Q_m ou acoustique Q_a ; f_+ et f_- sont les fréquences quadrantales pour lesquelles on a une diminution d'amplitude de $\sqrt{2}$ (-3 dB sur les niveaux) des grandeurs *dans* (I, \tilde{v} ou \tilde{q}) par rapport à leurs valeurs à f_0 , à grandeurs *entre* constantes (U, \tilde{F} ou \tilde{p}). On vérifie sans peine la relation

$$f_+ f_- = f_0^2 \quad \text{Hz}^2 \quad (5.131)$$

également valable pour f'_+ et f'_- correspondant à des valeurs opposées mais par ailleurs quelconques du désaccord ($f/f_0 - f_0/f$).

5.4.21 Définitions : contrôles

Un circuit résonant série joue souvent la fonction de filtre passe-bande élémentaire et par conséquent le domaine des fréquences utiles à considérer est pratiquement toujours celui délimité par la bande passante B . Par contre, les résonateurs mécaniques ou acoustiques sont souvent utilisés, pour des raisons qui seront explicitées dans l'étude des transducteurs, dans des domaines de fréquences situés en dessous de f_- ou en dessus de f_+ . D'après les relations (5.17) et (5.97) donnant l'impédance des résonateurs mécaniques et acoustiques, on définit :

- le *domaine du contrôle par la compliance*, $f < f_-$, pour lequel l'impédance est pratiquement celle de la compliance; par exemple $Z_m \cong (j\omega C_m)^{-1}$;
- le *domaine du contrôle par la masse*, $f > f_+$, pour lequel la masse détermine pratiquement l'impédance; par exemple $Z_m \cong j\omega m$;
- le *domaine du contrôle résistif*, $f_- \leq f \leq f_+$, dans lequel l'impédance se réduit pratiquement à la résistance; par exemple $Z_m \cong R_m$.

A grandeurs entre leurs bornes \tilde{F} ou \tilde{p} constantes en fonction de la fréquence, les résonateurs mécaniques ou acoustiques sont caractérisés par une vitesse \tilde{v} ou un débit \tilde{q} :

- proportionnels à la fréquence dans le domaine du contrôle par la compliance;
- inversement proportionnels à la fréquence dans celui du contrôle par la masse;
- pratiquement indépendants de la fréquence dans celui du contrôle résistif.

Autrement dit, dans un diagramme de Bode, les niveaux L_v ou L_q sont représentés par des droites de pente respectivement $+6$ dB/octave, -6 dB/octave et 0 dB/octave.

TRANSDUCTEURS

6.1 INTRODUCTION

6.1.1 Définitions et propriétés générales

Un *transducteur* est un dispositif recevant de l'énergie d'un ou plus systèmes ou milieux et fournissant une énergie correspondante, mais d'une autre nature, à un ou plus systèmes ou milieux. Dans cet ouvrage, l'intérêt se porte sur les *transducteurs électroacoustiques* dans lesquels il y a transformation d'énergie électrique en acoustique ou vice-versa. On s'intéresse également aux *transducteurs électromécaniques* (conversion d'énergie électrique en mécanique et vice-versa) et *magnétiques* (conversion d'énergie électrique en magnétique et vice-versa), des techniques d'enregistrement et de lecture du son. La grande majorité des transducteurs électroacoustiques fait intervenir une cascade comprenant un transducteur électromécanique et un couplage mécanoacoustique (§ 5.4.15).

Un transducteur électromécanique met en œuvre un *processus* de *conversion d'énergie*, appelé aussi *couplage électromécanique*. Un *couplage réversible* assure la conversion dans l'un ou l'autre sens. Un transducteur électromécanique est en *fonctionnement moteur* lorsqu'il convertit une énergie électrique en mécanique, et en *fonctionnement générateur* dans l'autre cas.

Un transducteur est *passif* lorsque l'énergie qu'il fournit provient exclusivement de l'énergie qu'il reçoit. Lorsqu'elle provient du moins en partie, d'une *source auxiliaire*, il est *actif*.

6.1.2 Définitions: transducteurs électroacoustiques

Les *émetteurs* principaux sont :

- les *haut-parleurs*, conçus pour rayonner une puissance acoustique dans l'air et dans le domaine audio;
 - les *écouteurs*, conçus pour être accolés étroitement à l'oreille;
 - les *projecteurs sonores*, conçus pour rayonner une puissance acoustique dans l'eau;
 - les *émetteurs d'ultrasons*, destinés à rayonner des ultrasons dans des gaz, liquides, tissus organiques, solides, etc.
- Les *récepteurs* ou *capteurs* sont :
- les *microphones*, destinés aux sons aériens, dans le domaine audio et les ultrasons jusqu'à 80 kHz environ;
 - les *laryngophones*, conçus pour être placés au contact de la gorge du locuteur, près du larynx;

- les *hydrophones*, pour les sons principalement dans l'eau, mais aussi dans d'autres liquides, dans les domaines audio et ultrasonore;
- les *capteurs d'ultrasons* dans différents milieux (gaz, liquides, solides, tissus organiques, etc.).

Dans le domaine audio, les transducteurs pour l'enregistrement mécanique par gravure d'un disque sont les *graveurs* ou *têtes d'enregistrement mécanique* et les *phonocapteurs* ou *têtes de lecture*. Ceux destinés à l'enregistrement magnétique sur bande sont des *têtes magnétiques*. Enfin, l'*audio numérique sur disque*, c'est-à-dire la technique d'enregistrement numérique, fait appel à un *lecteur optique*.

6.1.3 Contenu du chapitre

Ce chapitre est consacré aux couplages électromécaniques réversibles utilisés dans les transducteurs de l'électroacoustique. Chaque couplage est d'abord décrit en tant que processus physique, puis mis en équation et enfin modélisé par un schéma, ce qui permet d'en étudier les propriétés fondamentales. Pour certains couplages, on donne des indications sur la technologie utilisée.

La spécification des performances d'un transducteur, aussi bien au niveau du cahier des charges qu'à celui du mode d'emploi, comprend un ensemble de données, certaines spécifiques, d'autres communes à tous les types de transducteurs. Ainsi, la directivité des transducteurs émetteurs est décrite par les concepts et paramètres de la section 2.5 transposables aux transducteurs capteurs, mais pas à ceux de l'enregistrement ou de lecture du son. La suite de cette section introduit sur un plan général les principales caractéristiques entrant dans la spécification de pratiquement tous les types de transducteurs de l'électroacoustique ainsi que dans d'autres dispositifs (amplificateurs par exemple).

6.1.4 Définitions

Aux énergies entrante et sortante d'un transducteur correspondent une *grandeur d'entrée* ou *excitation* et une *grandeur de sortie* ou *réponse*.

La *fonction de transfert* est la relation mathématique donnant la réponse en fonction de l'excitation. Le plus souvent une fonction de transfert est spécifiée pour une excitation sinusoïdale d'amplitude constante mais de fréquence variable. Elle peut être établie soit par calculs, par exemple à partir d'un schéma, soit par mesures. En pratique, elle est représentée dans un diagramme de Bode par une *courbe de réponse en amplitude*, et si nécessaire pour une grandeur de champ également par une *courbe de réponse en phase*. Ces courbes dépendent des *conditions d'excitation*, de *charge* et de *fonctionnement* ou de *mesure*. Par exemple, la courbe de réponse en pression acoustique d'un haut-parleur dépend de la grandeur d'excitation (puissance, tension ou courant) et de sa valeur, de la position du point de mesure (distance et direction), des conditions de montage acoustique (sur écran, libre, sur enceinte), de l'environnement acoustique (champ libre, présence d'un sol réfléchissant, salle anéchoïque, etc.), de la température et de la pression atmosphérique.

A une fréquence particulière et dans des conditions données, la *réponse* d'un transducteur est le rapport des valeurs des grandeurs de sortie et d'entrée. Ce rapport est appelé *efficacité* lorsque la grandeur de sortie est acoustique ou mécanique, et *sensibilité* lorsqu'elle est électrique.

Une courbe de réponse (une réponse) *relative* est le niveau de réponse (la réponse) par rapport à une *réponse de référence*, à spécifier.

La *largeur de bande B* d'un transducteur est le domaine de fréquence dans lequel sa réponse est sensiblement constante, c'est-à-dire sa courbe de réponse en amplitude sensiblement une horizontale. Elle est délimitée par des *fréquences de coupure inférieure* f_- et *supérieure* f_+ , en dessous et en dessus desquelles la réponse s'écarte notablement de celle dans B . En pratique, il s'agit de préciser pour chaque application les irrégularités tolérées (ondulations, pics, creux) et les réponses relatives à f_- et f_+ (par exemple -3 ou -10 dB). On recourt à un *gabarit* délimitant le domaine dans lequel doit se trouver (cahier des charges) ou se trouve (transducteur réalisé) la courbe de réponse en amplitude.

6.1.5 Propriété : non-linéarité

La cause la plus importante et la plus significative de non-conformité d'une réponse à une excitation est certainement la non-linéarité des phénomènes et processus intervenant dans un transducteur. L'hypothèse des petits mouvements n'est en fait qu'une première approximation. Vérifiée pour de petites amplitudes des grandeurs, elle n'est qu'approchée dès qu'elles deviennent importantes.

En pratique, il n'est pas toujours possible, voir envisageable, de respecter les conditions d'un fonctionnement strictement linéaire. Pour chaque application, il s'agit de spécifier les limites admissibles des effets des non-linéarités.

La figure 6.1 donne un exemple de caractéristique non linéaire souvent rencontrée en pratique: une telle caractéristique donne la valeur instantanée d'une réponse r en fonction de celle d'une excitation e . Pour e assez petite, la caractéristique est linéaire: elle se confond avec une droite. Dès une certaine amplitude de e , elle s'en écarte par valeurs inférieures: r croît moins vite que e , il y a un phénomène de saturation progressive. On conçoit bien qu'il existe une valeur applicable maximale $\pm e_{\max}$ au-delà de

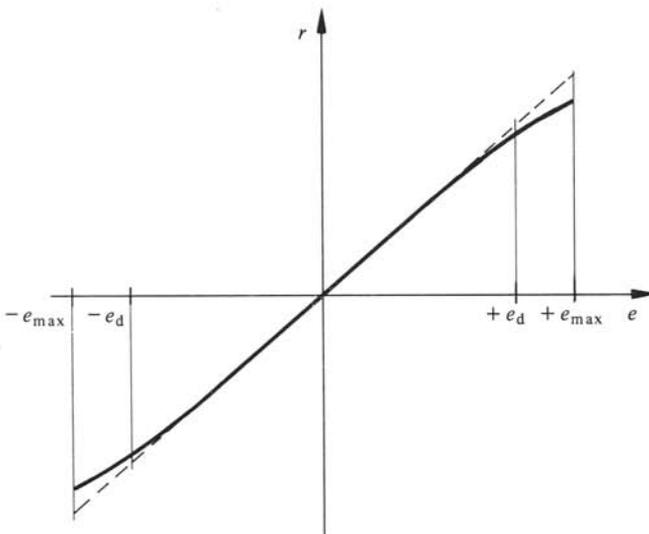


Fig. 6.1

laquelle le dispositif subit des dommages, voire est détruit. En fait, avant cette limite absolue se présente celle $\pm e_d$ au-delà de laquelle les effets de la non-linéarité ne sont plus admis eu égard l'application considérée.

Une caractéristique non linéaire est représentable dans un certain domaine par un développement en série de Taylor limité, prenant par exemple la forme

$$r = a_1 e + a_2 e^2 + a_3 e^3 \quad (6.1)$$

où r est la réponse, e l'excitation et a_1, a_2, a_3 des coefficients avec $|a_1| > |a_2|$ et $|a_3|$. Pour une excitation sinusoïdale $e = \sqrt{2}E \cos \omega t$ il vient, en faisant intervenir les relations trigonométriques donnant \cos^2 et \cos^3

$$r = a_2 E^2 + (\sqrt{2}a_1 E + (3/\sqrt{2})a_3 E^3) \cos \omega t - a_2 E^2 \cos 2\omega t + (1/\sqrt{2})a_3 E^3 \cos 3\omega t \quad (6.2)$$

On constate l'apparition d'une composante continue, d'une à pulsation double et d'une à pulsation triple. Plus généralement, la réponse r comprend, outre une composante continue, une à même pulsation ω que l'excitation, et des composantes harmoniques de pulsations $n\omega$, avec n entier.

Soit maintenant une excitation somme de deux composantes sinusoïdales de pulsations ω_1 et ω_2 . Un même calcul montre que la réponse comprend en plus des composantes continues, à ω_1 et ω_2 et leurs harmoniques, des composantes de pulsations $|\omega_1 \pm \omega_2|$, $|2\omega_1 \pm \omega_2|$, $|2\omega_2 \pm \omega_1|$, etc. Plus généralement apparaissent des composantes inharmoniques de pulsations $|m\omega_1 \pm n\omega_2|$ avec m et n entiers.

6.1.6 Définitions: distorsions

La *distorsion harmonique* est l'effet d'une non-linéarité pour une excitation sinusoïdale, consistant en des composantes harmoniques dans la réponse. Elle est explicitée par un *taux de distorsion harmonique total*, exprimant en % le rapport de la valeur efficace des composantes harmoniques à celle globale

$$d_t = 100 \cdot \left[\sum_2^n R_n^2 \right]^{1/2} / \left[\sum_1^n R_n^2 \right]^{1/2} \quad \% \quad (6.3)$$

où R_n est la valeur efficace de la composante d'ordre n . La *distorsion harmonique d'ordre n* s'exprime par un *taux* en %

$$d_n = 100 \cdot R_n / \left[\sum_1^n R_n^2 \right]^{1/2} \quad \% \quad (6.4)$$

La *distorsion d'intermodulation* est l'effet d'une non-linéarité pour une excitation somme d'une composante de fréquence élevée f_2 et d'une de fréquence basse f_1 de valeur efficace quatre fois plus grande (+12 dB). Cet effet consiste en la modulation de la composante de la réponse de fréquence f_2 à la fréquence f_1 , se manifestant par des bandes latérales de fréquences $f_2 \pm f_1, f_2 \pm 2f_1, f_2 \pm 3f_1$, etc. Le *taux de distorsion d'intermodulation total* est le rapport, en pourcentage, des valeurs efficaces de l'ensemble des bandes latérales de f_2 et de la composante de fréquence f_2 . Le *taux de distorsion d'intermodulation d'ordre 2* est le rapport des valeurs efficaces des bandes latérales de

fréquences $f_2 \pm f_1$ et de la composante de fréquence f_2 . On définit de même les taux d'ordre 3 ($f_2 \pm 2f_1$), 4 ($f_2 \pm 3f_1$) et 5 ($f_2 \pm 4f_1$).

La *distorsion par différence de fréquences* est l'effet d'une non-linéarité pour une excitation somme de deux composantes sinusoïdales de même amplitude, de fréquence f_1 et f_2 dont la différence $\Delta f = f_2 - f_1$ est spécifiée. Cet effet consiste en la présence dans la réponse de *composantes différentielles* de fréquences Δf , $(2f_2 - f_1)$, $(2f_1 - f_2)$, $(3f_1 - 2f_2)$, $(3f_2 - 2f_1)$, etc. La différence Δf est toujours bien inférieure à f_1 et f_2 .

Les distorsions harmonique, d'intermodulation et par différence de fréquences sont différentes manières d'expliciter les effets d'une non-linéarité. Elles conduisent à des méthodes de mesure spécifiques (voir par exemple la norme CEI 268). Pour permettre la

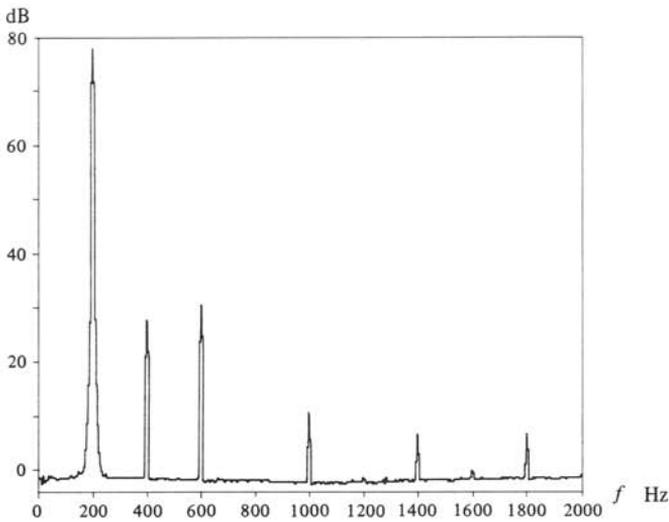


Fig. 6.2

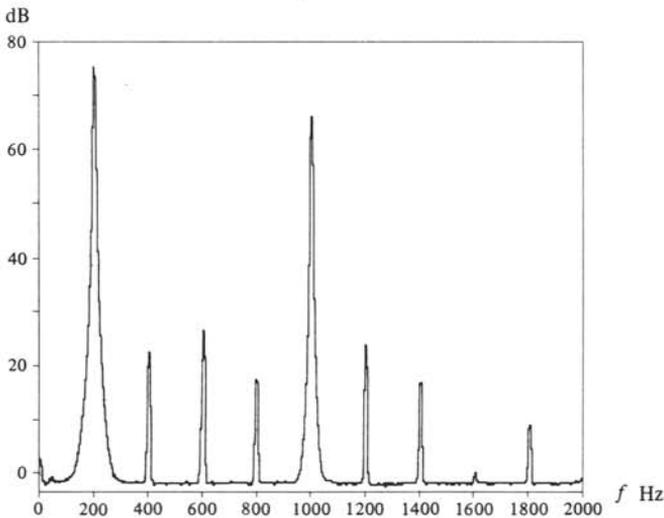


Fig. 6.3

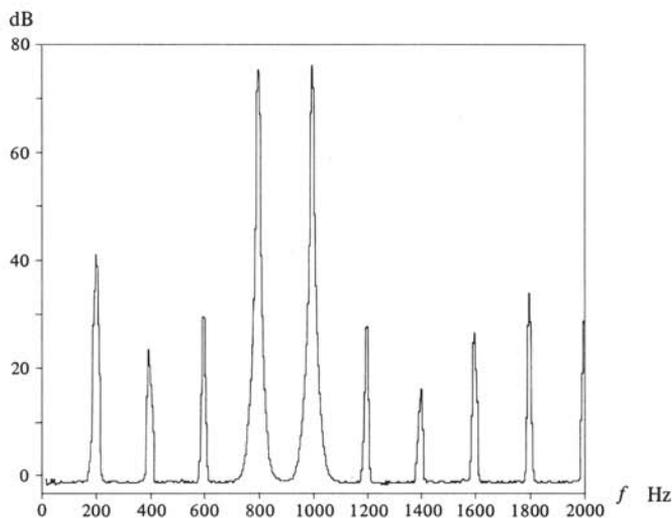


Fig. 6.4

comparaison des résultats, les excitations lors des différents essais doivent être telles que la valeur de crête de la réponse soit la même. Sur cette base, il est possible d'établir des relations entre les différents taux de distorsion. Dans les considérations précédentes, on n'a pas tenu compte de l'effet de la courbe de réponse en amplitude du transducteur (ou dispositif) sur les différentes composantes de distorsion. En particulier, il est évident que celles tombant en dehors de la largeur de bande ne sont pas à considérer. Lorsque le problème est de déterminer les coefficients a_i de (6.1) à partir de taux de distorsion mesurés, il s'agit de tenir compte de la courbe de réponse des parties du dispositif situées en aval de la non-linéarité étudiée.

Les figures 6.2 à 6.4 donnent à titre d'exemple les spectres de la réponse d'un amplificateur audio, correspondant aux distorsions harmonique ($f = 200$ Hz), d'intermodulation ($f_2 = 1000$ Hz, $f_1 = 200$ Hz) et par différence de fréquences ($f_2 = 1000$ Hz, $f_1 = 800$ Hz).

6.2 CONVERSION ÉLECTRODYNAMIQUE

6.2.1 Définition

Soit un conducteur filiforme, mobile voire déformable, parcouru par un courant i . Il est plongé dans un champ magnétique créé par un autre circuit. Un élément $d\mathbf{l}$ est caractérisé par sa vitesse \mathbf{v} et une induction \mathbf{B} . En vertu de la loi de Lenz, $d\mathbf{l}$ est le siège d'une force électromotrice

$$de = (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{l} = \mathbf{E}_1 \cdot d\mathbf{l} \quad \text{V} \quad (6.5)$$

avec \mathbf{E}_1 , champ électrique induit et subit une force magnétique selon la loi de Laplace

$$d\mathbf{F}_{\text{mag}} = i d\mathbf{l} \times \mathbf{B} \quad \text{N} \quad (6.6)$$

Ces deux équations définissent le *couplage* ou la *conversion électrodynamique*.

6.2.2 Conditions de réalisation

En électroacoustique, la mise en œuvre de la conversion électrodynamique est généralement prévue de manière à vérifier au mieux les conditions suivantes :

- le conducteur mobile est indéformable et son mouvement est vibrant rectiligne dans une direction donnée;
- la force magnétique appliquée au conducteur est dirigée selon l'axe du mouvement;
- l'induction B est uniforme en module dans toute la région de l'espace susceptible d'être occupée par le conducteur mobile dans son mouvement.

La figure 6.5 montre la disposition relative correspondante des grandeurs B , v , dF_{mag} et E_i pour un élément de conducteur dI . Le sens positif de i a été choisi tel que ceux de dF_{mag} et v coïncident. Pour réaliser la deuxième condition, la direction de B sur chaque élément du conducteur doit être déterminée selon dI : la géométrie du conducteur mobile fixe celle du champ.

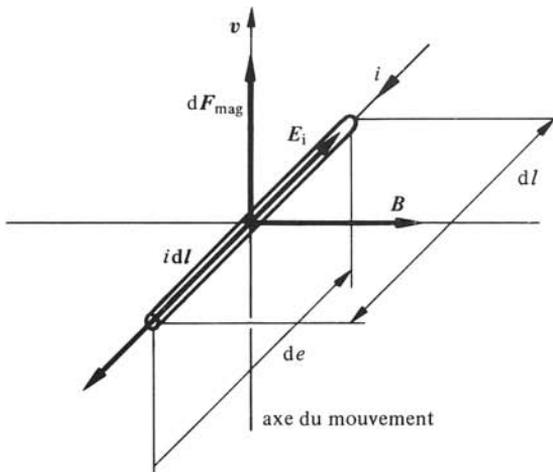


Fig. 6.5

6.2.3 Définitions: équations et coefficient de couplage

Lorsque les conditions ci-dessus sont réalisées, l'intégration de (6.5) et (6.6) sur la longueur l du conducteur mobile est immédiate. La force électromotrice e ou tension induite u_i aux bornes du conducteur vaut

$$e = u_i = \int_l de = -(Bl)v \quad \text{V} \quad (6.7)$$

Conformément à la loi de Lenz, e ou u_i s'oppose au courant i . Il est donc nécessaire d'appliquer au conducteur une tension égale et opposée $u = -e$, en plus de celle nécessaire pour y faire circuler un courant i lorsqu'il est immobile. La force magnétique sur le

conducteur mobile est

$$\mathbf{F}_{\text{mag}} = \int_l d\mathbf{F}_{\text{mag}} = (Bl) i \mathbf{n} \quad \text{N} \quad (6.8)$$

où \mathbf{n} est le vecteur unité positif selon l'axe du mouvement.

Les relations (6.7) et (6.8) sont appelées *équations du couplage électrodynamique*. Le produit (Bl) est appelé *coefficient de couplage électrodynamique*. Il s'exprime indifféremment en Vs/m, en N/A ou en T·m.

6.2.4 Exemple : transducteur à bobine mobile

En électroacoustique, la réalisation usuelle de la conversion électrodynamique met en œuvre un conducteur mobile en forme de bobine cylindrique dont l'axe est celui du mouvement (fig. 6.6). Pour que la force magnétique soit selon cet axe, l'induction \mathbf{B} doit être radiale. Pour ce faire, la bobine plonge dans un entrefer annulaire ménagé dans un circuit magnétique, constitué d'un aimant permanent et de pièces polaires. La bobine mobile est solidaire d'un système mécanique qu'elle entraîne (fonctionnement moteur) ou qui l'entraîne (fonctionnement générateur), et est reliée à un système électrique d'alimentation ou consommateur.

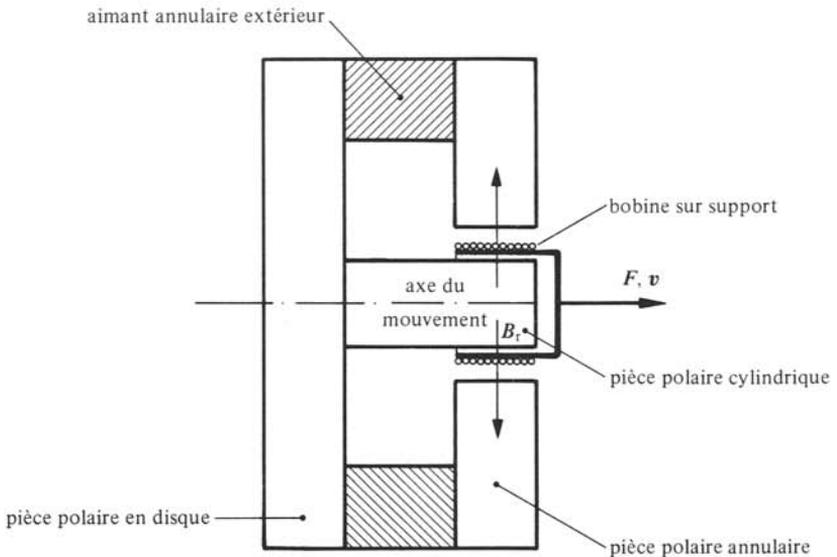


Fig. 6.6

6.2.5 Représentation des équations de couplage

En régime sinusoïdal (6.7) et (6.8) s'écrivent

$$\underline{U} = -\underline{E} = (Bl) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.9)$$

$$\underline{F}_{\text{mag}} = (Bl) \underline{I} \quad \text{N} \quad (6.10)$$

Dans un schéma, elles se représentent par un biporte T ou G (§ 5.4.2), selon que le schéma de la partie mécanique M est inverse I ou direct D, ainsi que le montre la figure 6.7. En vertu des théorèmes de Thévenin et Norton, les systèmes auxquels est relié un transducteur électrodynamique sont représentables par une source idéale de tension \underline{U}_e en série avec une impédance \underline{Z} côté électrique, et un moteur idéal de force \underline{F}_e associé à une impédance \underline{Z}_m , côté mécanique. Ainsi, la représentation la plus générale d'un système électromécanique à conversion électrodynamique sont les schémas de la figure 6.8, le premier basé sur un biporte T, le second sur un G. Les éléments propres au conducteur mobile, côtés électrique et mécanique, doivent être inclus dans \underline{Z} et \underline{Z}_m . Ainsi, la résistance représentant les pertes électriques est incorporée à \underline{Z} , de même l'inductance propre; la masse dynamique est incorporée à \underline{Z}_m , etc.

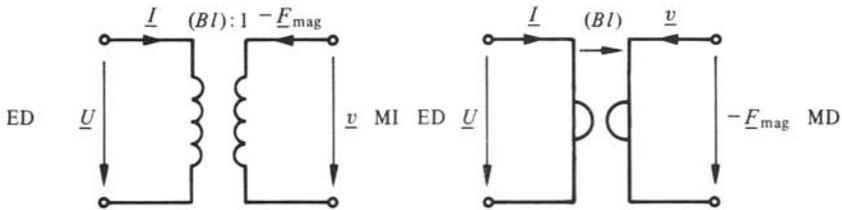


Fig. 6.7

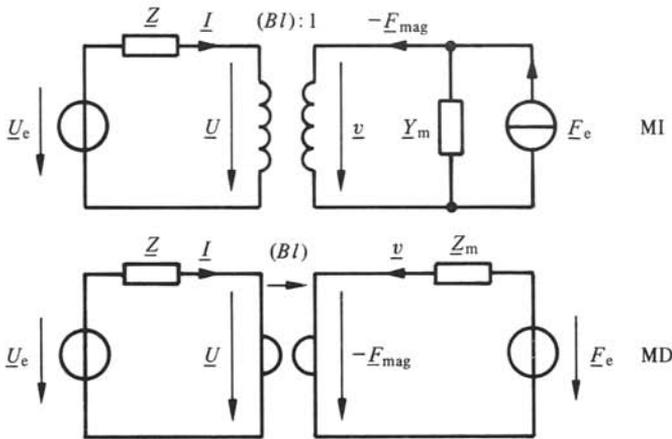


Fig. 6.8

6.2.6 Equations caractéristiques

A partir du premier schéma de la figure 6.8, on établit les équations

$$-\underline{U}_e + \underline{Z}\underline{I} + \underline{U} = 0 \quad \text{V} \quad (6.11)$$

$$\underline{F}_e + \underline{F}_{\text{mag}} - \underline{Z}_m \underline{v} = 0 \quad \text{N} \quad (6.12)$$

En tenant compte de (6.9) et (6.10), on forme les équations caractéristiques

$$\underline{U}_e = \underline{Z}\underline{I} + (Bl) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.13)$$

$$\underline{F}_e = \underline{Z}_m \underline{v} - (Bl) \underline{I} \quad \text{N} \quad (6.14)$$

On vérifie aisément que le second schéma (fig. 6.8) conduit aux mêmes équations.

Ces équations caractéristiques permettent l'étude fondamentale d'un transducteur électrodynamique quelle que soit son utilisation. En fonctionnement moteur, il n'y a pas de forces extérieures appliquées au système mécanique et $\underline{F}_e \equiv 0$. En fonctionnement générateur, il n'y a pas de source électrique extérieure et $\underline{U}_e \equiv 0$.

6.2.7 Schémas équivalents électrique et mécanique

Comme pour un système mécanoacoustique (§ 5.4.17) il est avantageux de dresser des schémas équivalents ne comprenant que des éléments et grandeurs d'une seule nature, électriques ou mécaniques, par suppression des biportes de couplage. En introduisant dans (6.13) \underline{v} selon (6.14), on trouve

$$\underline{U}_e = \underline{Z} \underline{I} + Bl (\underline{F}_e + (Bl) \underline{I}) \quad \underline{Y}_m = (\underline{Z} + \underline{Z}_{em}) \underline{I} + \underline{U}_F \quad \text{V} \quad (6.15)$$

avec $\underline{Y}_m = \underline{Z}_m^{-1}$, et où l'on a posé

$$\underline{Z}_{em} = (Bl)^2 / \underline{Z}_m = (Bl)^2 \underline{Y}_m \quad \Omega \quad (6.16)$$

$$\underline{U}_F = (Bl) \underline{Y}_m \underline{F}_e = (Bl) \underline{v}_e \quad \text{V} \quad (6.17)$$

Dans (6.15) n'interviennent que des grandeurs et éléments électriques. On en déduit le schéma équivalent électrique de la figure 6.9.

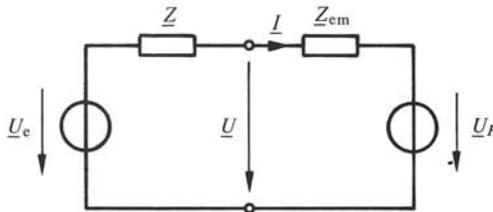


Fig. 6.9

De même en remplaçant dans (6.14) \underline{I} par sa valeur selon (6.13), on est conduit à

$$\underline{F}_e = (\underline{Z}_m + \underline{Z}_{me}) \underline{v} + \underline{F}_U \quad \text{N} \quad (6.18)$$

où l'on a

$$\underline{Z}_{me} = (Bl)^2 / \underline{Z} = (Bl)^2 \underline{Y} \quad \Omega_m \quad (6.19)$$

$$\underline{F}_U = -(Bl / \underline{Z}) \underline{U}_e = -(Bl) \underline{I}_e \quad \text{N} \quad (6.20)$$

Les schémas équivalents mécaniques direct et inverse correspondants sont donnés à la figure 6.10.

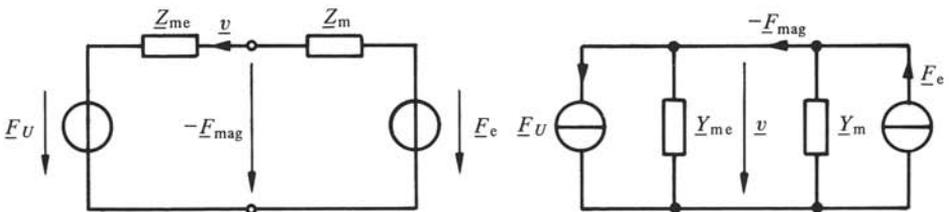


Fig. 6.10

Dans (6.17) \underline{v}_e représente la vitesse communiquée au conducteur mobile lorsqu'une force extérieure lui est appliquée à circuit électrique ouvert ($\underline{I} = 0$). Inversément dans (6.20), \underline{I}_e représente le courant dans le conducteur mobile lorsqu'une tension extérieure lui est appliquée mais qu'il est bloqué mécaniquement ($\underline{v} = 0$).

6.2.8 Définition : impédance cinétique

L'impédance \underline{Z}_{em} (6.16) joue un rôle important car elle représente côté électrique, les effets du mouvement d'un système mécanique et plus généralement, d'un système mécanoacoustique. Elle est appelée *impédance cinétique* et se généralise à tous les processus de conversion.

6.2.9 Définition : cercle cinétique

On se place en fonctionnement moteur ($\underline{F}_e \equiv 0$). Le schéma équivalent électrique devient celui de la figure 6.11. Dans la plupart des applications l'impédance mécanique a la forme

$$\underline{Z}_m = R_m + j\omega m + (1/j\omega C_m) \quad \Omega_m \quad (6.21)$$

C'est par exemple le cas lorsque le système mécanique entraîné est un résonateur. En fonction de ω , le lieu de \underline{Z}_m est une droite (fig. 6.12) coupant l'axe réel à la pulsation de résonance ω_0 (§ 5.4.20). Dans ces conditions, (6.16) montre que le lieu de \underline{Z}_{em} est à un facteur d'échelle près, l'inverse de la droite \underline{Z}_m : c'est un cercle (fig. 6.13), appelé

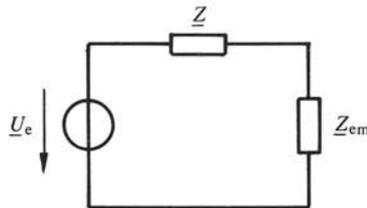


Fig. 6.11

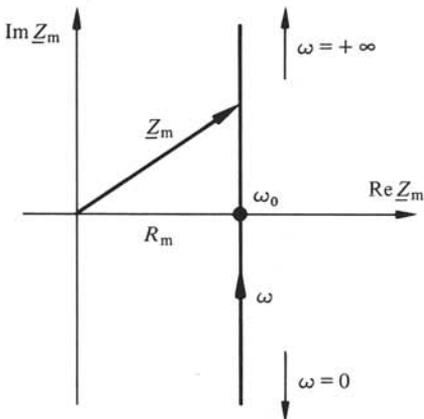


Fig. 6.12

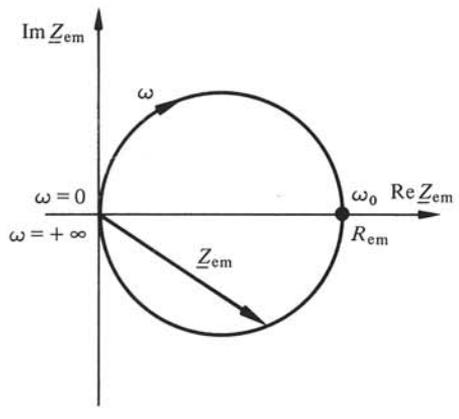


Fig. 6.13

cinétique ou de Kennelly, centré sur l'axe réel, passant par l'origine et de diamètre

$$R_{em} = (Bl)^2 / R_m = (Bl)^2 G_m \quad \Omega \quad (6.22)$$

A la résonance ω_0 , Z_{em} est réelle et maximale et vaut précisément R_{em} .

6.2.10 Représentation

Le schéma correspondant à Z_m selon (6.21) est donné dans la figure 6.14. La suppression du biporte T conduit au schéma équivalent de la figure 6.15 comprenant les éléments électriques équivalents R_{em} , défini par (6.22), L_{em} et C_{em} avec

$$L_{em} = (Bl)^2 C_m \quad \text{H} \quad (6.23)$$

$$C_{em} = m / (Bl)^2 \quad \text{F} \quad (6.24)$$

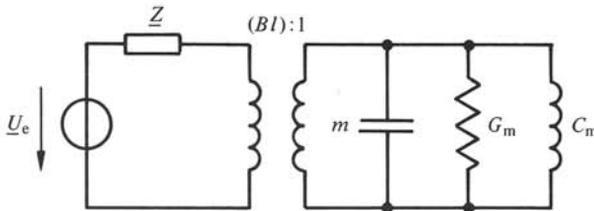


Fig. 6.14

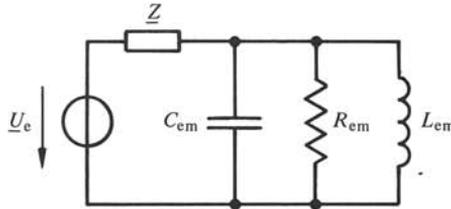


Fig. 6.15

Dans cette représentation, les éléments équivalents forment un circuit résonant parallèle et leurs valeurs sont indépendantes de la fréquence. Une représentation série est aussi possible, avec l'inconvénient d'éléments dépendant de la fréquence.

6.2.11 Propriété: inversion

La relation (6.16) montre une propriété d'inversion: Z_{em} est inversement proportionnelle à Z_m . Cette propriété résulte du fait que pour la conversion électrodynamique les grandeurs couplées sont d'une part courant et force, et d'autre part tension et vitesse.

6.3 CONVERSION ÉLECTROSTATIQUE

6.3.1 Définitions et propriétés fondamentales

La *conversion électrostatique* est basée sur les interactions entre grandeurs électriques et mécaniques dans un condensateur dont une armature est mobile.

Soit un condensateur plan (fig. 6.16) constitué d'armatures rigides, l'une fixe, l'autre suspendue sur son pourtour donc mobile, à l'instar de la plaque de la figure 5.3. La capacité du condensateur est en première approximation $C = \epsilon S/d$, où ϵ est la permittivité du diélectrique, de l'air en général, S la surface des armatures et d , leur distance. L'armature mobile est repérée par son élongation ξ dont le sens positif est celui correspondant à un rapprochement des armatures. On a

$$d(t) = d_0 - \xi(t) \quad \text{m} \quad (6.25)$$

où d_0 est la distance entre armatures au repos. En y introduisant cette valeur de $d(t)$ et sa valeur au repos C_0 , la capacité s'écrit

$$C = (\epsilon S/d_0) \cdot (d_0/d) = C_0/(1 - (\xi/d_0)) \quad \text{F} \quad (6.26)$$

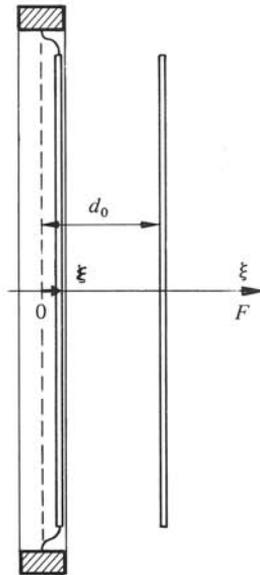


Fig. 6.16

La tension aux bornes d'un condensateur C vaut $u_c(t) = Q(t)/C(t)$ où Q est sa charge en C. Avec $C(t)$ selon (6.26), on trouve

$$u_c(t) = (1 - (\xi/d_0)) Q(t)/C_0 = Q(t)/C_0 - (C_0 d_0)^{-1} \xi(t) Q(t) \quad \text{V} \quad (6.27)$$

Le premier terme correspond au comportement au repos ($\xi \equiv 0$). Le second indique un couplage électromécanique: la tension dépend non seulement de Q , grandeur électrique mais aussi de ξ , grandeur mécanique.

En vertu de la loi de Coulomb, il existe une force électrostatique F_c entre les armatures. Elle se déduit du principe de conservation de l'énergie. Soit dW_e la variation de l'énergie électrique et δA le travail de F_c pour un déplacement élémentaire $d\xi$. La variation dW de l'énergie doit être nulle

$$dW = dW_e + \delta A = 0 \quad \text{J} \quad (6.28)$$

Avec $\delta A = F_c d\xi$, le sens positif de F_c étant celui de ξ , on trouve $dW_e = -F_c d\xi$ et

$$F_c = -\partial_\xi W_e \quad \text{N} \quad (6.29)$$

L'énergie électrique W_e d'un condensateur est $\frac{1}{2} C u_c^2$ ou $\frac{1}{2} Q^2/C$. Avec $C(t)$ selon (6.26) on trouve

$$F_c = \frac{1}{2} (C_0 d_0)^{-1} Q^2(t) \quad \text{N} \quad (6.30)$$

expression explicitant un couplage mécanoélectrique entre F_c , grandeur mécanique et Q , grandeur électrique.

Les équations (6.27) et (6.30) sont non linéaires. En effet, dans la première intervient le produit $\xi(t) Q(t)$ et dans la seconde, $Q^2(t)$. Si par exemple ces deux grandeurs varient sinusoidalement à la fréquence f , F_c et u_c comprennent des termes continus et à fréquence double $2f$. Hormis dans certains cas particuliers, ce comportement ne convient pas. Il est impératif de linéariser la conversion électrostatique.

6.3.2 Définitions: linéarisation par polarisation

Par un *dispositif de polarisation* approprié, le condensateur possède au repos une charge Q_0 . Il existe donc au repos une *tension de polarisation* $U_0 = Q_0/C_0$ entre les armatures. Lorsque l'armature est en mouvement la charge varie

$$Q(t) = Q_0 + Q_a \quad \text{C} \quad (6.31)$$

Q_a est la *charge variable*, composante variable de $Q(t)$. La polarisation est prévue de manière à ce que l'on ait toujours $\hat{Q}_a \ll Q_0$.

En faisant intervenir dans (6.27) Q selon (6.31), on trouve en première approximation

$$u_c(t) \cong U_0 + (Q_a/C_0) - (U_0/d_0) \xi \quad \text{V} \quad (6.32)$$

On ne considère que la composante variable $u_{ca}(t)$, seule intervenant dans les équations dynamiques

$$u_{ca}(t) \cong (Q_a/C_0) - (U_0/d_0) \xi \quad \text{V} \quad (6.33)$$

avec $\hat{u}_{ca} \ll U_0$ puisque $\hat{Q}_a \ll Q_0$ et $\hat{\xi} \ll d_0$, dans l'hypothèse de petits mouvements.

La force électrostatique F_c se calcule à partir de

$$Q^2(t) = (Q_0 + Q_a)^2 \cong Q_0^2 + 2Q_0 Q_a \quad \text{C}^2 \quad (6.34)$$

En introduisant cette valeur dans (6.30) on trouve

$$F_c \cong \frac{1}{2} (C_0 d_0)^{-1} (Q_0^2 + 2Q_0 Q_a) \quad \text{N} \quad (6.35)$$

La force comprend un terme statique F_{c0} et un dynamique F_{ca} . Ce dernier vaut

$$F_{ca} \cong (C_0 d_0)^{-1} Q_0 Q_a = (U_0/d_0) Q_a \quad \text{N} \quad (6.36)$$

Les relations (6.33) et (6.36) sont linéaires: la polarisation permet bien la *linéarisation* du processus, mais seulement pour de petites variations autour des conditions au repos.

6.3.3 Définitions: équations et coefficient du couplage électrostatique

Dans (6.33) et (6.36) sont introduits le courant $i = \dot{Q} = \dot{Q}_a$ et la vitesse de l'armature mobile $v = \dot{\xi}$. Elles deviennent les *équations du couplage électrostatique linéarisé*

$$u_{ca} = C_0^{-1} \int_{-\infty}^t i dt - (U_0/d_0) \int_{-\infty}^t v dt \quad \text{V} \quad (6.37)$$

$$F_{ca} = (U_0/d_0) \int_{-\infty}^t i dt \quad \text{N} \quad (6.38)$$

En régime sinusoïdal, elles s'écrivent

$$\underline{U}_{ca} = (j\omega C_0)^{-1} \underline{I} - (U_0/j\omega d_0) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.39)$$

$$\underline{F}_{ca} = (U_0/j\omega d_0) \underline{I} \quad \text{N} \quad (6.40)$$

Le facteur $(U_0/j\omega d_0)$ est le *coefficient de couplage électrostatique*. Il est imaginaire pur parce que les équations de couplage sont écrites en fonction des grandeurs caractéristiques \underline{U} , \underline{I} , \underline{F} et \underline{v} , et non plus en fonction des grandeurs effectivement couplées tension et déplacement, force et charge. De ce fait, la représentation du couplage électrostatique à l'aide d'un seul élément, biporte T ou G, est exclue (n ou r doivent être réels).

6.3.4 Equations caractéristiques

Dans le cas le plus général, le condensateur fait partie d'un système électrique et son armature mobile constitue ou est solidaire d'un système mécanique. Comme pour la conversion électrodynamique, on peut toujours écrire les équations

$$\underline{U}_e = \underline{Z} \underline{I} + \underline{U}_{ca} \quad \text{V} \quad (6.41)$$

$$\underline{F}_e + \underline{F}_{ca} = \underline{Z}_m \underline{v} \quad \text{N} \quad (6.42)$$

où \underline{U}_e et \underline{Z} représentent le système électrique et \underline{F}_e et \underline{Z}_m , le mécanique. On remarque que la force électrostatique \underline{F}_{ca} est considérée comme une force extérieure.

Dans \underline{Z}_m sont inclus les composants mécaniques de l'armature mobile, en particulier la compliance C_m de sa suspension. Lorsque cette dernière a une extrémité à vitesse nulle, ce qui est pratiquement toujours le cas, \underline{Z}_m prend la forme

$$\underline{Z}_m = \underline{Z}'_m + (j\omega C_m)^{-1} \quad \Omega_m \quad (6.43)$$

et (6.42) devient

$$\underline{F}_e = \underline{Z}'_m \underline{v} + \underline{F}_a \quad \text{N} \quad (6.44)$$

avec

$$\underline{F}_a = (j\omega C_m)^{-1} \underline{v} - \underline{F}_{ca} \quad \text{N} \quad (6.45)$$

On remarque l'analogie des relations (6.41) et (6.44).

6.3.5 Représentation du couplage électrostatique

En principe (6.39) et (6.40) définissent le couplage électrostatique linéarisé. En pratique, il est commode de substituer (6.45) à (6.40), en y tenant compte de \underline{F}_{ca} selon la seconde relation. On obtient les deux relations analogues

$$\underline{U}_{ca} = (j\omega C_0)^{-1} \underline{I} - (U_0/j\omega d_0) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.46)$$

$$\underline{F}_a = (j\omega C_m)^{-1} \underline{v} - (U_0/j\omega d_0) \underline{I} \quad \text{N} \quad (6.47)$$

Dans un schéma, ces deux équations se représentent selon l'une des quatre possibilités de la figure 6.17, comprenant un biporte T ou G. Avec un T, le schéma mécanique est direct, avec un G il est inverse. On remarque que les grandeurs de (6.46) et (6.47) ne sont pas directement couplées, mais le sont par l'intermédiaire des grandeurs \underline{I}_i et \underline{F}_i ou \underline{U}_i et \underline{v}_i . Les valeurs de $n(r)$ des biportes T (G) sont en V/N, $(-d_0/U_0 C_0)$ pour les premier et troisième schémas et $(-C_m U_0/d_0)$, pour les deuxième et quatrième.

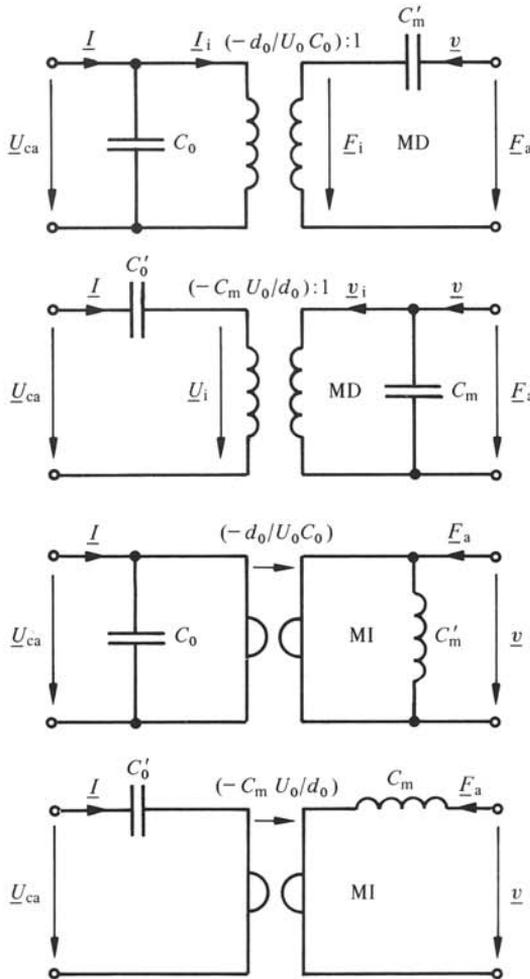


Fig. 6.17

Le premier schéma définit les équations, pour le couplage T

$$\underline{U}_{ca} = (-d_0/U_0 C_0) \underline{F}_i \quad \text{V} \quad (6.48)$$

$$\underline{I}_i = (U_0 C_0/d_0) \underline{v} \quad \text{A} \quad (6.49)$$

pour le nœud côté électrique

$$\underline{I} - (\underline{U}_{ca} \cdot j\omega C_0) - \underline{I}_i = 0 \quad \text{A} \quad (6.50)$$

et pour la maille côté mécanique

$$\underline{F}_i + (\underline{v}/j\omega C'_m) - \underline{F}_a = 0 \quad \text{N} \quad (6.51)$$

En introduisant dans (6.50) \underline{I}_i selon (6.49), on trouve une relation identique à (6.46)

$$\underline{U}_{ca} = (j\omega C_0)^{-1} \underline{I} - (U_0/j\omega d_0) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.52)$$

En introduisant dans (6.51) \underline{F}_i selon (6.48) avec \underline{U}_{ca} d'après (6.52), on obtient après développement

$$\underline{F}_a = ((C_0 C'_m (U_0/d_0)^2 + 1)/j\omega C'_m) \underline{v} - (U_0/j\omega d_0) \underline{I} \quad \text{N} \quad (6.53)$$

Cette relation est identique à (6.47) à condition de poser

$$C_m = C'_m / (C_0 C'_m (U_0/d_0)^2 + 1) \quad \text{m/N} \quad (6.54)$$

soit

$$C'_m = C_m / (1 - C_0 C_m (U_0/d_0)^2) \quad \text{m/N} \quad (6.55)$$

En conclusion, le premier schéma représente bien les équations de couplage.

Quant au deuxième schéma, sa symétrie avec le premier permet d'affirmer qu'il représente bien (6.46) et (6.47) à condition de poser

$$C'_0 = C_0 / (1 - C_0 C_m (U_0/d_0)^2) \quad \text{F} \quad (6.56)$$

Les troisième et quatrième schémas se traitent de manière similaire.

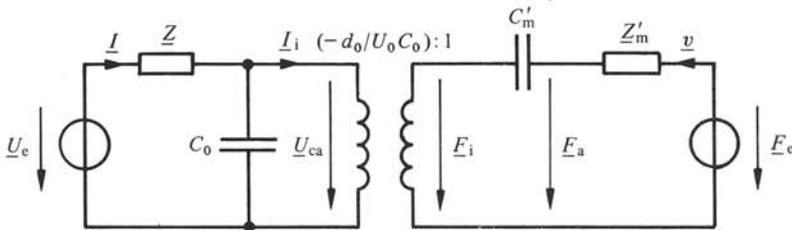


Fig. 6.18

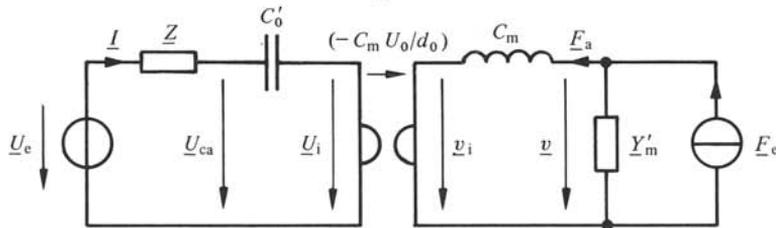


Fig. 6.19

Selon les problèmes, l'un ou l'autre des schémas de la figure 6.17 est utilisé. A titre d'exemple, les figures 6.18 et 6.19 donnent deux des quatre représentations possibles des équations caractéristiques (6.41) et (6.44).

6.3.6 Propriétés

On se place en fonctionnement moteur ($F_e \equiv 0$). Le blocage de l'armature mobile annule sa vitesse \underline{v} (cela correspond à \underline{Z}'_m infinie) et (6.46) s'écrit

$$\underline{U}_{ca} = (j\omega C_0)^{-1} \underline{I} \quad \text{V} \quad (6.57)$$

A l'inverse du blocage, on considère la situation idéalement libre pour laquelle \underline{Z}'_m est nulle. Le schéma de la figure 6.19 conduit à

$$\underline{U}_{ca} = (j\omega C'_0)^{-1} \underline{I} \quad \text{V} \quad (6.58)$$

Les relations (6.57) et (6.58) montrent que la mesure de l'impédance d'entrée ($\underline{U}_{ca}/\underline{I}$) fournit C_0 en situation de blocage et C'_0 en libre. En pratique, ces deux situations ne sont réalisables qu'approximativement. Ainsi, la situation de blocage est à peu près vérifiée lorsque la réactance ωm de la masse m entraînée est grande, soit lorsque le système mécanique est contrôlé par la masse (§ 5.4.21). Cela n'est possible que lorsque l'armature est rigide dans ce domaine de fréquences, ce qui n'est évidemment pas le cas d'une membrane tendue (§ 5.2.23). Inversement, la situation idéalement libre est à peu près obtenue lorsque le système mécanique est contrôlé par sa compliance C_m .

Les mêmes considérations en fonctionnement générateur ($\underline{U}_e \equiv 0$) montrent que la mesure de l'impédance mécanique ($\underline{F}_a/\underline{v}$) de l'armature mobile fournit C_m lorsque le système électrique est ouvert ($\underline{Z} = \infty, \underline{I} = 0$) et C'_m lorsqu'il est en court-circuit ($\underline{Z} = 0, \underline{U}_{ca} \equiv 0$). La mesure doit se faire dans le domaine du contrôle par la compliance de manière à minimiser \underline{Z}'_m (du type $R_m + j\omega m$).

6.3.7 Schémas équivalents

La suppression des biportes T ou G des schémas conduit à des schémas équivalents, électriques ou mécaniques. Comme il existe plusieurs schémas représentatifs du couplage électrostatique, plusieurs schémas équivalents sont possibles. Selon les problèmes, l'un ou l'autre est utilisé. Dans tous les cas, il faut préciser clairement les éléments équivalents en fonction de ceux des schémas initiaux.

A partir du schéma de la figure 6.18 on pose pour le couplage

$$\underline{U}_{ca} = (-d_0/U_0 C_0) \underline{F}_i \quad \text{V} \quad (6.59)$$

$$\underline{I}_i = (U_0 C_0/d_0) \underline{v} \quad \text{A} \quad (6.60)$$

et pour la maille mécanique

$$-\underline{F}_e + \underline{F}_i + \underline{v} [\underline{Z}'_m + (j\omega C'_m)^{-1}] \quad \text{N} \quad (6.61)$$

En introduisant dans (6.59) \underline{F}_i tiré de (6.61), puis \underline{v} selon (6.60), on obtient

$$\begin{aligned} \underline{U}_{ca} &= (-d_0/U_0 C_0) \underline{F}_e + (d_0/U_0 C_0)^2 [\underline{Z}'_m + (j\omega C'_m)^{-1}] \underline{I}_i \\ &= \underline{Z}_{em} \underline{I}_i + \underline{U}_F \quad \text{V} \quad (6.62) \end{aligned}$$

où \underline{U}_F est une source de tension équivalente à \underline{F}_e , valant $(-d_0/U_0 C_0) \underline{F}_e$, et \underline{Z}_{em} , l'impédance cinétique

$$\underline{Z}_{em} = (d_0/U_0 C_0)^2 \cdot [\underline{Z}'_m + (j\omega C'_m)^{-1}] \quad \Omega \quad (6.63)$$

comportant en série la capacité équivalente C'_{em} valant $C'_m/(d_0/U_0 C_0)^2$, et l'impédance \underline{Z}'_{em} valant $(d_0/U_0 C_0)^2 \underline{Z}'_m$. La figure 6.20 donne le schéma équivalent électrique correspondant.

En partant du même schéma (fig. 6.18), on obtient l'équivalent mécanique direct de la figure 6.21, où \underline{F}_U est un moteur de force idéal équivalent à la source \underline{U}_e de valeur $(-U_0 C_0/d_0) \underline{U}_e$, C_{meo} une compliancé équivalente à la capacité C_0 valant $(d_0/U_0 C_0)^2 C_0$ et \underline{Z}_{me} , une impédance équivalente à \underline{Z} , $(U_0 C_0/d_0)^2 \underline{Z}$. On arrive à ce résultat, en par-

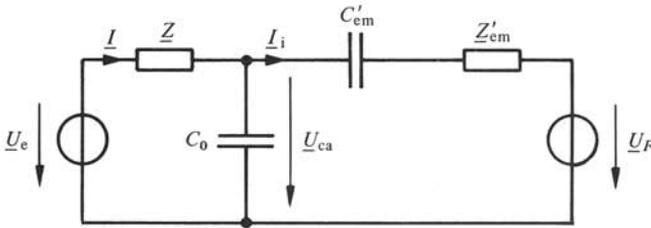


Fig. 6.20

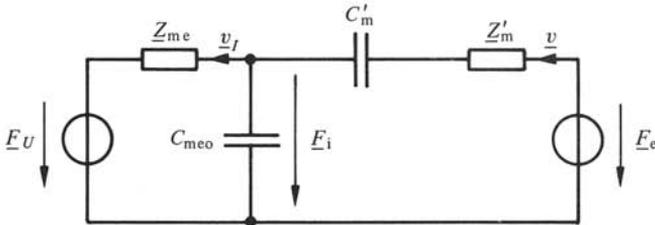


Fig. 6.21

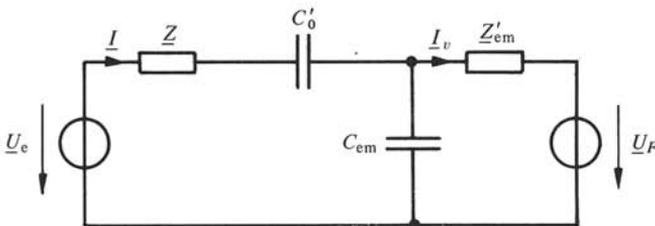


Fig. 6.22

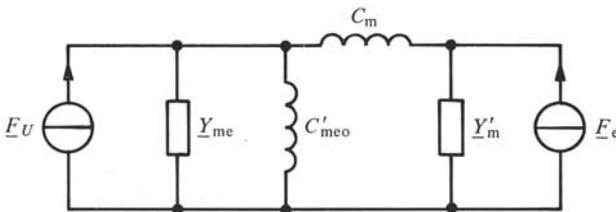


Fig. 6.23

tant à nouveau de (6.59) et (6.60) dans lesquelles on élimine \underline{U}_{ca} et \underline{I}_i à l'aide des deux équations du schéma électrique (maille et nœud). Les figures 6.22 et 6.23 donnent les schémas équivalents électrique et mécanique inverse obtenus à partir du schéma de la figure 6.19.

On observe que les schémas électriques équivalents des figures 6.20 et 6.22 n'ont pas la même topologie et par conséquent, pas les mêmes valeurs des éléments équivalents. Les schémas mécaniques des figures 6.21 et 6.23 ne sont pas directement comparables, l'un étant direct l'autre inverse. En prenant le dual de l'un, on est conduit aux mêmes observations que pour les équivalents électriques: leurs éléments équivalents ont des valeurs différentes.

6.3.8 Propriétés des impédances cinétiques

Les impédances cinétiques \underline{Z}'_{em} des figures 6.20 et 6.22 sont proportionnelles aux impédances \underline{Z}'_m , contrairement au couplage électrodynamique (§ 6.2.11). En fonctionnement moteur ($\underline{U}_F \equiv 0$), avec $\underline{Z}'_m = R_m + j\omega m$ on trouve pour le schéma de la figure 6.20

$$\underline{Z}'_{em} = R_{em} + j\omega L_{em} \quad \Omega \quad (6.64)$$

avec les valeurs

$$R_{em} = (d_0/U_0 C_0)^2 R_m \quad \Omega \quad (6.65)$$

$$L_{em} = (d_0/U_0 C_0)^2 m \quad \text{H} \quad (6.66)$$

La figure 6.24 donne le schéma équivalent électrique correspondant, à comparer avec celui du couplage électrodynamique (fig. 6.15). A la masse m du système mécanique correspond pour l'électrostatique, une inductance L_{em} selon (6.66) et pour l'électrodynamique, une capacité C_{em} selon (6.24), etc. Pour l'électrostatique, les éléments équivalents sont en série dans une branche parallèle à la capacité C_0 . Pour l'électrodynamique, leur disposition est duale.

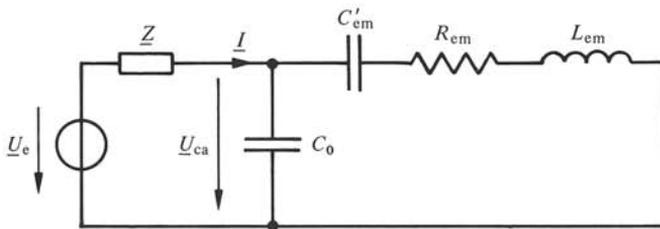


Fig. 6.24

6.3.9 Equilibre statique

La polarisation crée une force statique F_{co} entre armatures (§ 6.3.2): la mobile se rapproche de la fixe. A ce rapprochement correspond une augmentation de F_{co} , d'où nouveau rapprochement, etc. En fait, la suspension de l'armature mobile oppose à F_{co} une force de rappel et un équilibre statique est possible. Soit d_1 , la distance entre armatures sans polarisation et ξ_s , l'élongation statique avec polarisation, avec $d_1 = d_0 + \xi_s$.

A l'équilibre, la force de rappel de la compliance est égale à F_{c_0} définie par (6.35). On a

$$(\xi_s/C_m) = Q_0^2/2C_0d_0 \quad \text{N} \quad (6.67)$$

En faisant intervenir U_0 , C_0 valant $\epsilon S/d_0$, d_i et ξ_s , il vient

$$(\xi_s/C_m) = U_0^2 \epsilon S/2 (d_i - \xi_s)^2 \quad \text{N} \quad (6.68)$$

Cette équation, cubique en ξ_s , se résoud avantageusement par voie graphique. Pour cela, on l'écrit

$$\alpha (\xi_s/d_i) = (1 - (\xi_s/d_i))^{-2} \quad 1 \quad (6.69)$$

où α est le paramètre $2d_i^3/C_m U_0^2 \epsilon S$.

La figure 6.25 montre la résolution graphique de (6.69): la droite correspond au membre de gauche et la courbe à celui de droite. Leur première intersection définit la valeur (ξ_s/d_i) recherchée. Cette intersection existe pour autant que α soit supérieur à une valeur limite α_1 , pour laquelle la droite est tangente à la courbe, correspondant à un maximum théorique $(\xi_s/d_i)_{\max}$. Au point de tangence α_1 est égale à la dérivée de la courbe, soit $2(1 - (\xi_s/d_i)_{\max})^{-3}$. En écrivant (6.69) en ce point, on trouve finalement $(\xi_s/d_i)_{\max} = 1/3$ et $\alpha_1 = 6,75$.

Ainsi, la condition théorique d'équilibre statique est $\alpha > 6,75$, l'élongation statique ξ_s restant alors inférieure au tiers de la distance d_i entre armatures sans polarisation.

Pour α_1 , on a $d_i = \frac{3}{2} d_0$. En introduisant cette valeur dans la définition de α , on est conduit à

$$C_0 C_m (U_0/d_0)^2 = 1 \quad 1 \quad (6.70)$$

Dans ces conditions, C'_m (6.55) et C'_0 (6.56) deviennent infinies. En respectant la condition $\alpha > \alpha_1$, C'_m (C'_0) reste finie et supérieure à C_m (C_0). Pour $\alpha < \alpha_1$, C'_m et C'_0 deviennent négatives, ce qui manifeste bien l'instabilité.

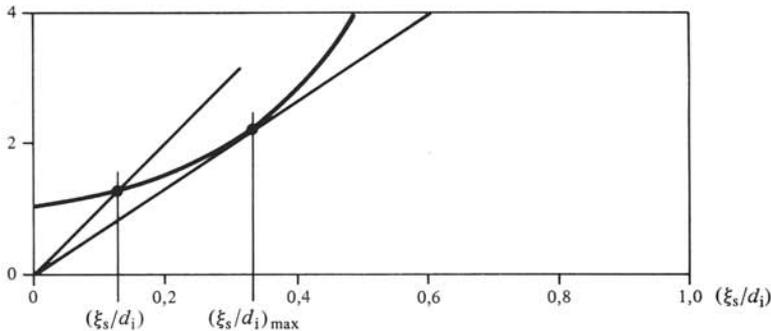


Fig. 6.25

6.3.10 Modèle

En électroacoustique, l'armature mobile des transducteurs électrostatiques est une membrane tendue, dans certains cas lâchement. Souvent de forme circulaire, elle est réalisée en un matériau métallique (duralumin) ou plastique métallisé (aluminium ou or).

On sait qu'en dessous de son fondamental, une membrane circulaire tendue est un résonateur mécanique, mais que sa déformation est parabolique (§ 5.2.23). De ce fait, les développements précédents devraient être repris en tenant compte de cette déformation. En pratique, on admet en première approximation que tout se passe comme si la membrane restait plate (rigide) et à distance d_0 telle que la capacité au repos C_0 soit égale à celle calculée pour la déformée réelle. Ce modèle est parfaitement adéquat pour l'étude dynamique d'un transducteur dans l'hypothèse de petits mouvements ($\xi \ll d_0$). Par contre, la condition d'équilibre statique est trop optimiste. Expérimentalement, on observe que la valeur maximale de (ξ_s/d_1) est de 0,2 environ [19].

6.3.11 Dispositifs de polarisation

La polarisation de linéarisation est réalisable au moyen d'une source de tension continue auxiliaire. La figure 6.26 donne le schéma de principe du dispositif le plus usuel. La capacité $C(t)$ représente le transducteur électrostatique proprement dit. La source auxiliaire est représentée par une source de tension U_0 et une résistance interne R_0 . Le circuit électrique du signal comprend en toute généralité, une source de tension $u_a(t)$ (cas d'un transducteur émetteur), une résistance R et une inductance L (souvent négligeable). Il est découplé du dispositif de polarisation par un condensateur en série C_d . Dans certaines applications, la polarisation par source auxiliaire handicape les transducteurs électrostatiques par rapport à d'autres processus de conversion. Aussi s'est-t-on tourné vers une technique de polarisation par diélectrique chargé disposé entre les armatures du condensateur.

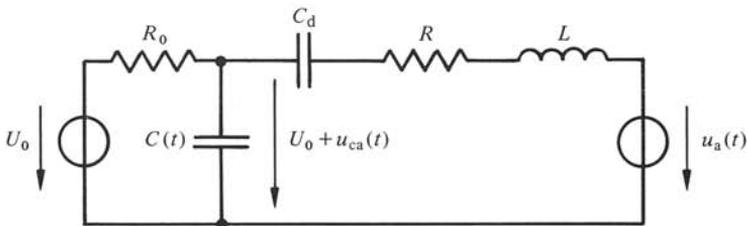


Fig. 6.26

6.3.12 Définition: électret

Un *électret* est un matériau diélectrique susceptible de conserver en permanence une polarisation électrique [24]. On peut y voir en quelque sorte l'analogue électrostatique de l'aimant permanent. Etymologiquement, électret vient du terme anglais *electret* dérivé de *magnet*. L'analogie s'arrête là ! L'électret doit ses propriétés à des charges créant un champ électrique à l'extérieur. Les électrets modernes se présentent sous forme de films minces (10 à 25 μm) de matériaux polymères.

Un *transducteur (électrostatique) à électret* est réalisé en utilisant un film électret comme armature mobile ou en déposant un tel film contre l'armature fixe. La face extérieure du film est rendue conductrice par métallisation (aluminium) ou par une couche d'élastomère conducteur.

6.3.13 Matériaux électrets

Actuellement, on utilise principalement des résines connues sous leurs désignations commerciales: Teflon et Mylar (du Pont de Nemours and Co, Inc.).

Les Teflon FEP (fluoroéthylpropylène) et PTFE (polytétrafluoroéthylène) ont les meilleures caractéristiques électriques, surtout le premier, particulièrement au point de vue de la stabilité dans le temps. Un film Teflon FEP de 10 à 25 μm a une polarisation de l'ordre de 100 à 200 $\mu\text{C}/\text{m}^2$. Dans les conditions normales, sa perte de charge est d'environ 2,5% en dix ans (après un processus de vieillissement artificiel initial); à 50°C et 90% d'humidité relative, elle est de l'ordre de 1% en cinquante jours.

Le Mylar (téréphtalate de polyéthylène) est moins bon au point de vue électrique, par contre ses propriétés mécaniques sont meilleures, particulièrement la stabilité de sa compliance mécanique, d'où son emploi pour la réalisation de membranes tendues (non polarisées).

Certains électrets sont des diélectriques possédant des dipôles électriques. Aux conditions normales, ils sont orientés aléatoirement, si bien que macroscopiquement, il n'y a pas de moment dipolaire résultant. D'autres électrets ont aussi des charges libres ou réalisées, également distribuées spatialement de manière aléatoire, donc sans effet macroscopique. Par un procédé thermoélectrique, il est possible d'aligner les dipôles et de séparer spatialement les charges libres négatives des positives, d'où polarisation, c'est-à-dire création de charges superficielles en surface du matériau. Le procédé consiste à placer le matériau entre les électrodes d'un condensateur, à le chauffer puis à lui appliquer un champ électrique intense (de l'ordre de 10^6 V/m). Pour le Teflon FEP, une température d'environ 100°C est ainsi appliquée pendant 10 minutes. Sous l'effet du champ, les charges négatives migrent vers l'électrode positive et les positives, vers la négative. De même, les charges virtuelles équivalentes aux dipôles orientés font face aux électrodes de signes opposés: la polarisation obtenue est hétéropolaire. Le champ est maintenu pendant la phase de refroidissement. De retour à la température ambiante, dipôles et charges restent figés dans leurs nouvelles positions.

Lors du processus thermoélectrique, des charges peuvent être injectées en surface du matériau (à partir des électrodes d'application du champ ou par ionisation de l'air entre ces électrodes et le matériau). La polarisation ainsi obtenue est homopolaire, les charges injectées étant du même signe que les électrodes leur faisant face. Ce type de polarisation accompagne toujours celle hétéropolaire à laquelle elle s'oppose. Pour le Teflon FEP par exemple, n'ayant pas de dipôles, la charge homopolaire prédomine largement l'hétéropolaire et détermine finalement la polarisation.

Un autre procédé consiste à injecter des charges en bombardant la surface du matériau par des électrons ou des ions. Ce procédé permet de former des électrets monopolaires, c'est-à-dire porteurs d'un seul type de charge. Son avantage est principalement de conférer une très longue durée de vie aux électrets (recombinaison des charges injectées impossible).

6.4 CONVERSION ÉLECTROMAGNÉTIQUE

6.4.1 Définitions et équations fondamentales

La *conversion électromagnétique* est basée sur les interactions entre grandeurs magnétiques et mécaniques dans un circuit magnétique à *réductance variable*.

Soit le circuit magnétique de la figure 6.27 constitué d'une partie fixe et d'une armature mobile, toutes deux en matériaux ferromagnétiques doux. La partie fixe comporte un enroulement de N spires. L'armature est suspendue élastiquement et constitue en première approximation un résonateur mécanique. Sa position est repérée par son élongation ξ dont le sens positif est celui correspondant à une diminution de l'entrefer. Soit d la distance entre armature et partie fixe et d_0 sa valeur au repos, on a

$$d(t) = d_0 - \xi(t) \quad \text{m} \quad (6.71)$$

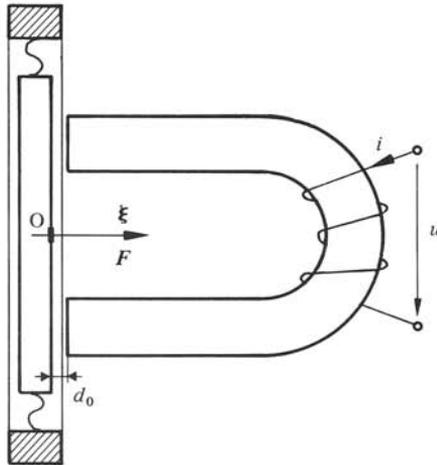


Fig. 6.27

Pour un circuit magnétique (sect. IX.1.3), on a de manière générale

$$\Theta = R_{\text{mag}} \Phi \quad \text{A} \quad (6.72)$$

avec Θ , potentiel magnétique scalaire (A), R_{mag} , réluctance du circuit (H^{-1}), et Φ , flux d'induction dans le circuit (Vs).

En première approximation, on admet que la perméabilité μ des parties ferromagnétiques du circuit est infinie. La réluctance totale est donc deux fois celle d'un entrefer R_{mge} . En considérant des tubes de flux perpendiculaires à l'armature et délimités par la section droite S de la partie fixe, on a $R_{\text{mag}} \cong 2R_{\text{mge}} \cong 2d(t)/\mu_0 S$. La réluctance dépend de la distance $d(t)$: il s'agit bien d'un dispositif à réluctance variable. Au repos $R_{\text{mgo}} = 2d_0/\mu_0 S$, d'où avec (6.71)

$$R_{\text{mag}} = \{1 - (\xi/d_0)\} R_{\text{mgo}} \quad \text{H}^{-1} \quad (6.73)$$

L'enroulement est le siège d'une tension induite $e = -\dot{\Psi} = -N\dot{\Phi}$ où Ψ est le flux totalisé. Le flux Φ est donné par (6.72) avec $\Theta = Ni$, où i est le courant dans l'enroulement. Par commodité, on introduit l'inductance L , rapport de Ψ à i , et $e = -(L\dot{i})$ avec

$$L = N^2/R_{\text{mag}} = L_0/\{1 - (\xi/d_0)\} \quad \text{H} \quad (6.74)$$

L_0 étant l'inductance au repos dite principale, $\mu_0 SN^2/2d_0$. Pour des petits mouvements ($\xi \ll d_0$), (6.74) est développée en série de Taylor dont on ne conserve que le premier

terme. On trouve finalement une tension induite

$$e \cong -L_0 \dot{i} - L_0 i (v/d_0) \quad \text{V} \quad (6.75)$$

où v est la vitesse $\dot{\xi}$ de l'armature mobile.

Le champ magnétique crée une force d'attraction F_{mag} entre armature mobile et partie fixe du circuit. Comme l'électrostatique F_c (§ 6.3.2), F_{mag} se détermine à partir du principe de conservation de l'énergie. On trouve la relation générale

$$F_{\text{mag}} = -\partial_{\xi} W_{\text{mag}} \quad \text{N} \quad (6.76)$$

où W_{mag} est l'énergie magnétique $\frac{1}{2} Li^2$ ou $\frac{1}{2} \Psi^2/L$. Avec L selon (6.74), il vient

$$F_{\text{mag}} = \frac{1}{2} (L_0 d_0)^{-1} \Psi^2(t) \quad \text{N} \quad (6.77)$$

La comparaison des énergies et forces électrostatiques et électromagnétiques montre une analogie entre C et L d'une part, Q et Ψ d'autre part. Le courant i dans L est l'homologue de la tension u aux bornes de C (§ 6.3.1).

Les équations de e (6.75) et F_{mag} (6.77) explicitent un couplage électromécanique: e dépend de v et F_{mag} de Ψ , donc du courant i . Ces équations sont non linéaires. Comme pour la conversion électrostatique, cela ne convient pas, hormis certains cas particuliers: il est nécessaire de les linéariser par une polarisation adéquate.

6.4.2 Linéarisation

Par analogie avec la conversion électrostatique, on linéarise l'électromagnétique par un flux Ψ_0 , analogue de Q_0 . On a

$$\Psi = \Psi_0 + \Psi_a \quad \text{Vs} \quad (6.78)$$

où Ψ_a est la composante variable de Ψ , avec la condition $\hat{\Psi}_a \ll \Psi_0$. Le flux Ψ_0 peut être obtenu par exemple par un courant continu I_0 dans l'enroulement, avec $\Psi_0 = L_0 I_0$. A partir de la définition $\Psi = Li$ et de (6.74), il vient

$$\Psi_a = L_0 i_a + (\Psi_0/d_0) \xi \quad \text{Vs} \quad (6.79)$$

où i_a est la composante variable du courant i , avec $\hat{i}_a \ll I_0$.

Des équations linéaires de couplage sont obtenues par des démarches similaires au cas électrostatique (§ 6.3.3). On trouve pour la tension induite

$$e = -L_0 \dot{i}_a - (\Psi_0/d_0) v \quad \text{V} \quad (6.80)$$

La force F_{mag} comprend une composante statique F_{mgo} et une dynamique F_{mga} . Cette dernière vaut

$$F_{\text{mga}} \cong (\Psi_0/d_0) i_a + (\Psi_0^2/L_0 d_0^2) \xi \quad \text{N} \quad (6.81)$$

Dans cette expression, le terme en i_a indique un couplage électromécanique et celui en ξ correspond à une force due à la polarisation. Cette force est proportionnelle à ξ et de même sens. On en rend compte en définissant une compliance mécanique équivalente de valeur négative

$$C_{\text{mo}} = -(L_0 d_0^2/\Psi_0^2) \quad \text{m/N} \quad (6.82)$$

6.4.3 Définitions : équations et coefficient du couplage électromagnétique

En régime sinusoïdal (6.80) et (6.81) deviennent les *équations du couplage*

$$\underline{E} = -j\omega L_0 \underline{I}_a - (\Psi_0/d_0) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.83)$$

$$\underline{F}_{mga} = (\Psi_0/d_0) \underline{I}_a - (j\omega C_{mo})^{-1} \underline{v} \quad \text{N} \quad (6.84)$$

Le terme (Ψ_0/d_0) ou $(L_0 I_0/d_0)$ en N/A ou en Vs/m apparaissant dans ces équations est le *coefficient de couplage électromagnétique*. Contrairement à l'électrostatique et similairement à l'électrodynamique, il est réel, les grandeurs couplées étant les grandeurs caractéristiques \underline{U} , \underline{I} , \underline{F} et \underline{v} .

6.4.4 Représentation du couplage électromagnétique

Dans un schéma, les équations du couplage linéarisé (6.83) et (6.84) se représentent par un biporte T ou G auquel sont associées une inductance L_0 et une compliance mécanique C_{mo} (fig. 6.28). La tension \underline{U} aux bornes électriques du système est égale et opposée à la tension induite \underline{E} (loi de Lenz).

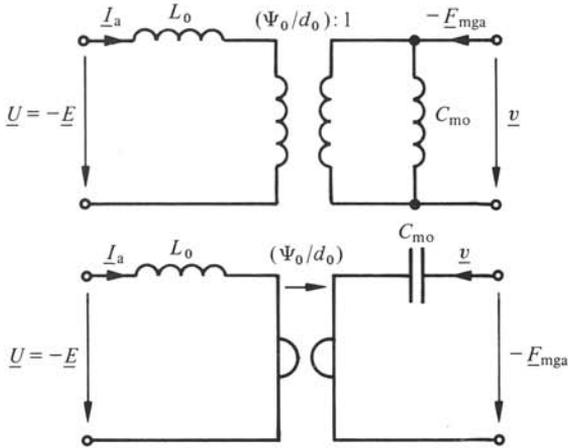


Fig. 6.28

Pour représenter les systèmes électrique d'une part et mécanique d'autre part, auxquels est relié un transducteur électromagnétique, on procède comme pour l'électrodynamique (§ 6.2.5). La figure 6.29 donne le schéma le plus général ainsi obtenu avec un biporte T. L'impédance électrique \underline{Z} inclut l'inductance principale L_0 , les pertes et l'inductance L_σ de fuite du circuit magnétique. De même l'impédance mécanique \underline{Z}_m

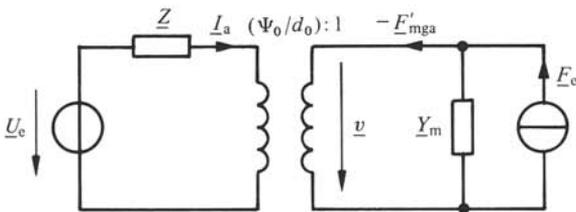


Fig. 6.29

comprend la compliance C_{m0} , les éléments propres à l'armature mobile et ceux du système mécanique solidaire de cette dernière. \underline{U}_e et \underline{F}_e représentent les actions extérieures.

Le schéma général est identique au premier obtenu pour le couplage électrodynamique (fig. 6.8). Cette propriété est évidemment aussi vérifiée si l'on fait usage d'un gyrateur (on retrouve le second schéma de la figure 6.8). Il en résulte que les propriétés du couplage électrodynamique établies à partir de ces schémas sont transposables à l'électromagnétique. En particulier, les équations caractéristiques sont

$$\underline{U}_e = \underline{Z} \underline{I}_a + (\Psi_0/d_0) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.85)$$

$$\underline{F}_e = \underline{Z}_m \underline{v} - (\Psi_0/d_0) \underline{I}_a \quad \text{N} \quad (6.86)$$

et l'impédance cinétique (§ 6.2.8) vaut

$$\underline{Z}_{em} = (\Psi_0/d_0)^2 \underline{Y}_m \quad \Omega \quad (6.87)$$

C'est précisément l'étude de l'impédance électrique d'entrée d'un écouteur téléphonique électromagnétique qui a conduit Kennelly et Pierce en 1912, aux Bell Labs., à définir l'impédance cinétique \underline{Z}_{em} et à établir ses propriétés, en particulier le cercle cinétique ou de Kennelly (§ 6.2.9).

6.4.5 Equilibre statique

Comme pour la conversion électrostatique, la polarisation Ψ_0 crée une force statique F_{mgo} tendant à rapprocher l'armature mobile de la partie fixe. Pour éviter le collage, il faut respecter une condition d'équilibre statique. Elle est la même que dans le cas électrostatique (§ 6.3.9) : il suffit de transposer le paramètre α qui vaut alors $4d_i^3/C_m I_0^2 N^2 \mu_0 S$, où C_m est la compliance mécanique de la suspension de l'armature mobile.

6.4.6 Impédance mécanique de l'armature mobile

Dans l'impédance mécanique \underline{Z}_m de l'armature mobile assimilée à un résonateur mécanique doit aussi intervenir la compliance équivalente C_{m0} traduisant l'effet de la polarisation. De manière générale, on a

$$\underline{Z}_m = R_m + j\omega m + (j\omega C_m)^{-1} + (j\omega C_{m0})^{-1} \quad \Omega_m \quad (6.88)$$

Tout se passe comme si la compliance de la suspension était augmentée et devenait $C'_m > C_m$ avec, selon (6.82)

$$C'_m = \{C_m^{-1} - (\Psi_0^2/L_0 d_0^2)\}^{-1} \quad \text{m/N} \quad (6.89)$$

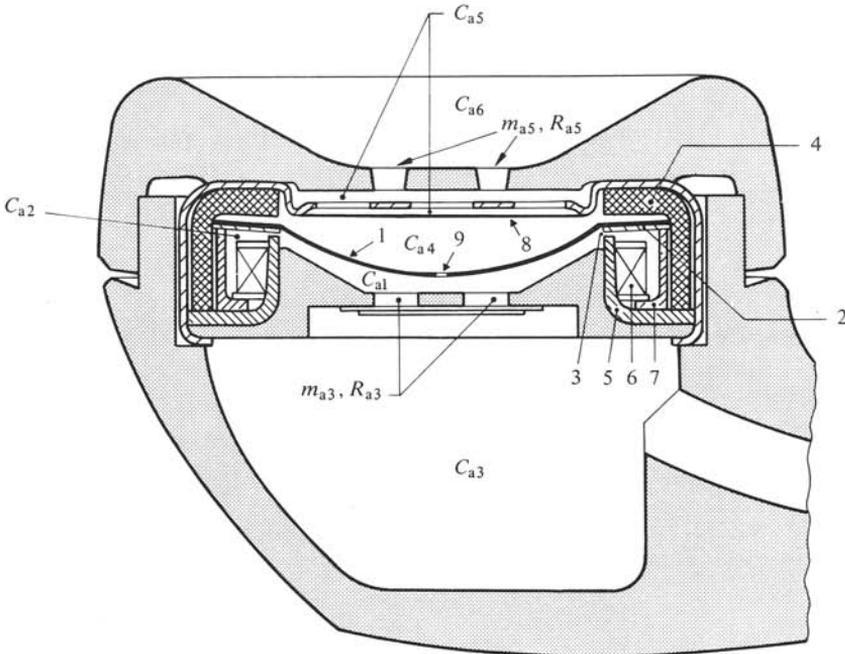
Dans certaines réalisations, l'armature mobile est un corps vibrant, par exemple une lame encastrée à une extrémité ou une plaque mince circulaire encastrée sur son pourtour. De tels dispositifs étant représentables en dessous de leur fondamental par un résonateur équivalent, on introduit dans (6.88) les valeurs adéquates des masses et compliances équivalentes. Par exemple, pour une plaque circulaire encastrée, on utilise le modèle du paragraphe 5.2.24.

6.4.7 Polarisation par un aimant permanent

Dans la plupart des transducteurs électromagnétiques, la polarisation Ψ_0 est créée par un aimant permanent inséré dans la partie fixe du circuit magnétique, voire constituant l'armature mobile (système à aimant mobile). Dans le dimensionnement d'un tel circuit, il faut vérifier que la réluctance des parties ferromagnétiques est bien négligeable par rapport à celle des entrefers (c'est la perméabilité différentielle qui intervient du fait de la polarisation). Les pertes dans le circuit magnétique (hystérésis, Foucault et traînage) sont évaluées à partir de la perméabilité relative différentielle complexe $\underline{\mu}_r$ et sont généralement représentées par une résistance R_0 en parallèle avec l'inductance principale L_0 .

6.4.8 Exemple : écouteur téléphonique

L'écouteur électromagnétique du combiné téléphonique est l'un des premiers transducteurs électroacoustiques et certainement le plus répandu. La figure 6.30 en montre une des réalisations à armature en anneau. Le système mobile est un diaphragme léger, en plastique par exemple, collé sur une armature annulaire en Permendur. Cela permet de réduire la masse du système et par là, d'élargir la largeur de bande vers le haut sans sacrifier l'efficacité. Le diaphragme étant concave et les forces magnétiques appliquées à sa périphérie, il se comporte comme un piston rigide suspendu, soit en résonateur



- | | | |
|-------------------------------|-----------------|---------------------------------|
| 1. diaphragme, | } m, C_m, R_m | 6. bobine, R_b, L_b, R_0, L_0 |
| 2. armature annulaire | | 7. support aimantique |
| 3. entrefer, m_{a2}, R_{a2} | | 8. membrane, R_{a4}, m_{a4} |
| 4. aimant | | 9. trou, m_{a1}, R_{a1} |
| 5. pièce polaire | | |

Fig. 6.30

mécanique. L'aimant en L est annulaire, de même que la bobine. La charge acoustique de l'écouteur est en première approximation une compliance acoustique C_{a6} (cavité formée par le conduit auditif et le volume de couplage du combiné). Afin d'obtenir une courbe de réponse de la pression acoustique \tilde{p}_6 la plus régulière possible et des fréquences de coupure f_- et f_+ appropriées, différents composants acoustiques sont prévus. Par exemple, la membrane poreuse (R_{a4}, m_{a4}) permet d'amortir la résonance du diaphragme; le trou (R_{a1}, m_{a1}) confère à la courbe de réponse une caractéristique en filtre passe-haut, déterminant ainsi f_- , dans le but de réduire les bruits induits aux fréquences industrielles. La figure 6.31 donne le schéma représentatif de l'écouteur. Côté électrique, R_b et R_0 représentent les pertes Joule et Foucault, L_0 et L_b sont les inductances principale et de fuite.

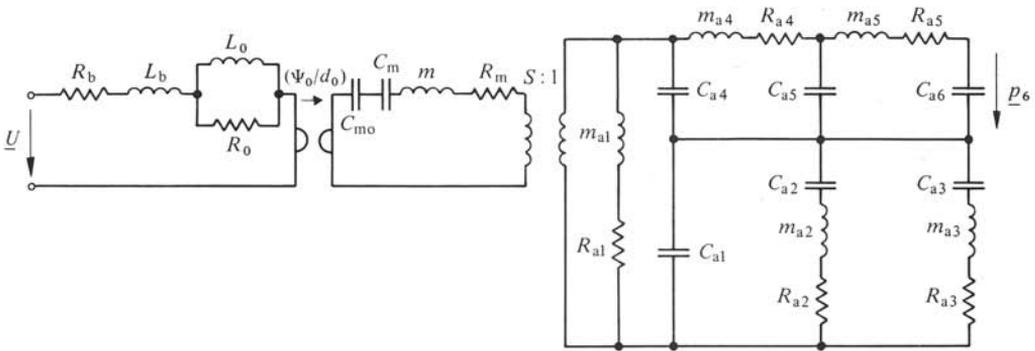


Fig. 6.31

6.5 CONVERSION MAGNÉTOSTRICTIVE

6.5.1 Définition : magnétostriction

Soumis à une induction magnétique B , certains matériaux ferromagnétiques se déforment. Réciproquement, lorsqu'ils subissent une déformation sous l'action de forces extérieures, ils sont le siège d'une variation d'induction. Ces couplages entre grandeurs magnétiques et mécaniques sont appelés *effets Joule* et *Villari*, de manière générale *magnétostriction*.

Dans un matériau ferromagnétique démagnétisé, les domaines de Weiss sont orientés aléatoirement, de sorte que statistiquement il n'y a pas d'induction résultante à l'échelle macroscopique. L'application d'un champ magnétique oriente et déforme ces domaines dans sa direction. Il en résulte une déformation de l'échantillon du matériau, laquelle peut être un allongement ou un raccourcissement ne dépendant pas du sens du champ. Réciproquement, la déformation mécanique de l'échantillon oriente les domaines de Weiss, si bien qu'il existe une induction nette à l'échelle macroscopique. Expérimentalement, on observe une loi sensiblement quadratique : un barreau soumis à une induction longitudinale uniforme B subit un allongement relatif proportionnel à B^2 par un coefficient g en T^{-2} , positif ou négatif selon le matériau.

6.5.2 Linéarisation par polarisation

Il s'agit de linéariser le phénomène par une polarisation adéquate. Elle consiste à appliquer une induction B de la forme

$$B = B_0 + B_a \quad T \quad (6.90)$$

où B_0 est une induction constante et B_a une variable, avec $\hat{B}_a \ll B_0$. On obtient B_0 soit par un enroulement parcouru par un courant I_0 , soit par aimantation permanente, par exemple de l'élément magnétostrictif. On préfère souvent constituer un circuit magnétique comprenant un aimant permanent, l'élément magnétostrictif et des pièces polaires en matériau ferromagnétique doux. La raison en est que les matériaux permettant la réalisation de bons aimants permanents sont moins intéressants au point de vue de la magnétostriction, et réciproquement. On optimise séparément les fonctions d'aimant permanent et d'élément magnétostrictif.

6.5.3 Définition : module magnétostrictif de déformation

La polarisation B_0 provoque une déformation statique de l'élément magnétostrictif. A la composante variable B_a correspond une déformation dynamique, donc un mouvement. Pour un allongement, il vient

$$\delta l/l \cong 2g B_0 B_a = g_\Delta B_a \quad 1 \quad (6.91)$$

Le coefficient g_Δ en T^{-1} est le *module magnétostrictif de déformation*. Il correspond à la pente de la caractéristique statique donnant la déformation en fonction de l'induction B_0 .

6.5.4 Constitution d'un transducteur magnétostrictif

La figure 6.32 montre la constitution de principe d'un transducteur magnétostrictif. Il comprend un barreau magnétostrictif, un aimant permanent, des pièces polaires et un enroulement parcouru par un courant i_a . Le barreau travaille en traction/compression.

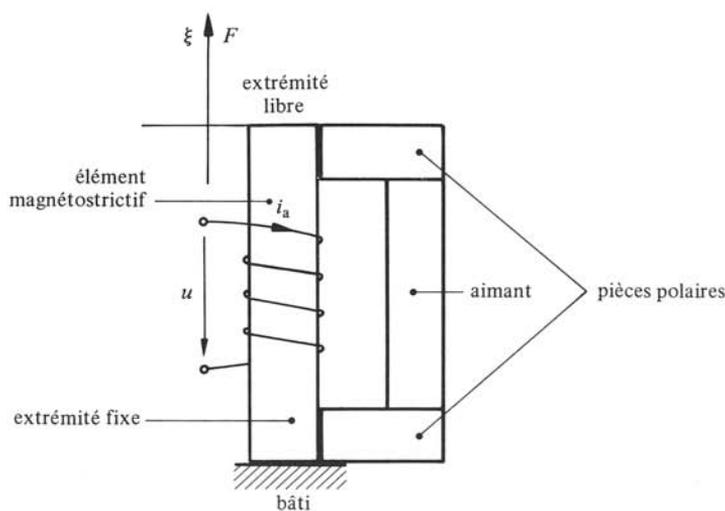


Fig. 6.32

Une de ses extrémités est fixe, l'autre libre. A sa déformation sous l'action de B_a ou d'une force extérieure appliquée, correspond un déplacement ou élongation ξ de son extrémité libre.

On considère un petit barreau, c'est-à-dire de longueur l telle que $kl \ll 1$, où k est le nombre d'onde des ondes longitudinales dans le barreau. La loi de Hooke (4.111) dans le cas particulier où $\delta l = \xi$, conduit à assimiler le barreau à une compliance C_m de valeur l/ES où E est le module d'élasticité et S , la section droite du barreau.

A cette compliance sont associées une masse équivalente m_e égale au tiers de la masse du barreau (§ 5.2.22) et une résistance mécanique R_m représentant les pertes par frottements internes: ainsi, le barreau se comporte comme un résonateur.

6.5.5 Force de magnétostriction

A la déformation ξ du barreau par application d'une induction B_a correspond une force de magnétostriction F_{ga}

$$F_{ga} = \xi/C_m = (g_\Delta l/C_m) B_a \quad \text{N} \quad (6.92)$$

L'induction B_a vaut en première approximation $(N/SR_{mag})i_a$ où R_{mag} est la réluctance totale du circuit magnétique et N , le nombre de spires de l'enroulement parcouru par le courant i_a . La force F_{ga} devient

$$F_{ga} = (g_\Delta lN/SR_{mag}C_m)i_a \quad \text{N} \quad (6.93)$$

6.5.6 Tension induite

La déformation du barreau par une force extérieure crée une induction B_{ga} proportionnelle $g'(\xi/l)$ où g' est un coefficient en T. Il en résulte une tension induite aux bornes de l'enroulement

$$e = -NS\dot{B}_{ga} = -(g'NS/l)v \quad \text{V} \quad (6.94)$$

où v est $\dot{\xi}$. En faisant apparaître la compliance C_m dans le terme entre parenthèses, il vient

$$e = -(g'N/EC_m)v \quad \text{V} \quad (6.95)$$

6.5.7 Propriétés

Les relations (6.93) de F_{ga} et (6.95) de e explicitent des couplages mécanoélectriques, mais avec des coefficients différents. On va montrer qu'ils sont égaux.

La force F_{ga} due au courant i_a fournit pendant un temps élémentaire dt un travail

$$\delta A = F_{ga} \cdot v \cdot dt = (g_\Delta lN/SR_{mag}C_m)i_a \cdot v \cdot dt \quad \text{J} \quad (6.96)$$

La variation d'énergie électrique correspondante est

$$dW_e = e i_a dt = -(g'N/EC_m)v i_a dt \quad \text{J} \quad (6.97)$$

Selon le principe de conservation de l'énergie, on doit avoir $dW = \delta A + dW_e \equiv 0$. On en déduit l'égalité des coefficients et la relation

$$g' = (El/SR_{mag})g_\Delta \quad \text{T} \quad (6.98)$$

Le coefficient g' dépend non seulement du matériau magnétostrictif utilisé, mais encore du circuit magnétique associé et de la géométrie de l'élément.

6.5.8 Définitions : équations et coefficient du couplage magnétostrictif

Compte tenu de (6.98) et de la valeur de la compliance C_m , les équations (6.95) et (6.93) s'écrivent en régime sinusoïdal

$$\underline{E} = -(g_{\Delta} EN/R_{\text{mag}}) \underline{v} \quad \text{V} \quad (6.99)$$

$$\underline{F}_{ga} = (g_{\Delta} EN/R_{\text{mag}}) \underline{I}_a \quad \text{N} \quad (6.100)$$

Le terme entre parenthèses est le *coefficient de couplage magnétostrictif*, en Vs/m ou N/A.

Les *équations du couplage magnétostrictif* sont analogues à celles de l'électrodynamique (6.9) et (6.10). Par conséquent, leurs représentations sont analogues, de même leurs équations caractéristiques et les schémas leur correspondant. Les propriétés de la conversion électrodynamique établies sur la base de ces équations et schémas, sont transposables à la conversion magnétostrictive.

6.5.9 Exemple

La figure 6.33 donne le schéma du transducteur magnétostrictif de la figure 6.32, obtenu à partir de celui du système électrodynamique (second de la figure 6.8) :

- \underline{U}_e et \underline{F}_e sont des sources d'impédances internes \underline{Z} et \underline{Z}_m , représentant les systèmes électrique et mécanique auxquels est relié le système magnétostrictif ;
- m_e , C_{me} et R_{me} sont les éléments équivalents au barreau ;
- L_0 et R_0 représentent l'inductance principale du circuit magnétique, et la résistance équivalente aux pertes électriques et magnétiques.

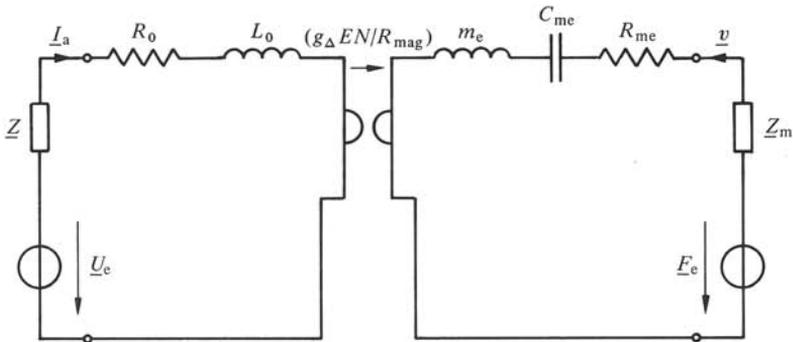


Fig. 6.33

6.5.10 Définitions : coefficient de couplage énergétique et température de Curie

Pour caractériser les matériaux magnétostrictifs et permettre la comparaison de leurs performances, on introduit le *coefficient de couplage énergétique* k_c défini par son carré, rapport de l'énergie transformée en une forme à celle totale mise en jeu, et la *température de Curie* θ_C , pour laquelle on a perte des propriétés magnétiques.

En fonctionnement moteur et en négligeant les pertes, l'énergie mécanique W_m est celle emmagasinée dans la compliance C_m et elle vaut $\frac{1}{2} C_m F_{ga}^2$. L'énergie magnétique W_{mag} totale mise en jeu est $\frac{1}{2} L_0 i_a^2$ où L_0 est l'inductance principale N^2/R_{mag} . Par définition, k_c^2 vaut W_m/W_{mag} . Le calcul conduit à

$$k_c^2 = g_{\Delta}^2 E l / S R_{mag} \quad 1 \quad (6.101)$$

Pour déterminer k_c^2 expérimentalement, on réalise un circuit magnétique dont la réluctance totale se réduit à celle de l'élément magnétostrictif, la polarisation B_0 étant assurée par un courant continu I_0 dans un enroulement séparé. Dans ces conditions, R_{mag} vaut $l/\mu_{\Delta} S$, où μ_{Δ} est la perméabilité différentielle du matériau sous l'induction B_0 . Le coefficient de couplage énergétique devient

$$k_c^2 = g_{\Delta}^2 E \mu_{\Delta} \quad 1 \quad (6.102)$$

6.5.11 Matériaux magnétostrictifs

Tous les matériaux ferromagnétiques sont peu ou prou magnétostrictifs, mais seuls certains sont intéressants techniquement. Le nickel (99,7% Ni + 0,3% Mn) est très largement utilisé, sous forme de tôles minces recuites et isolées en surface (réduction des courants de Foucault). Ses caractéristiques sont $k_c \cong 0,3$ et $\theta_C = 358^{\circ}\text{C}$. On utilise également : le Permalloy (45% Ni + 55% Fe) avec $k_c \cong 0,1$ et $\theta_C = 440^{\circ}\text{C}$; l'Alfer (13% Al + 87% Fe) avec $k_c \cong 0,25$ et $\theta_C = 500^{\circ}\text{C}$, ou l'Alcofer (12% Al + 2% Co + 86% Fe); des alliages fer et cobalt, par exemple le Vacoflux 50 (k_c de 0,25 à 0,55; θ_C de 950°C).

Certaines ferrites au manganèse-zinc sont utilisables, par exemple le Ferroxcube 7A. Leur faible k_c (de l'ordre de 0,03) et leur fragilité limitent leur emploi aux transducteurs récepteurs.

Des alliages de terres rares sont aussi envisageables, par exemple terbium, dysprosium et fer. Ils permettent des valeurs élevées de k_c (0,4 à 0,8). Ne pouvant être laminés

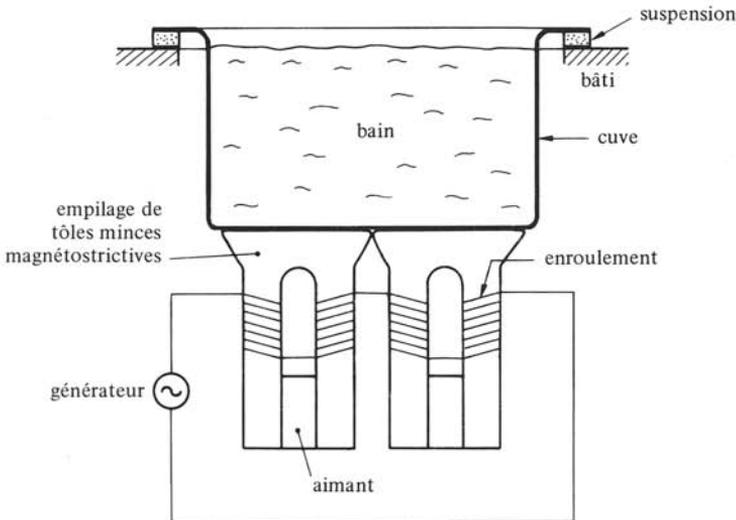


Fig. 6.34

en tôles minces, ils sont le siège d'importantes pertes par courants de Foucault. Par ailleurs, leur fabrication est délicate (alliages à grains orientés) et coûteuse. Est à l'étude l'emploi de verres métalliques, alliages amorphes d'un métal de transition (Fe ou Ni) et d'un métalloïde (Bo, Si, Co), présentant des valeurs de k_c de 0,6 à 0,86 [21].

6.5.12 Applications

De plus en plus concurrencés par les transducteurs piézoélectriques, les transducteurs à magnétostriction voient leur domaine d'applications se restreindre à l'acoustique sous-marine (projecteurs de grande puissance) et aux applications industrielles des ultrasons. On peut citer: le nettoyage ou dégraissage dans des bains, le soudage (films plastiques, contacts des dispositifs à semiconducteurs, etc.), l'usinage de pièces en verre ou céramique (perçage de trous fins, etc.). La figure 6.34 montre le principe d'une installation de nettoyage par ultrasons utilisant des transducteurs magnétostrictifs.

6.6 CONVERSION PIÉZOÉLECTRIQUE

6.6.1 Définitions: piézoélectricité et ferroélectricité

La *piézoélectricité* consiste en la déformation de certains matériaux lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique et réciproquement en leur polarisation sous l'action de contraintes mécaniques.

Des monocristaux dépourvus de centre de symétrie, tel le quartz, sont naturellement piézoélectriques. Par une polarisation appropriée, certains matériaux le deviennent. Pour les différencier des premiers, on utilise les termes *ferroélectricité* et *matériaux ferroélectriques*.

6.6.2 Description: plaquette piézoélectrique

Soit un élément d'un matériau piézoélectrique en forme de plaquette carrée (fig. 6.35). Il est soumis à des forces de traction/compression selon son épaisseur. En considérant de petites dimensions par rapport aux longueurs d'onde dans le matériau, on admet qu'il se comporte comme une compliance mécanique à l'instar du barreau magnétostrictif (§ 6.5.4). Sa face inférieure est supposée fixe, si bien que l'élongation de la face supérieure représente la déformation. Les faces sont métallisées et la plaquette constitue un condensateur plan.

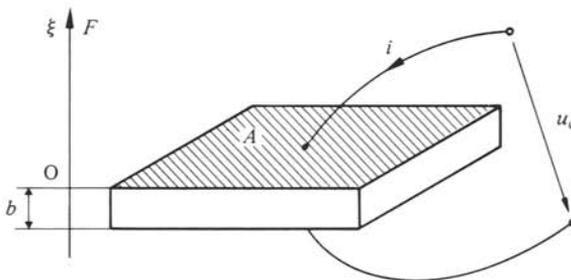


Fig. 6.35

On se propose d'établir les équations du couplage piézoélectrique dans cette situation. Pour cela les grandeurs suivantes sont introduites :

- ξ , élongation de la face supérieure définissant une vitesse $v = \dot{\xi}$;
- Q , charge électrique de l'élément définissant un courant $i = \dot{Q}$;
- u_c , tension appliquée entre armatures ;
- F_c , force de traction appliquée à l'élément.

On considère des grandeurs incrémentales, c'est-à-dire correspondant à des petites variations autour de valeurs statiques, lesquelles peuvent être nulles. Par exemple, la plaque peut être soumise à une force de compression statique à laquelle se superpose une dynamique F_c : il en résulte une élongation statique et une dynamique ξ .

6.6.3 Définitions : module piézoélectrique de charge

L'application à l'élément de la force F_c seule donne lieu à une déformation, créant des moments dipolaires, donc une polarisation électrique représentable macroscopiquement par une charge électrique Q . Dans l'hypothèse de petites déformations, le phénomène est linéaire. On a

$$Q = dF_c \qquad \text{C} \qquad (6.103)$$

où d est le module piézoélectrique de charge en C/N.

L'application de la tension u_c seule à l'élément y crée un champ électrique provoquant un état de contrainte, donc une déformation.

Si l'on admet un processus conservatif, il y a réversibilité. On a

$$\xi = du_c \qquad \text{m} \qquad (6.104)$$

où d est cette fois en m/V.

6.6.4 Définitions : équations et coefficient du couplage piézoélectrique

Lorsque l'élément est soumis simultanément à une tension u_c et une force F_c , la déformation est la somme de celles dues à u_c pour F_c nulle et à F_c pour u_c nulle. La première fait intervenir (6.104) et la seconde, la compliance de l'élément en court-circuit. De même, la charge électrique de l'élément est la somme de celles dues à F_c selon (6.103) pour u_c nulle et à u_c pour F_c nulle, faisant intervenir la capacité de l'élément en situation idéalement libre.

Les équations du couplage piézoélectrique sont alors

$$\xi = C'_m F_c + du_c \qquad \text{m} \qquad (6.105)$$

$$Q = C'_0 u_c + dF_c \qquad \text{C} \qquad (6.106)$$

où C'_m et C'_0 sont la compliance en court-circuit et la capacité libre, en adoptant la même notation que pour la conversion électrostatique (§ 6.3.6). En régime sinusoïdal elles s'écrivent

$$\underline{v} = j\omega C'_m \underline{F}_c + j\omega d \underline{U}_c \qquad \text{m/s} \qquad (6.107)$$

$$\underline{I} = j\omega C'_0 \underline{U}_c + j\omega d \underline{F}_c \qquad \text{A} \qquad (6.108)$$

Le facteur $(j\omega d)^{-1}$ est le *coefficient de couplage piézoélectrique*. Il correspond au rapport de la tension \underline{U}_c à la vitesse \underline{v} en situation libre et réciproquement, à celui de la force \underline{F}_c au courant \underline{I} en court-circuit. Il est imaginaire pur comme pour la conversion électrostatique, et pour les mêmes raisons (§ 6.3.3).

6.6.5 Représentation du couplage piézoélectrique

Dans un schéma, (6.107) et (6.108) se représentent de la même manière que les équations du couplage électrostatique (§ 6.3.5). La figure 6.36 reprend les deux schémas avec un biporte T. Le rapport n en V/N ou m/As est $(-C'_m/d)$ pour le premier et $(-d/C'_0)$ pour le second. Outre C'_0 et C'_m , interviennent la capacité C_0 en blocage ($\underline{v} = 0$) et la compliance mécanique C_m en circuit ouvert ($\underline{I} = 0$).

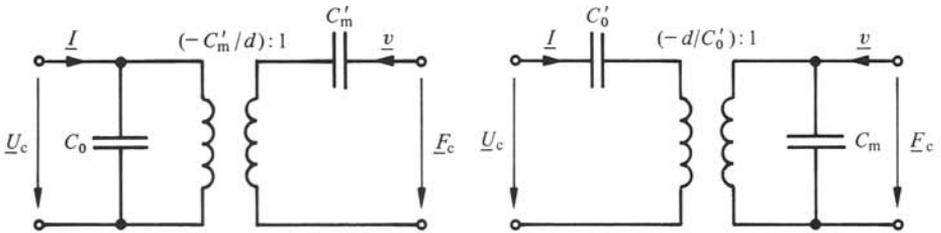


Fig. 6.36

On vérifie l'adéquation de ces schémas par des démarches similaires à celles du couplage électrostatique. Ce faisant, on établit les relations

$$C_0 = C'_0 - (d^2/C'_m) \quad \text{F} \quad (6.109)$$

$$C_m = C'_m - (d^2/C'_0) \quad \text{m/N} \quad (6.110)$$

Le terme (d^2/C'_m) représente la capacité C'_{em} équivalente à la compliance C'_m . En effet, on a

$$(d^2/C'_m) = (d/C'_m)^2 C'_m = C'_{em} \quad \text{F} \quad (6.111)$$

car $(d/C'_m)^2$ est l'inverse du carré du rapport n du biporte correspondant. De même (d^2/C'_0) est la compliance C'_{me} équivalente à C'_0 .

6.6.6 Coefficient de couplage énergétique

Comme pour la magnétostriction (§ 6.5.10), ce coefficient k_c est défini par son carré, rapport de l'énergie transformée en une forme à celle totale mise en jeu. En fonctionnement moteur et en situation idéalement libre, k_c^2 vaut W_m/W_e , où W_m est l'énergie mécanique emmagasinée dans l'élément et W_e , l'électrique totale. D'après le premier schéma de la figure 6.36, W_e vaut $\frac{1}{2} C'_0 u_c^2$. L'énergie mécanique W_m est égale à l'énergie électrique dans la capacité équivalente C'_{em} , soit $\frac{1}{2} C'_{em} u_c^2$. On en déduit, tenant compte de (6.111)

$$k_c^2 = C'_{em}/C'_0 = d^2/C'_0 C'_m \quad 1 \quad (6.112)$$

On trouve évidemment la même valeur en fonctionnement générateur en circuit ouvert.

En faisant intervenir la capacité

$$C'_0 = \epsilon' A / b \quad \text{F} \quad (6.113)$$

et la compliance

$$C'_m = b / E' A \quad \text{m/N} \quad (6.114)$$

où A est la surface de la plaquette et b son épaisseur, ϵ' la permittivité du matériau mesurée en situation libre et E' son module d'élasticité mesuré en court-circuit, on obtient

$$k_c^2 = d^2 E' / \epsilon' \quad 1 \quad (6.115)$$

Le coefficient k_c est ainsi lié à des paramètres physiques caractéristiques d'un matériau piézoélectrique. S'il est une image du rendement énergétique de la conversion, il ne donne pas encore ce rendement car ne prenant pas en compte les pertes diélectriques et mécaniques et surtout l'impédance de charge du système, mécanique ou électrique selon le cas. L'intérêt de k_c est de permettre la comparaison des performances de différents matériaux piézoélectriques. Conjointement au module d , c'est une donnée importante dans le choix d'un matériau en fonction d'une application donnée.

Avec k_c selon (6.112), la capacité C_0 (6.109) et la compliance C_m (6.110) s'écrivent

$$C_0 = C'_0 (1 - k_c^2) \quad \text{F} \quad (6.116)$$

$$C_m = C'_m (1 - k_c^2) \quad \text{m/N} \quad (6.117)$$

6.6.7 Schémas équivalents

Les schémas représentatifs des couplages électrostatique et piézoélectrique étant analogues, les propriétés établies pour le premier à partir de ces schémas sont transposables au second. C'est le cas en particulier des schémas équivalents.

A titre d'exemple, la figure 6.37 donne le schéma équivalent électrique de la plaquette piézoélectrique en fonctionnement moteur, obtenu par analogie à partir de celui de la conversion électrostatique (fig. 6.24). Les éléments en sont :

- \underline{U}_e et \underline{Z} représentant le système électrique d'alimentation;
- \underline{Z}_{em} , impédance cinétique équivalente à l'impédance mécanique \underline{Z}_m du système solidaire de la plaquette et valant $(d/C'_0)^2 \underline{Z}_m$;
- R_0 , résistance représentant les pertes diélectriques dans la plaquette; négligeables pour la conversion électrostatique (le diélectrique est de l'air), elles doivent être prises en compte pour les matériaux piézoélectriques;

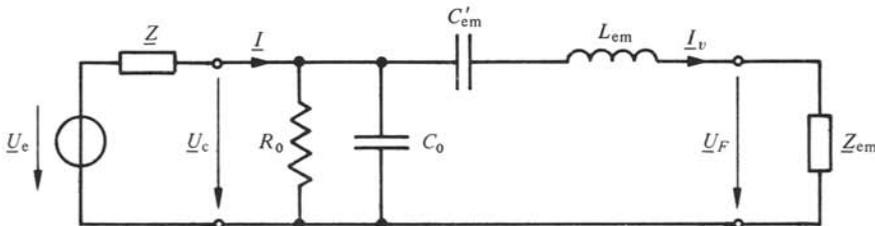


Fig. 6.37

- C_0 et C'_{em} , définis au paragraphe 6.6.5;
- L_{em} , inductance équivalente $(d/C'_0)^2 m_e$ à la masse m_e de la plaquette, laquelle vaut le tiers de la masse totale (§ 5.2.22).

Il n'est pas nécessaire d'introduire de résistance équivalente aux pertes mécaniques internes de l'élément, en général bien inférieures aux pertes diélectriques.

En pratique, ce schéma se vérifie très bien dans le domaine de fréquences en-dessous de et jusqu'au fondamental de l'élément non chargé. Dans ce domaine, un schéma plus élaboré ne se justifie guère : l'avantage en précision serait minime, au prix de sérieuses complications de calcul. Par ailleurs, la méconnaissance des valeurs précises des composants (par exemple, ceux représentant la fixation de l'élément), rend souvent illusoire un schéma plus complexe.

6.6.8 Propriété : multiplicité des modes de travail

Soumis à un champ électrique, un élément piézoélectrique subit une variation non seulement en épaisseur mais aussi en longueur, ou une déformation en cisaillement, en flexion ou en torsion. De manière générale, à chaque type de déformation correspond un module d . En choisissant comme électrodes l'une ou l'autre paire de faces parallèles de l'élément, il est possible de diriger le champ électrique dans différentes directions. On constate que les modules d en dépendent. En résumé, la déformation peut se produire dans différentes directions et de manières différentes selon la direction du champ appliqué, donc du choix des électrodes.

Réciproquement, la polarisation électrique peut se produire dans différentes directions, donc des charges apparaître sur différentes faces, et de manières différentes selon les forces appliquées à l'élément.

En pratique, selon la taille d'un matériau monocristallin piézoélectrique ou la polarisation d'un ferroélectrique et le choix des électrodes, on obtient des modes de déformation et des modules d différents. Un des problèmes est alors de spécifier complètement les propriétés d'un matériau piézoélectrique donné, de manière à permettre sa mise en œuvre dans un transducteur.

6.6.9 Définitions : grandeurs locales

Dans la description du comportement d'un élément piézoélectrique, on substitue aux grandeurs globales, des *locales* correspondantes. Ainsi, pour la plaquette de la figure 6.35, d'aire A et d'épaisseur b , toujours pour un phénomène unidirectionnel, on introduit la *déformation relative*

$$S = \xi/b \quad 1 \quad (6.118)$$

la *contrainte de traction*

$$T = F_c/A \quad \text{Pa} \quad (6.119)$$

le *champ électrique*

$$E = u_c/b \quad \text{V/m} \quad (6.120)$$

et le déplacement électrique

$$D = Q/A \quad C/m^2 \quad (6.121)$$

Avec ces grandeurs et en tenant compte de (6.113) et (6.114), (6.105) et (6.106) deviennent

$$S = s^E T + d E \quad 1 \quad (6.122)$$

$$D = \epsilon^T E + d T \quad C/m^2 \quad (6.123)$$

où s^E est le coefficient d'élasticité, inverse du module d'élasticité E' , à champ E constant (T varie seule) et $\epsilon^T = \epsilon'$, la permittivité à contrainte constante (E varie seul).

Le coefficient de couplage énergétique k_c (6.115) s'écrit

$$k_c^2 = d^2/s^E \epsilon^T \quad 1 \quad (6.124)$$

6.6.10 Définitions: modules piézoélectriques de tension et de contrainte

Soit un élément piézoélectrique en circuit ouvert: $D = 0$ dans (6.123). On en tire

$$E = -(d/\epsilon^T) T = -g T \quad V/m \quad (6.125)$$

où g est le module piézoélectrique de tension valant d/ϵ^T . Par réciprocité, on a aussi en situation libre ($T = 0$)

$$S = g D \quad 1 \quad (6.126)$$

et g s'exprime indifféremment en Vm/N ou m^2/C .

De même, pour un élément en blocage on est conduit à

$$T = -(d/s^E) E = -e E \quad N/m^2 \quad (6.127)$$

$$D = e S \quad C/m^2 \quad (6.128)$$

où e est le module piézoélectrique de contrainte valant d/s^E en N/Vm ou C/m^2 .

En introduisant e et g dans les rapports n des biportes T représentatifs du couplage (fig. 6.36), ils deviennent respectivement pour les premier et second schémas

$$n = -C'_m/d = -(b/A) e^{-1} \quad V/N \quad (6.129)$$

$$n = -d/C'_0 = -(b/A) g \quad V/N \quad (6.130)$$

Le facteur (b/A) caractérise la géométrie de l'élément, e et g les propriétés du matériau. En fonctionnement moteur, le premier schéma est préféré: la force développée en blocage est proportionnelle à e . Réciproquement, en fonctionnement générateur, le second schéma est plus avantageux: la tension à vide (circuit ouvert) est proportionnelle à g .

En faisant intervenir g ou e , (6.115) s'écrit

$$k_c^2 = dg/s^E = de/\epsilon^T \quad 1 \quad (6.131)$$

6.6.11 Désignation des grandeurs et des coefficients

Dans le cas général d'un effort appliqué quelconque, l'état de contrainte est défini par six composantes, trois en traction et trois en cisaillement. Il y correspond six défor-

mations. De même, un champ et un déplacement électriques quelconques nécessitent chacun trois composantes.

En principe, les relations entre ces composantes doivent faire intervenir quarante-cinq coefficients, soit vingt et un s^E , six ϵ^T et dix-huit d , e ou g . Fort heureusement, le nombre de coefficients indépendants est moindre, certains étant par ailleurs nuls, pour des raisons de symétrie et cela selon le matériau pour les monocristaux et la polarisation pour les ferroélectriques [4, 20].

En l'absence d'une normalisation internationale, l'usage a consacré la désignation des composantes des grandeurs et des coefficients selon un code standard de l'IEEE [22], généralement adopté par les fabricants de matériaux et d'éléments piézoélectriques.

Soit un repère de référence orthogonal d'axes 1, 2 et 3: des indices 1, 2 ou 3 indiquent les directions selon les axes 1, 2 ou 3, et des indices 4, 5 ou 6 celles tangentes aux plans 23, 31 et 12. Les composantes de S et T ont un indice de 1 à 6, celles de E et D de 1 à 3. Ainsi T_1 est une contrainte de traction selon l'axe 1 et T_5 , une de cisaillement dans le plan 31.

Pour les coefficients s et ϵ , une lettre en exposant spécifie la grandeur locale maintenue constante: E signifie à champ électrique constant (élément en court-circuit), D à déplacement électrique constant (élément en circuit ouvert), T à contrainte constante (élément idéalement libre) et S à déformation constante (élément bloqué).

Les coefficients s ont deux indices de 1 à 6 indiquant les directions des déformation et contrainte considérées. Par réciprocity on vérifie $s_{ij} = s_{ji}$. Par exemple, s_{13}^E est le coefficient élastique à E constant tel que $S_1 = s_{13}^E T_3$ ou $S_3 = s_{13}^E T_1$.

Pour la plupart des matériaux piézoélectriques, déplacement et champ électriques ont mêmes directions. Les permittivités ϵ ont deux indices identiques de 1 à 3, le second étant souvent omis. Ainsi ϵ_1^T est la permittivité à T constante telle que $D_1 = \epsilon_1^T E_1$, E_2 et E_3 étant nuls.

Les modules piézoélectriques d , g et e ont deux indices. Le premier de 1 à 3, indique la direction des composantes des grandeurs électriques; le second, de 1 à 6, celle des composantes mécaniques. Par exemple d_{14} est le module piézoélectrique tel que $S_4 = d_{14} E_1$ et $D_1 = d_{14} T_4$.

Il en est de même pour les coefficients de couplage énergétique k_c , l'indice c disparaissant. Ainsi, k_{14} est défini pour E_1 et D_1 d'une part, T_4 et S_4 d'autre part, avec $k_{14}^2 = d_{14}^2 / \epsilon_{11}^T s_{44}^E$.

Les céramiques piézoélectriques permettent la fabrication d'éléments à symétrie circulaire, tels que disques, cylindres, tubes. Par convention l'axe 3 est celui de symétrie. Les grandeurs électriques sont selon celui-ci (E_3 , D_3) et les mécaniques sont radiales dans le plan des axes 1 et 2. Le coefficient correspondant est noté k_p (de planaire).

6.6.12 Spécifications des matériaux et éléments piézoélectriques

Ces spécifications sont non seulement les paramètres précédemment définis, mais encore d'autres permettant de prévoir le comportement d'un matériau ou d'un élément dans des conditions données, tant au point de vue du couplage que des sollicitations électriques, mécaniques et thermiques. Sans entrer dans le détail des paramètres utiles, on peut citer:

- la température de Curie θ_C , au-delà de laquelle un matériau piézoélectrique

perd partiellement ou complètement ses propriétés, de manière irréversible pour les ferroélectriques (dépolérisation);

- les contraintes maximales admissibles;
- l'effet d'une précontrainte statique de compression sur les caractéristiques et la valeur maximale de celle-ci;
- les pertes diélectriques;
- le champ électrique alternatif maximum applicable (risque de dépolérisation des matériaux ferroélectriques);
- les non-linéarités à haut niveau d'excitation;
- la résistivité, la masse volumique, la conductibilité thermique, les coefficients de dilatation, etc.

6.6.13 Monocristaux piézoélectriques

La piézoélectricité naturelle de substances monocristallines est une manifestation de leur anisotropie (§ II.4.9.5). Le système d'axes orthogonal adopté pour chaque monocristal est celui défini en cristallographie ($1 \equiv x$, $2 \equiv y$, $3 \equiv z$). Un élément piézoélectrique, lame, plaquette ou barreau, est obtenu par taille dans un monocristal, ses faces étant définies par rapport aux axes. On est limité quant aux formes et types de sensibilités possibles (modes de déformation).

Le quartz (SiO_2) est la substance piézoélectrique la plus connue et est très largement utilisé non seulement en électroacoustique, mais aussi pour réaliser des capteurs de mesure et des résonateurs dans des oscillateurs ou filtres. Le monocristal de quartz est rhomboédrique à arêtes tronquées. Il possède trois axes: optique $z \equiv 3$ (symétrie ternaire), électrique $x \equiv 1$ (symétrie binaire), mécanique $y \equiv 2$ (sans symétrie). Les tailles perpendiculaires à x ou y sont appelées X et Y . Les modules piézoélectriques de charge de quartz sont tous nuls sauf d_{11} , d_{12} , d_{14} , d_{25} et d_{26} . Par raison de symétrie, on a $d_{12} = -d_{11}$, $d_{25} = -d_{14}$, $d_{26} = -2d_{11}$, si bien qu'il suffit de spécifier d_{11} et d_{14} . Le quartz ne présente pratiquement pas d'effet pyroélectrique. Dès 250°C environ, il y a une perte progressive des propriétés et leur disparition à 576°C , mais il y a réversibilité. Il a d'excellentes tenues à l'humidité et aux efforts mécaniques et un faible angle de pertes ($\text{tg}\delta \cong 0,2\%$).

Le niobate de lithium (LiNbO_3) jouit de propriétés piézoélectriques plus grandes que le quartz. Son monocristal artificiel est également rhomboédrique mais d'une autre classe et ses coefficients piézoélectriques indépendants non nuls sont d_{15} , d_{22} , d_{31} et d_{33} . Il présente une température de Curie de 1150°C et un faible angle de pertes ($\text{tg}\delta$ de l'ordre de 1% à 400°C , de 1% à 700°C pour une fréquence de 100 kHz).

Le tableau 6.38 présente certains paramètres du quartz d'après [20] et du niobate de lithium (données de Crystal Technology Inc., USA).

Le sel de Rochelle ou de Seignette, tartrate double de sodium et de potassium ($\text{C}_4\text{H}_4\text{O}_6\text{KNa} + 4\text{H}_2\text{O}$) présente un module de charge de l'ordre de 300 pC/N pour une permittivité relative de 200 à 300. Il présente deux températures de Curie, -18 et $+24^\circ\text{C}$, entre lesquelles il est piézoélectrique. Par rapport au quartz, ses tenues mécaniques et à l'humidité sont mauvaises et ses pertes, élevées ($\text{tg}\delta \cong 30$ à 60%). Ses seuls avantages sont sa sensibilité assez élevée et son faible coût, permettant son utilisation dans des situations peu critiques.

Tableau 6.38

Paramètres	Matériaux				
	Quartz	LiNbO ₃	PZT-5H	PZT-4	PVF ₂
Masse volumique ρ (kg/m ³)	2649	4640	7500	7500	1780
Coefficients d'élasticité (10^{-12} Pa ⁻¹)					
s_{11}^E	12,8	5,83	16,5	12,3	300 à 600
s_{33}^E	9,60	5,03	20,7	15,5	—
s_{12}^E	-17,9	-1,15	-4,78	-4,05	400 à 1000
s_{13}^E	-1,22	-1,45	-8,45	-5,31	—
s_{14}^E	4,50	-1,00	—	—	—
s_{44}^E	20,0	17,1	43,5	39,0	—
s_{66}^E	29,1	14,0	42,6	32,7	—
Modules piézoélectriques d (pC/N)	$(d_{11}) - 2,31$ $(d_{14}) 0,727$	$(d_{15}) 69$ $(d_{22}) 21$ $(d_{31}) - 0,8$ $(d_{33}) 6,0$	$(d_{31}) - 274$ $(d_{33}) 593$ $(d_{15}) 741$	$(d_{31}) - 123$ $(d_{33}) 289$ $(d_{15}) 496$	$(d_{31}) 23$ $(d_{33}) 21$
Permittivités relatives à 1 kHz					
$\epsilon_{11}^T / \epsilon_0$	4,52	85,2	3130	1475	—
$\epsilon_{33}^T / \epsilon_0$	4,68	28,7	3400	1300	12
Température de Curie θ_C (°C)	576	1150	193	328	~ 100
Angle de pertes à 1 kHz (‰)	0,2	< 1	20	4	15-20

Enfin, les phosphates dihydrogènes de potassium (KDP) et d'ammonium (ADP) et le sulfate de lithium (LH) [20] peuvent également être mis en œuvre, sans cependant concurrencer les céramiques ferroélectriques.

6.6.14 Céramiques ferroélectriques

Ce sont des mélanges d'oxydes, généralement à base de titanates. Ainsi, la famille des céramiques PZT (appellation commerciale de Clevite Corp.) est un mélange principalement de zirconates et de titanates de plomb. Leur ferroélectricité s'explique par des moments dipolaires dus, par exemple pour les titanates, aux positions excentrées des ions de Ti dans le réseau cristallin. Il existe une grande variété de céramiques se différenciant principalement par les modules d (de 50 à 700 pC/N), le coefficient k_c (de 0,1 à 0,8) et la température de Curie θ_C . Le choix et les proportions des composantes des mélanges, leur finesse et le processus de fabrication déterminent les propriétés.

Ces céramiques sont moulées dans diverses formes : barreaux, plaques, disques, anneaux, cylindres, tubes, etc. On forme ensuite des électrodes (métallisation par vaporisation sous vide, couche d'une peinture conductrice). Les éléments ainsi obtenus sont polarisés par application d'une tension entre électrodes à température supérieure à θ_C . Après un refroidissement contrôlé pendant lequel le champ est maintenu, l'élément est ferroélectrique. En principe, il n'y a aucune limitation quant aux formes et aux directions de polarisation des éléments céramiques, ce qui est leur grand avantage par rapport aux monocristaux. La figure 6.39 montre les formes les plus usuelles et définit leurs modes de travail et les paramètres à considérer. Par convention, l'axe 3 est dans la direction de polarisation, donc toujours normal aux électrodes. La taille maximale des éléments céramiques est de l'ordre de 10 cm. En dessus, leur coût devient prohibitif et ils sont très vulnérables aux chocs. Au besoin, on réalise des éléments multiples, par exemple par empilage de disques ou d'anneaux.

Le tableau 6.38 donne les principaux paramètres de deux céramiques PZT. La céramique PZT-5H a des d et ϵ élevés : c'est la meilleure pour la conversion mécano-électrique (microphones, phonocapteurs). Au contraire, la PZT-4 convient mieux à la conversion électromécanique grâce à sa température de Curie plus élevée, son faible angle de pertes et son excellente tenue mécanique aux fortes amplitudes de déformation (transducteurs d'émission pour sonars, équipements de nettoyage à ultrasons, etc.).

Les céramiques ferroélectriques supportent beaucoup mieux les contraintes de compression que de traction. Aussi, pour que ces dernières ne limitent pas la puissance, réalise-t-on souvent une précontrainte statique telle que, en régime sinusoïdal, la contrainte résultante lors de l'alternance de traction soit encore une compression.

Au point de vue électrique, on a les limitations suivantes :

- la valeur de crête du champ électrique doit être maintenue en dessous du champ de dépolarisation (de l'ordre de 10^6 V/m à 100°C , puis décroissant avec la température);
- les pertes augmentant avec la température, il faut prendre garde à un processus d'emballlement thermique, en déterminant la condition de stabilité;
- les risques d'arcs électriques entre les électrodes (traitement des surfaces, barrières Corona).

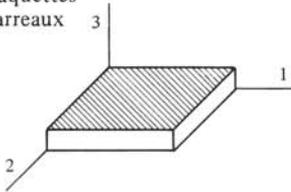
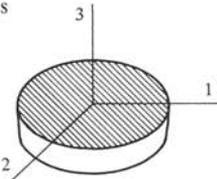
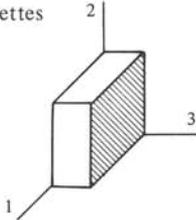
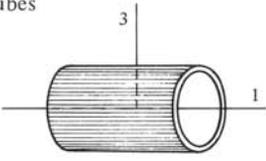
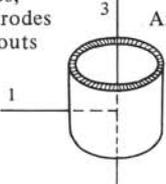
Forme	Mode de travail	Paramètres
Plaquettes Barreaux 	expansion en épaisseur	d_{33} k_{33} s_{33} ϵ_{33}
	expansion en longueur	d_{31} k_{31} s_{11} ϵ_{33}
Disques 	expansion en épaisseur	d_{33} k_{33} s_{33} ϵ_{33}
	expansion radiale	d_{31} k_p s_{11} ϵ_{33}
Plaquettes 	cisaillement	d_{36} k_{36} $s_{66} = s_{55}$ ϵ_{33}
Tubes  électrodes en surface	expansion en épaisseur	d_{33} k_{33} s_{33} ϵ_{33}
	expansion en longueur	d_{31} k_{31} s_{11} ϵ_{33}
Tubes, électrodes en bouts Anneaux 	expansion en épaisseur	d_{31} k_{31} s_{11} ϵ_{33}

Fig. 6.39

6.6.15 Polymères ferroélectriques

C'est à la fin des années 70 que fut découverte par le Japonais Kawai la forte ferroélectricité de certains polymères fluorocarbonés, particulièrement du bifluoride de polyvinylidène (PVDF ou PVF₂). Il s'agit d'un polymère semi-cristallin dont les molécules

sont structurées en longues chaînes répétant le motif CF_2CH_2 . L'origine de sa ferroélectricité est encore mal comprise, quoique l'on s'accorde généralement à penser qu'elle résulte de la polarisation de domaines cristallins [23].

Le PVF_2 est commercialisé sous forme de films minces de 6 à 110 μm , voire 510 μm , disponibles en feuilles de 50 à 500 cm^2 ou en rouleaux. Ils sont obtenus par étirement uni- ou bidirectionnels (jusqu'à 4 à 5 fois), ce processus améliorant l'uniformité des propriétés piézoélectriques. Leurs surfaces sont ensuite métallisées (Al, Ag ou Ni) et forment les électrodes. La polarisation selon l'épaisseur du film s'effectue comme pour les céramiques, mais à température plus basse (de l'ordre de 100°C). Les axes de référence se définissent comme suit : le 1 est selon l'axe de l'étirement lorsque celui-ci est unidirectionnel, le 2 lui étant transverse; pour un étirement bidirectionnel les axes 1 et 2 sont selon ces directions; l'axe 3 est selon l'épaisseur, donc normal au film.

L'étirement uniaxial a pour effet d'augmenter les modules piézoélectriques dans la direction correspondante et de pratiquement les annuler dans la transverse. Aussi pour un tel film, d_{32} et k_{32} sont-ils négligeables. Par contre un étirement bidirectionnel confère des propriétés uniformes ($d_{31} = d_{32}$). Le tableau 6.38 permet la comparaison des propriétés d'un film PVF_2 uniaxial (Kynar, Pennwalt, USA) avec les autres matériaux piézoélectriques. De manière générale, les d et k_c (jusqu'à 0,15) des PVF_2 sont plus faibles que ceux des céramiques; par contre leurs g sont plus élevés, leurs permittivités étant beaucoup plus faibles. Les avantages du film PVF_2 sont :

- une faible masse volumique et une grande souplesse leur conférant une excellente tenue aux chocs;
- la possibilité de les réaliser en grandes dimensions dans des géométries variées (planes ou non); en pratique on découpe dans des feuilles les formes adéquates, par exemple pour épouser une surface, même irrégulière;
- un champ dépolarisant très élevé (de l'ordre de 100 fois celui des céramiques);
- un coût moindre.

Ce bilan montre que les films PVF_2 se prêtent bien à la réalisation de microphones et d'hydrophones, où ils concurrencent avantageusement monocristaux et céramiques. Leur emploi dans les transducteurs d'émission se limite aux basses puissances (écouteurs).

6.6.16 Éléments piézoélectriques en sandwich

Un élément sandwich est constitué de deux plaquettes piézoélectriques minces accolées, travaillant selon le même mode de déformation, mais en sens opposé. Deux configurations sont couramment réalisées :

- poutre en flexion sur appuis simples ou encastrée à une extrémité (fig. 6.40), les composants travaillant en expansions opposées;
- plaque en torsion, avec par exemple trois coins fixes, le quatrième étant celui d'application de la force (fig. 6.41), les éléments travaillant en cisaillement opposés.

Electriquement, un élément sandwich peut se connecter en série ou en parallèle. Les bornes électriques sont : en série, les faces supérieure et inférieure; en parallèle, l'une de ces faces reliées entre elles et l'autre, la face commune des éléments. En montage série u_c est le double de celle du montage parallèle, par contre la capacité C'_0 en est le

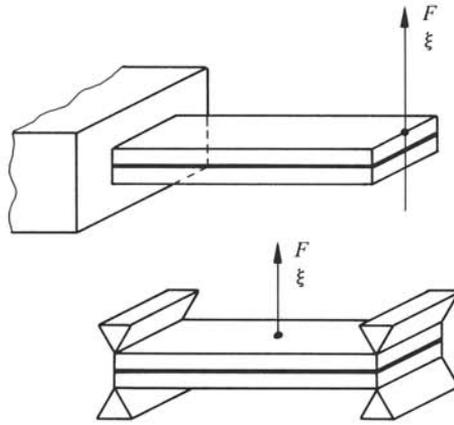


Fig. 6.40

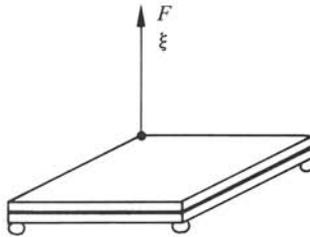


Fig. 6.41

quart. Mécaniquement, le comportement d'un élément sandwich est semblable à celui d'une lame bimétallique: ainsi pour la poutre, à de faibles expansions inverses des composants, allongement pour l'un, raccourcissement pour l'autre, correspond un grand déplacement du point d'application.

Les éléments en sandwich sont mis en œuvre lorsque de grands déplacements sont nécessaires dans un grand domaine de fréquences. Ils travaillent donc en dessous de leur fondamental et on prend comme déformée, celle statique (§ 5.2.25).

Les matériaux utilisés sont des monocristaux, des céramiques et pour les poutres, également des films PVF₂. Les sandwichs céramiques ou monocristallins sont disponibles en plusieurs dimensions (poutres: 9 à 15 mm de long, 1,3 à 1,6 de large, épaisseur de 0,5 mm). Les fabricants spécifient les valeurs des éléments des schémas représentatifs (fig. 6.36) à savoir C_0 , C'_0 , C_m , C'_m et rapports n en fonction des matériaux et des dimensions.

Pour un sandwich idéal en poutre encastree et montage série, la déflexion statique de l'extrémité libre est en fonctionnement moteur

$$\xi = 1,5 d_{31} u_c^2 l^2 / a \quad \text{m} \quad (6.132)$$

où u_c est la tension appliquée, l la longueur et a l'épaisseur totale. Pour permettre la comparaison des différents matériaux, on introduit un facteur de mérite, produit de la fréquence fondamentale (définissant la limite supérieure du domaine de fréquences) par la déflexion statique pour le champ électrique maximal applicable au matériau consi-

déré. Ce facteur est de l'ordre de $0,12$ à $0,17 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ pour les céramiques PZT et de $0,28 \text{ Hz} \cdot \text{m}$ pour les films PVF₂ [25].

Sous la désignation commerciale de multimorphes, il existe des éléments se présentant sous forme de lames en céramique piézoélectriques percées longitudinalement d'un certain nombre de trous dont les parois sont recouvertes de graphite, donc conductrices (fig. 6.42). Les faces supérieure et inférieure constituent les électrodes. Un tel élément a le comportement d'un sandwich.

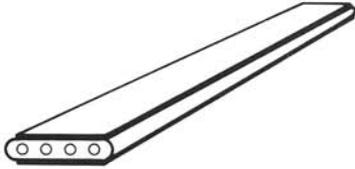


Fig. 6.42

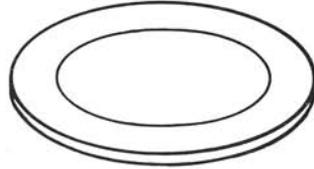


Fig. 6.43

On réalise également des disques sandwichs en céramique (fig. 6.43), les polarisations des éléments étant opposées. Les dimensions sont, par exemple : épaisseur totale $320 \mu\text{m}$, diamètre 15 mm . Électriquement le montage est série, aussi n'est-il pas nécessaire d'avoir accès à l'interface. Les faces extérieures sont métallisées par vaporisation, sur environ la moitié de leur surface. De tels disques sont utilisés comme diaphragmes de microphones, écouteurs, etc. Leur pourtour est sur appui ou encastré. Sont aussi réalisés, des disques métalliques minces sur les faces desquels sont collées une ou deux pastilles minces de céramiques piézoélectriques.

Les éléments sandwich sont de mise en œuvre délicate. La précision du point d'application est critique, ainsi que les conditions de fixation (encastrement ou appuis). Les liaisons électriques aux électrodes doivent être sûres et flexibles, et ne pas perturber le fonctionnement mécanique de l'élément.

6.6.17 Résonateurs piézoélectriques

Certains transducteurs, particulièrement pour les ultrasons, mettent en œuvre un élément piézoélectrique travaillant en corps vibrant sur une fréquence propre, le plus souvent le fondamental. On rencontre ainsi des barreaux, des anneaux, des plaques circulaires, etc.. Leur étude s'effectue comme celle des corps vibrants (sect. 4.5), mais en tenant compte du couplage piézoélectrique. Les calculs sont effectués en termes des grandeurs locales. Les conditions aux limites sont d'une part mécaniques, par exemple extrémités libres, bloquées ou chargées par des impédances mécaniques Z_m et d'autre part, électriques sur les électrodes.

Les matériaux piézoélectriques sont en fait anisotropes. L'étude de la propagation d'ondes dans de tels milieux est extrêmement complexe. C'est pourquoi, on part souvent de l'hypothèse simplificatrice d'un milieu isotrope, suffisante dans la plupart des applications.

Soit un élément piézoélectrique en forme de barreau long et mince. On considère qu'il est polarisé selon son épaisseur (axe 3) et qu'il est le siège d'ondes longitudinales selon l'axe 1 (fig. 6.44). Les équations de couplage (6.122) et (6.123) s'écrivent en

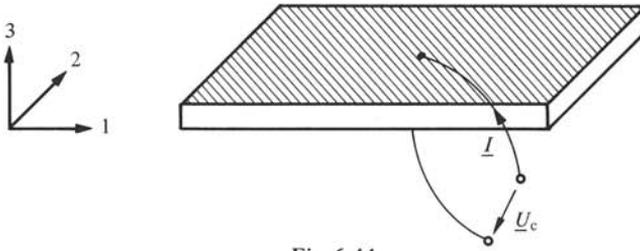


Fig. 6.44

régime sinusoïdal

$$\underline{S}_1 = s_{11}^E \underline{T}_1 + d_{31} \underline{E}_3 \quad 1 \quad (6.133)$$

$$\underline{D}_3 = d_{31} \underline{T}_1 + \epsilon_{33}^T \underline{E}_3 \quad \text{C/m}^2 \quad (6.134)$$

La loi de Newton (4.117) devient

$$\partial_1 \underline{T}_1 = \rho \omega^2 \underline{\xi}_1 \quad \text{Pa/m} \quad (6.135)$$

où $\underline{\xi}_1$ est l'élongation selon l'axe 1. L'allongement relatif \underline{S}_1 est, d'après la loi de Hooke (4.118) égal à $\partial_1 \underline{\xi}_1$.

A partir de ces équations, on démontre [20] que le barreau est représentable par le schéma de la figure 6.45 où \underline{Z}_{m1} et \underline{Z}_{m2} sont les impédances mécaniques de charge aux extrémités du barreau, Z_c l'impédance caractéristique selon (4.122) et l , la longueur du barreau.

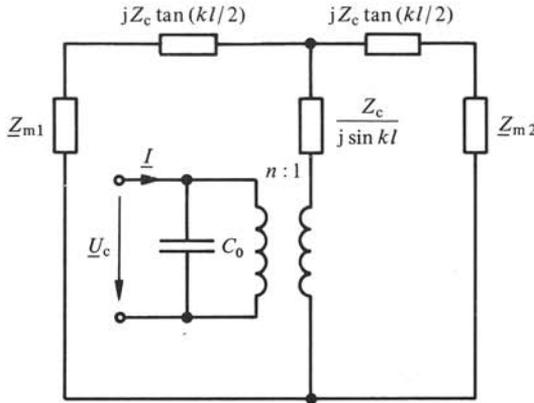


Fig. 6.45

6.6.18 Exemple : projecteur sonore piézoélectrique

La figure 6.46 montre la constitution de principe d'un projecteur sonore piézoélectrique. Il comprend un empilage de 4 anneaux de céramique (par exemple PZT-4), dont la hauteur totale est 80 mm et le diamètre extérieur 77 mm. La fréquence de travail prévue 5 kHz se situe bien au-dessous du fondamental de l'empilage, lequel est alors contrôlé par sa compliance. Grâce à une masse arrière en acier, l'ensemble résonne à la fréquence de travail. L'élément rayonnant est un piston carré en aluminium. L'assem-

blage est réalisé avec précontrainte. L'étanchéité est assurée par des enveloppes en néoprène dont les propriétés acoustiques sont très voisines de celles de l'eau, ce qui permet une transmission totale (§ 3.3.8).

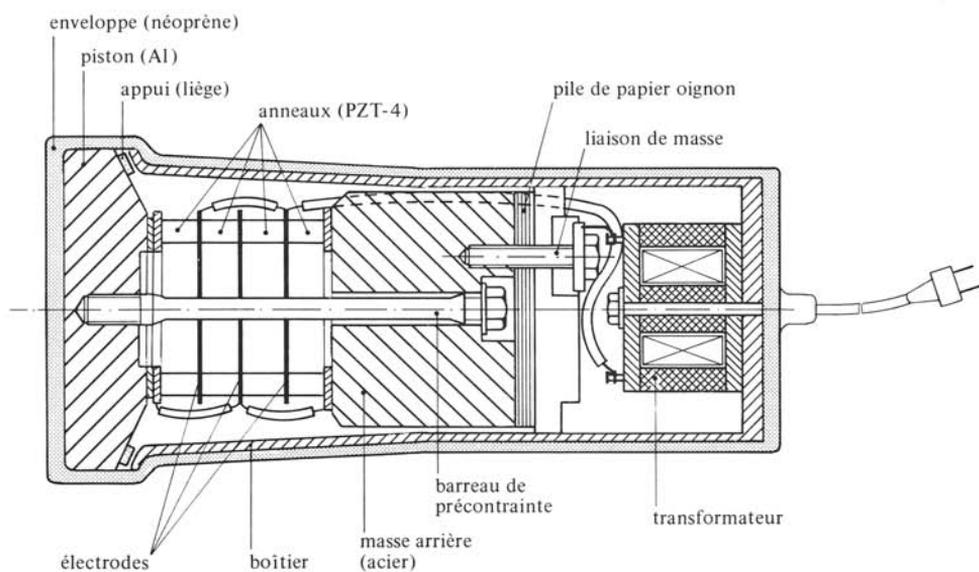


Fig. 6.46

HAUT-PARLEURS

7.1 HAUT-PARLEUR ÉLECTRODYNAMIQUE

7.1.1 Définitions

La figure 7.1 donne une coupe schématique d'un haut-parleur électrodynamique. Il s'agit du type le plus répandu à *cône* et *bobine mobile*. On y voit :

- le *diaphragme*, membrane conique à symétrie circulaire, suspendu élastiquement à sa base par la *suspension externe* et à son sommet par celle *interne* ou *spider*, fermé à son sommet par le *dôme* ;
- la bobine mobile dont le support cylindrique est solidaire du diaphragme à son sommet ;
- le circuit magnétique du moteur électrodynamique ;
- le *saladier*, châssis ajouré en tôle emboutie ou métal léger coulé.

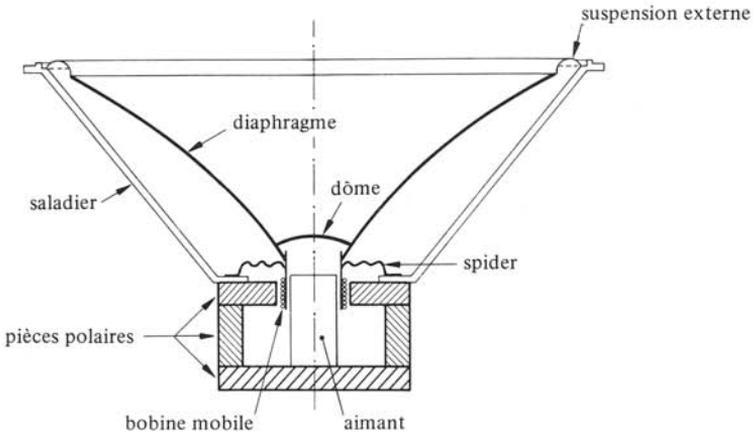


Fig. 7.1

Selon que le rayonnement se fait sans ou avec l'intermédiaire d'un pavillon, le haut-parleur est à *rayonnement direct* ou *indirect*. Un haut-parleur à rayonnement direct est généralement monté sur un *boîtier* ou une *enceinte*.

Dans cette section, on considère un haut-parleur monté sur écran infini, à l'instar du piston (§ 2.7.2). Pour l'un ou l'autre côté de l'écran et dans le domaine de fréquence où ses dimensions sont inférieures à la longueur d'onde λ , le haut-parleur est une petite

source pulsante rayonnant dans 2π sr (§ 2.4.4). Si l'on admet un diaphragme rigide, la vitesse est la même en tout point. Le débit dq d'un élément de surface dS (fig. 7.2) vaut selon (2.2) $\underline{v}_d \cos \alpha dS$ où α est l'angle entre la direction du mouvement et la normale à dS . Or le produit $\cos \alpha dS$ est la projection dS_d de dS sur la base du diaphragme. On en déduit le débit du diaphragme

$$\underline{q}_d = S_d \underline{v}_d \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (7.1)$$

où S_d est la *surface projetée*, aire de la base du diaphragme. Ce débit est le même que celui d'un *piston équivalent*, d'aire S_d et de vitesse \underline{v}_d , auquel on assimile le haut-parleur en première approximation.

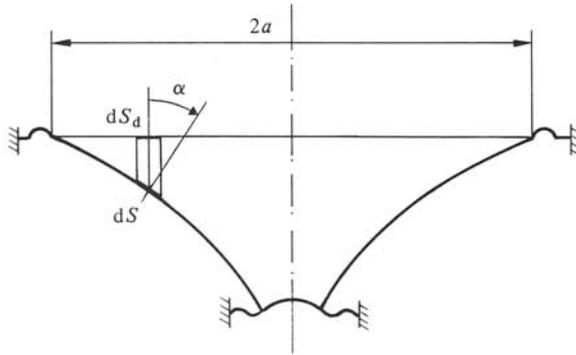


Fig. 7.2

7.1.2 Limites théoriques de la bande passante

Destiné à la reproduction de parole ou de musique, un haut-parleur doit avoir une largeur de bande B appropriée. En pratique, B couvre de trois à six octaves selon le modèle et la mise en œuvre prévue. Il n'est guère possible de l'élargir jusqu'à couvrir tout le domaine audio. On est conduit à réaliser des haut-parleurs spécialisés pour les basses, les moyennes et les hautes fréquences.

Soit par exemple un haut-parleur d'un diamètre de 20 cm à la base du cône. Sa largeur de bande s'étend grosso modo de 40 Hz à 800 Hz. Dans ce domaine, le produit ka du piston équivalent varie de 0,075 à 1,5 environ : sur écran infini, ce haut-parleur est omnidirectionnel (dans 2π sr) sur pratiquement toute sa largeur de bande, et sa résistance de rayonnement R_{ar} est proportionnelle au carré de la fréquence (§§ 2.7.6 et 9).

Par définition de B , la pression acoustique due au haut-parleur à une distance donnée doit être sensiblement indépendante de la fréquence. Le rayonnement étant omnidirectionnel, ce doit également être le cas de la puissance acoustique rayonnée P_a . On sait que cette dernière vaut $R_{ar} \tilde{q}_d^2$. Comme R_{ar} varie en f^2 , P_a n'est constante que si \tilde{q}_d varie en $1/f$.

Le système mobile, diaphragme, bobine, suspensions, etc., constitue un résonateur mécanique. Excité par une force \tilde{F}_d indépendante de la fréquence, sa vitesse \tilde{v}_d , donc le débit \tilde{q}_d , varieront en $1/f$ pour autant qu'il soit contrôlé par la masse (§ 5.4.21). Ainsi la limite inférieure f_- de B correspond grosso modo à la fréquence de résonance f_s du système mobile.

Pour $ka > \sqrt{2}$, la résistance de rayonnement d'un piston sur écran est à peu près constante. Avec un contrôle par la masse, la puissance acoustique P_a décroît en $1/f^2$. Ainsi, la limite supérieure f_+ de B correspond grosso modo à la fréquence f_d pour laquelle $ka = \sqrt{2}$, valant

$$f_d = c/\sqrt{2}a \quad \text{Hz} \quad (7.2)$$

Les diagrammes de la figure 7.3 résument ces comportements. Le premier donne les asymptotes de la résistance de rayonnement R_{ar} , soit $2\pi\rho f^2/c$ pour $f < f_d$ et $R_{ar} = \rho c/\pi a^2$ pour $f > f_d$. Le deuxième donne les asymptotes du débit \tilde{q}_d : en dessous de f_s , le contrôle se fait par la compliance et $\tilde{q}_d \sim f$, et en dessus par la masse et $\tilde{q}_d \sim 1/f$. Le troisième représente les asymptotes théoriques de la puissance rayonnée P_a . On constate que B est délimitée grosso modo par f_s et f_d .

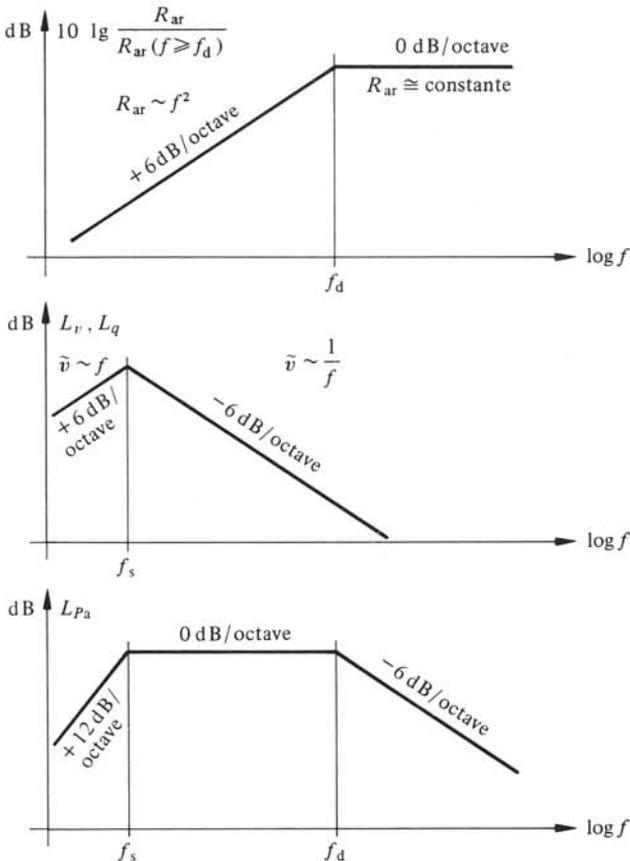


Fig. 7.3

7.1.3 Schéma d'un haut-parleur sur écran infini

L'étude des propriétés du haut-parleur électrodynamique se poursuit avantageusement à partir de schémas obtenus selon les méthodes des chapitres 5 et 6. En représen-

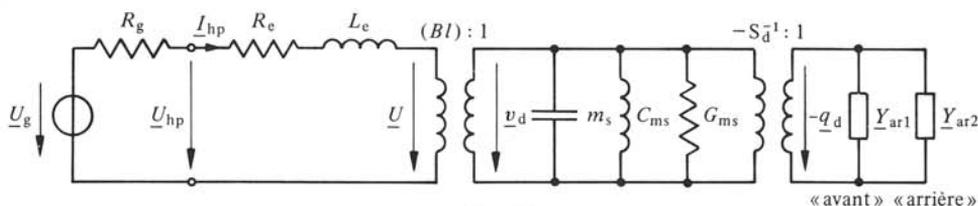


Fig. 7.4

tant le couplage par un biporte T (§ 6.2.5), on est conduit au schéma de la figure 7.4 dans lequel les parties mécanique et acoustique sont en analogie inverse.

Côté électrique, un amplificateur audio fournit la puissance nécessaire P_e . En première approximation, il se comporte comme une source de tension réelle, de tension à vide \underline{U}_g et d'impédance interne \underline{Z}_g . On admet que dans la largeur de bande du haut-parleur, \underline{Z}_g se réduit à une résistance R_g , ce qui est toujours bien vérifié en pratique. Les résistances des fils de liaison et des contacts, souvent plus grandes que la résistance de sortie de l'amplificateur proprement dite, doivent être incluses dans R_g . La partie électrique du haut-parleur est représentée par :

- R_e , résistance équivalente aux pertes dans le moteur (Joule dans la bobine, hystérésis et Foucault dans le circuit magnétique);
- L_e , inductance propre de la bobine.

Ces éléments sont en série. Une représentation parallèle est aussi possible mais moins commode. Dans tous les cas, R_e et L_e dépendent de la fréquence.

La partie mécanique comprend :

- la masse m_s du système mobile (diaphragme, bobine, support, masses équivalentes des suspensions);
- la compliance mécanique C_{ms} correspondant à la suspension externe et au spider;
- une résistance mécanique R_{ms} de pertes (principalement par frottements internes dans les suspensions).

Pour un montage sur écran infini, la partie acoustique comprend les impédances \underline{Z}_{ar1} et \underline{Z}_{ar2} , l'une pour le rayonnement avant, l'autre pour l'arrière. Un seul biporte T (§ 5.4.15) suffit à représenter les couplages mécanoacoustiques, car sur écran l'opposition des débits avant et arrière n'a pas d'importance.

On se rappelle que dans le coefficient de couplage électrodynamique (Bl) , B est l'induction radiale dans l'entrefer et l , la longueur du conducteur constituant la bobine (§§ 6.2.3 et 4).

7.1.4 Schéma équivalent acoustique

La suppression des biportes de couplage conduit au schéma équivalent acoustique direct de la figure 7.5. La source de tension \underline{U}_g est devenue une de pression

$$\underline{p}_g = [(Bl)/S_d(R_g + R_e + j\omega L_e)] \underline{U}_g \quad \text{Pa} \quad (7.3)$$

La résistance acoustique R_{ae} est équivalente à $(R_g + R_e)$

$$R_{ae} = (Bl)^2/S_d^2(R_g + R_e) \quad \Omega_a \quad (7.4)$$

La compliance acoustique C_{ae} est équivalente à L_e

$$C_{ae} = L_e S_d^2 / (Bl)^2 \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (7.5)$$

Les éléments R_{as} , m_{as} et C_{as} sont les équivalents acoustiques de respectivement R_{ms} , m_s et C_{ms} . Selon (5.123), on a

$$R_{as} = R_{ms} / S_d^2 \quad \Omega_a \quad (7.6)$$

$$m_{as} = m_s / S_d^2 \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.7)$$

$$C_{as} = S_d^2 C_{ms} \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (7.8)$$

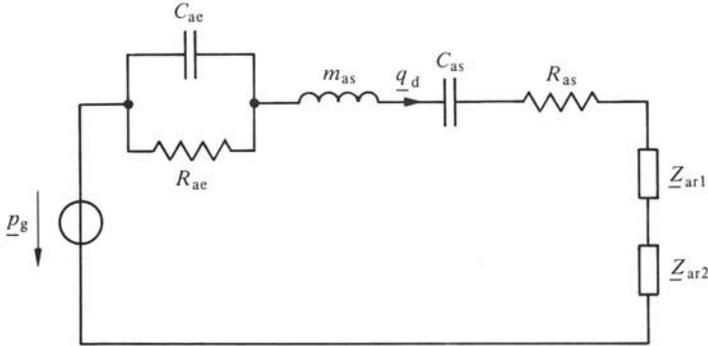


Fig. 7.5

7.1.5 Schéma équivalent électrique

Le même procédé conduit au schéma équivalent électrique de la figure 7.6 où L_s , C_s et R_s sont les équivalents de respectivement C_{ms} , m_s et R_{ms} avec

$$L_s = C_{ms} (Bl)^2 = C_{as} (Bl)^2 / S_d^2 \quad \text{H} \quad (7.9)$$

$$C_s = m_s / (Bl)^2 = m_{as} S_d^2 / (Bl)^2 \quad \text{F} \quad (7.10)$$

$$R_s = (Bl)^2 / R_{ms} = (Bl)^2 / S_d^2 R_{as} \quad \Omega \quad (7.11)$$

Les impédances de rayonnement Z_{ar} sont représentées par les impédances

$$Z_{er} = (Bl)^2 / S_d^2 Z_{ar} \quad \Omega \quad (7.12)$$

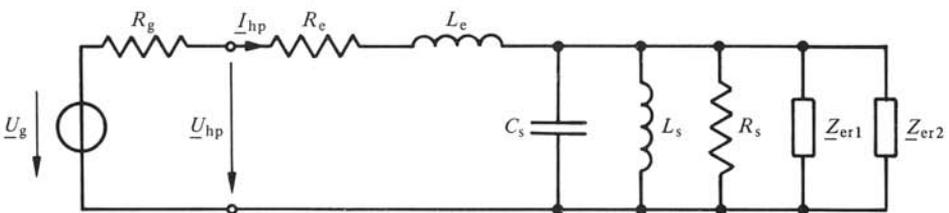


Fig. 7.6

7.1.6 Approximations en basses fréquences

Dans le domaine des basses fréquences, c'est-à-dire autour de la fréquence de résonance f_s , les ordres de grandeur sont tels que $(\omega L_e)^2 \ll R_e^2$ et $2R_{ar} < R_{as}$, où R_{ar} est la

résistance de rayonnement d'un côté. En première approximation, L_e , R_{ar} et leurs équivalents sont négligés et disparaissent des schémas.

D'autre part, on a aussi $ka < \sqrt{2}$ et la réactance de rayonnement X_{ar} correspond à celle d'une masse m_r (§ 2.7.9). On introduit une masse totale

$$m'_{as} = (m_s + 2m_r)/S_d^2 = m'_s/S_d^2 = m_{as} + 2m_{ar} \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.13)$$

Les figures 7.7 et 7.8 donnent les schémas équivalents acoustique et électrique simplifiés obtenus par ces approximations. La source de pression \underline{p}_g vaut

$$\underline{p}_g = [(Bl)/S_d(R_g + R_e)] \underline{U}_g \quad \text{Pa} \quad (7.14)$$

La capacité C'_s est l'équivalent de m'_{as} selon (7.10).

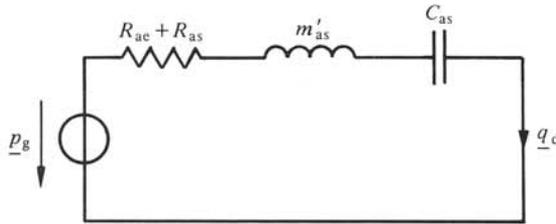


Fig. 7.7

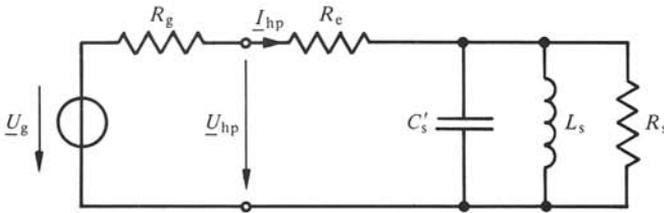


Fig. 7.8

7.1.7 Définitions : paramètres en petits signaux

Dans le domaine des basses fréquences, on caractérise les haut-parleurs par des *paramètres fondamentaux en petits signaux*. Ce sont :

- la *fréquence de résonance* f_s du système mobile

$$f_s = \omega_s/2\pi = 1/2\pi \sqrt{m'_s C_{ms}} = 1/2\pi \sqrt{m'_{as} C_{as}} = 1/2\pi \sqrt{C'_s L_s} \quad \text{Hz} \quad (7.15)$$

- le *volume d'air équivalent* V_{as} , c'est-à-dire de compliance C_{as} , valant selon (5.40)

$$V_{as} = \rho c^2 C_{as} \quad \text{m}^3 \quad (7.16)$$

- le *facteur de qualité électrique* Q_{es} à f_s , représentant l'effet des pertes du moteur électrodynamique; d'après les schémas équivalents simplifiés, avec une source de tension idéale ($R_g = 0$) et un système mobile sans pertes ($R_s \rightarrow \infty$ ou $R_{as} = 0$), on a

$$Q_{es} = \omega_s C'_s R_e = 1/\omega_s C_{as} R'_{ae} \quad 1 \quad (7.17)$$

où R'_{ae} est R_{ae} pour R_g nul ($R'_{ae} > R_{ae}$);

- le *facteur de qualité mécanique* Q_{ms} à f_s , représentant l'effet des pertes mécaniques du système mobile; avec R_g et R_e nuls ($R_{ae} \rightarrow \infty$), on trouve

$$Q_{ms} = \omega_s C'_s R_s = R_s / \omega_s L_s = 1 / \omega_s C_{as} R_{as} \quad 1 \quad (7.18)$$

En leur adjoignant S_d et R_e mesurée en courant continu, on dispose en tout de six paramètres. On établit sans peine

$$(Bl) = \sqrt{R_e \rho c^2 S_d^2 / 2\pi f_s Q_{es} V_{as}} \quad N/A \quad (7.19)$$

Par commodité, on définit un *facteur de qualité total* à f_s , représentant l'effet de toutes les pertes du haut-parleur

$$\begin{aligned} Q_{ts} &= \omega_s C'_s \{R_e R_s / (R_e + R_s)\} \\ &= Q_{es} Q_{ms} / (Q_{es} + Q_{ms}) \quad 1 \quad (7.20) \end{aligned}$$

Le facteur de qualité Q_{es} a été défini en supposant une source idéale. Pour tenir compte d'une résistance de source non nulle, on introduit les facteurs de qualité électrique et total

$$Q_e = \omega_s C'_s (R_g + R_e) = Q_{es} (R_g + R_e) / R_e \quad 1 \quad (7.21)$$

$$Q_t = Q_e Q_{ms} / (Q_e + Q_{ms}) \quad 1 \quad (7.22)$$

D'après le schéma équivalent acoustique (fig. 7.7) on a aussi

$$Q_t = 1 / \omega_s C_{as} (R_{ae} + R_{as}) = \sqrt{m'_{as} / C_{as}} / (R_{ae} + R_{as}) \quad 1 \quad (7.23)$$

On vérifie $Q_e > Q_{es}$ et $Q_t > Q_{ts}$: la résistance de source augmente les facteurs de qualité électrique et total.

7.1.8 Débit du diaphragme

Selon le schéma acoustique simplifié (fig. 7.7), le débit q_d du diaphragme en basse fréquence est

$$\underline{q}_d = \underline{p}_g / \{R_{ae} + R_{as} + j\omega m'_{as} + (j\omega C_{as})^{-1}\} \quad m^3/s \quad (7.24)$$

Avec \underline{p}_g selon (7.14) et en faisant intervenir les paramètres en petits signaux il vient, après développements

$$\underline{q}_d = \underline{q}_s \{G_s(j\omega/\omega_s) / (j\omega/\omega_s)\} \quad m^3/s \quad (7.25)$$

où \underline{q}_s est indépendant de la fréquence

$$\underline{q}_s = \{S_d / Q_e (Bl)\} \underline{U}_g \quad m^3/s \quad (7.26)$$

et où G_s est la fonction de transfert normalisée en fréquence

$$G_s(j\omega/\omega_s) = \frac{(j\omega/\omega_s)^2}{(j\omega/\omega_s)^2 + Q_t^{-1}(j\omega/\omega_s) + 1} \quad 1 \quad (7.27)$$

7.1.9 Puissance et pression acoustiques

D'un côté de l'écran, la puissance acoustique rayonnée vaut $R_{ar} \tilde{q}_d^2$. Avec R_{ar} d'après (2.199) et \tilde{q}_d selon (7.25) on trouve après arrangements

$$P_a = P_{as} |G_s(j\omega/\omega_s)|^2 \quad \text{W} \quad (7.28)$$

où

$$P_{as} = (2\pi\rho/c) \cdot f_s^2 \cdot \tilde{q}_s^2 \quad \text{W} \quad (7.29)$$

Pour un rayonnement omnidirectionnel dans 2π sr, la pression acoustique en valeur efficace à distance r du haut-parleur est

$$\tilde{p} = \sqrt{Z_c I} = \sqrt{Z_c P_a / 2\pi r^2} = \tilde{p}_s |G_s(j\omega/\omega_s)| \quad \text{Pa} \quad (7.30)$$

avec \tilde{p}_s indépendante de la fréquence.

Les courbes de réponse de la puissance rayonnée et de la pression acoustique en valeurs relatives sont données par

$$10 \lg(P_a/P_{as}) = 20 \lg(\tilde{p}/\tilde{p}_s) = 20 \lg |G_s(j\omega/\omega_s)| \quad \text{dB} \quad (7.31)$$

Selon (7.27) $G_s(j\omega/\omega_s)$ correspond à la fonction de transfert d'un filtre passe-haut du second ordre. La figure 7.9 donne quelques-unes de ses courbes de réponse, le facteur de qualité Q_t étant en paramètre et l'abscisse graduée en octaves par rapport à f_s .

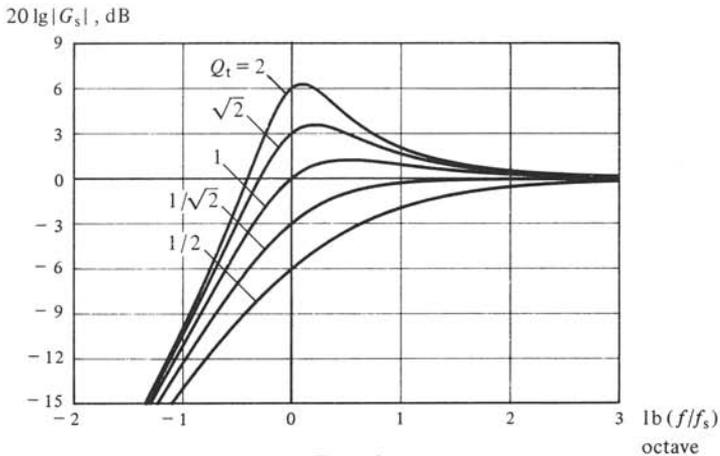


Fig. 7.9

7.1.10 Elongation du diaphragme

En fonction du débit \underline{q}_d , l'élongation $\underline{\xi}_d$ du diaphragme est $\underline{q}_d/j\omega S_d$. Elle s'écrit

$$\underline{\xi}_d = \underline{\xi}_s \cdot \underline{x}_s \quad \text{m} \quad (7.32)$$

où l'on a posé

$$\underline{\xi}_s = \underline{q}_s/\omega_s S_d = \underline{U}_g/\omega_s Q_e(BI) \quad \text{m} \quad (7.33)$$

valeur indépendante de la fréquence et

$$\underline{x}_s = G_s(j\omega/\omega_s)/(j\omega/\omega_s)^2 \quad 1 \quad (7.34)$$

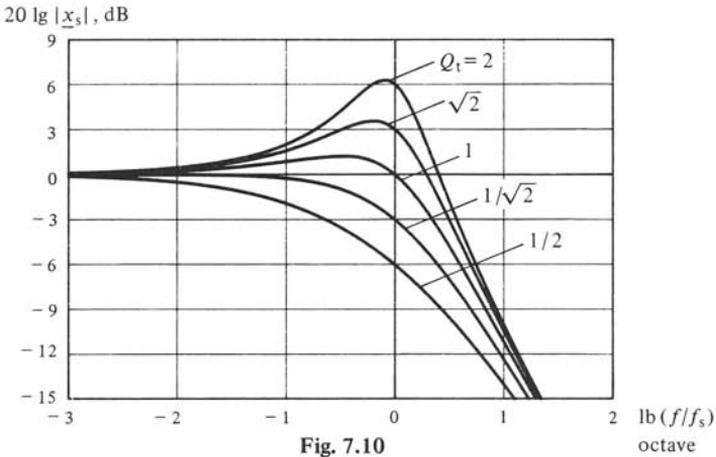


Fig. 7.10

élongation relative. La figure 7.10 donne les courbes de réponse de \underline{x}_s . Elles se déduisent de celles de G_s par soustraction de $40 \lg(f/f_s)$. Elles sont symétriques de ces dernières par rapport à $(f/f_s) = 1$ et correspondent à un filtre passe-bas du second ordre.

7.1.11 Définition: impédance d'entrée

L'impédance d'entrée \underline{Z}_{hp} est le quotient de la tension aux bornes du haut-parleur \underline{U}_{hp} par le courant \underline{I}_{hp} entrant. En basse fréquence le schéma équivalent électrique simplifié (fig. 7.8) conduit à

$$\underline{Z}_{hp} = R_e + R_s [(j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1} / \{(j\omega/\omega_s)^2 + (j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1} + 1\}] \quad \Omega \quad (7.35)$$

où le second terme représente l'impédance cinétique \underline{Z}_{em} (§ 6.2.8). Dans le plan complexe, on retrouve le cercle cinétique (fig. 6.13), mais décalé de R_e sur l'axe réel (fig. 7.11).

Rapportée à R_e , et tenant compte de (7.17) et (7.18), \underline{Z}_{hp} prend la forme

$$\underline{z}_{hp} = \underline{Z}_{hp}/R_e = 1 + \left[(Q_{ms}/Q_{es}) \frac{(j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1}}{(j\omega/\omega_s)^2 + (j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1} + 1} \right] \quad (7.36)$$

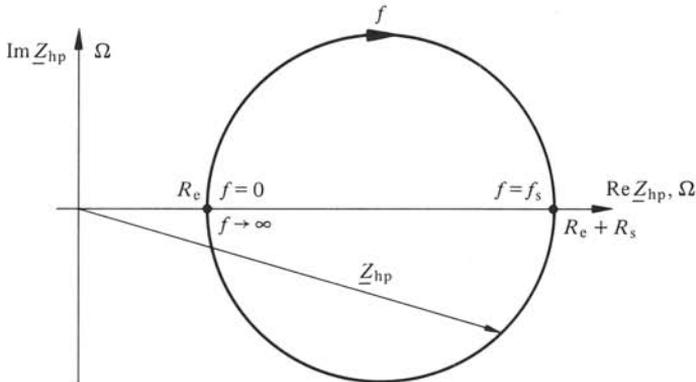


Fig. 7.11

La figure 7.12 représente le module z_{hp} en fonction de (f/f_s) . On a une courbe de résonance (impédance d'un circuit résonant parallèle) décalée en ordonnée. Cette courbe est très importante car ses propriétés permettent de déterminer les paramètres f_s , Q_{ms} et Q_{es} par des mesures électriques uniquement, comme décrit plus loin (§ 7.2.25).

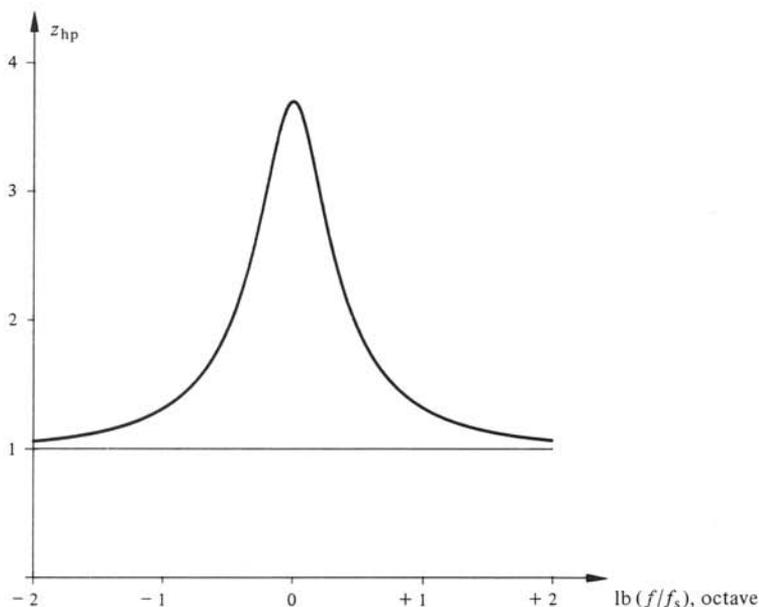


Fig. 7.12

7.1.12 Comportement en hautes fréquences

Dans le domaine des hautes fréquences, c'est-à-dire autour de la fréquence f_d (7.2), les ordres de grandeur sont tels que $(\omega L_e)^2 > R_e^2$ et $\omega m'_{as} \gg R_{as} + 2R_{ar}$. Le schéma acoustique initial (fig. 7.5) se simplifie en celui de la figure 7.13 où l'on a

$$\underline{p}_g \cong \{(Bl)/j\omega L_e S_d\} \underline{U}_g \quad \text{Pa} \quad (7.37)$$

$$m'_{as} = m_{as} + 2(X_{ar}/\omega) \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.38)$$

où X_{ar} est la réactance de rayonnement.

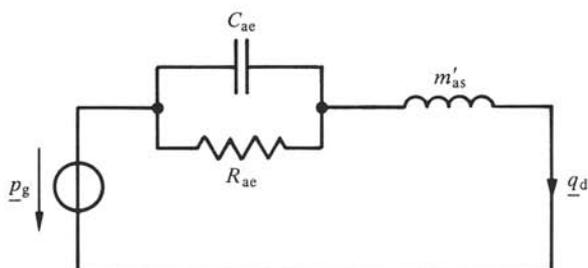


Fig. 7.13

L'analyse de ce schéma montre qu'une résonance série entre C_{ae} et m'_{as} existe à la fréquence

$$f'_s = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{(Bl)^2}{L_e m'_{as} S_d^2} - \frac{(R_g + R_e)^2}{L_e^2} \right]^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (7.39)$$

si le radicant est positif. Lorsque c'est le cas, les ordres de grandeur sont tels que f'_s est typiquement à $\pm \frac{1}{2}$ octave de f_d .

En dessus de f'_s , le débit du diaphragme vaut

$$\underline{q}_d \cong \underline{p}_g / j\omega m'_{as} = (Bl / j\omega L_e \cdot j\omega m'_{as} \cdot S_d) \cdot \underline{U}_g \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (7.40)$$

et sa valeur efficace décroît en $1/f^2$. La résistance de rayonnement étant pratiquement indépendante de la fréquence dès $f > f_d$, la puissance rayonnée P_a décroît aussi en $1/f^2$ et sa courbe de réponse présente une asymptote de -12 dB/octave. La figure 7.14 montre l'allure de cette courbe. La résonance à f'_s se manifeste par une bosse de transition entre l'asymptote horizontale de la réponse basse fréquence et celle de la coupure haute fréquence. Lorsque cette résonance n'existe pas, la coupure survient plus tôt.

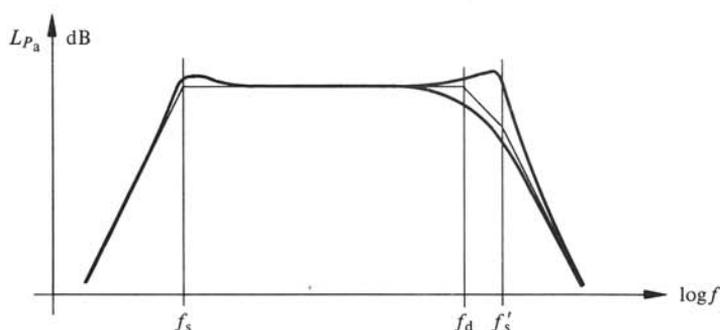


Fig. 7.14

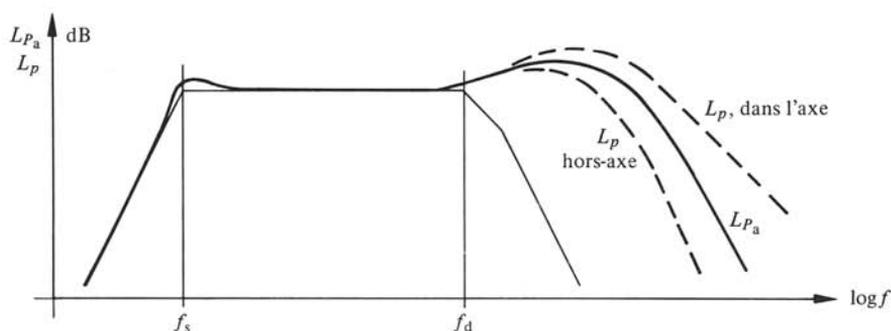


Fig. 7.15

Le comportement haute fréquence effectif d'un haut-parleur s'écarte notablement de celui prévu parce que le diaphragme ne se comporte plus comme un piston rigide, mais en corps vibrant: la vitesse n'est plus uniforme et sa répartition dépend de l'excitation des modes. La figure 7.15 donne l'allure typique de la courbe de réponse de P_a d'un

haut-parleur à large bande. Cette courbe s'étend au-delà de f_d , mais est nettement moins régulière. Elle présente souvent des pics ou des creux importants, manifestations des fréquences propres du diaphragme, ce qui rend cette partie inutilisable.

Dès f_d , le rayonnement n'est plus omnidirectionnel. Dans l'axe du haut-parleur, la courbe de réponse de la pression acoustique est au-dessus de celle de P_a . Pour un piston plat, on a une asymptote théorique de -6 dB/octave, le facteur de directivité Δ croissant en f^2 (§ 2.7.6). Hors axe par contre, la décroissance est plus rapide que celle de P_a . En fait, la directivité dépend de la forme du diaphragme (cône, calotte, etc.) et de la répartition de la vitesse : le modèle du piston équivalent n'est plus adéquat. La figure 7.15 donne l'allure des courbes de réponse de \tilde{p} dans et hors axe.

7.1.13 Impédance d'entrée en hautes fréquences

Lorsque la fréquence augmente, il n'est plus possible de négliger L_e dans le calcul de l'impédance d'entrée. Dès une fréquence située typiquement deux à trois octaves au-dessus de f_s , on a

$$\underline{Z}_{\text{hp}} \cong R_e + j\omega L_e \quad \Omega \quad (7.41)$$

l'impédance cinétique $\underline{Z}_{\text{em}}$ devenant négligeable. Expérimentalement, on observe que le cercle cinétique est déformé selon l'allure typique de la figure 7.16. En dessous de f_s , on a bien un demi-cercle. En dessus, les points mesurés s'écartent de ceux théoriques sur le cercle : le décalage en abscisse est dû à l'augmentation de R_e (les pertes dans le moteur augmentent avec la fréquence), celui en ordonnée est ωL_e .

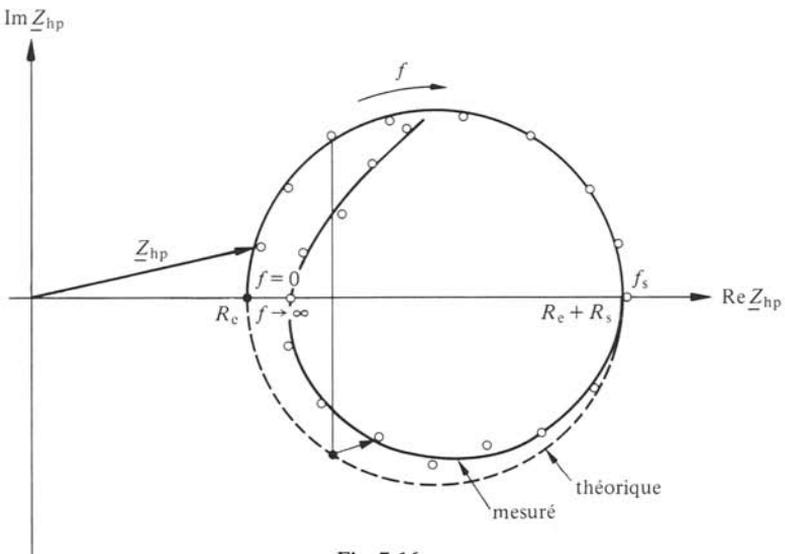


Fig. 7.16

Le module Z_{hp} présente l'allure donnée dans la figure 7.17. La bosse de résonance à f_s est suivie d'une vallée assez large dont le minimum Z_{min} est situé typiquement 10 à 20% au-dessus du palier théorique de la figure 7.12. Les ordres de grandeur sont tels que la vallée se situe dans la zone médiane de la largeur de bande B où la puissance rayonnée est sensiblement indépendante de la fréquence.

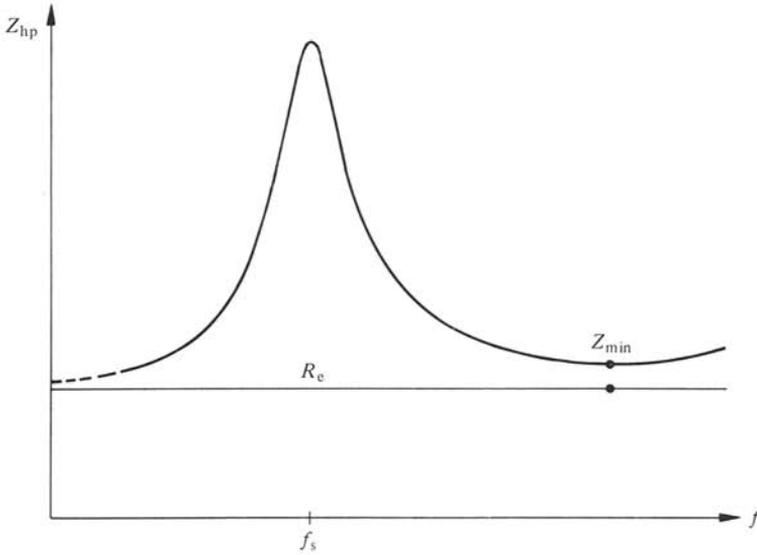


Fig. 7.17

7.1.14 Définition: rendement

De manière générale, le *rendement* d'un haut-parleur est le quotient de la puissance rayonnée par la puissance électrique fournie. Or ces deux puissances dépendent de la fréquence. Il n'est donc pas possible de spécifier une seule valeur de rendement permettant par exemple la comparaison entre haut-parleurs ou celle d'un haut-parleur dans différents montages (écran, types d'enceintes).

Pour pallier à cette difficulté, la puissance rayonnée est rapportée à une *puissance électrique disponible*, celle fournie par la source à une résistance pure de valeur donnée. En choisissant une résistance égale à la résistance \$R_e\$ de la bobine mobile, mesurée en courant continu, on définit la *puissance électrique de référence* disponible

$$P_{er} = \{U_g / (R_g + R_e)\}^2 \cdot R_e \quad \text{W} \quad (7.42)$$

Dans la partie médiane de la largeur de bande, la puissance acoustique \$P_a\$ est sensiblement constante et vaut \$P_{as}\$ selon (7.29) puisque \$|G_s| \cong 1\$. Le *rendement de référence* est alors

$$\eta_s = P_{as} / P_{er} = \{\rho / 2\pi c\} \{(Bl)^2 / S_d^2 R_e m'_{as}{}^2\} \quad 1 \quad (7.43)$$

En faisant apparaître les paramètres en petits signaux et en exprimant \$\eta_s\$ en %, on trouve

$$\eta_s = 100 \{4\pi^2 / c^3\} \{f_s^3 V_{as} / Q_{es}\} \quad \% \quad (7.44)$$

Typiquement \$\eta_s\$ est de l'ordre de 0,3 à 3%: le rendement des haut-parleurs à rayonnement direct est toujours faible. Cela s'explique par une résistance de rayonnement \$R_{ar}\$ petite devant les autres résistances du schéma équivalent acoustique (fig. 7.5).

7.1.15 Définitions: paramètres en forts signaux

La tension d'entrée d'un haut-parleur doit être maintenue en dessous de certaines valeurs telles qu'il ne subisse aucune détérioration. La première limite est l'*élongation de*

crête maximale $\hat{\xi}_{\max}$ que le système mobile supporte encore juste sans dommage mécanique. La seconde limite est fixée par l'aptitude du moteur à dissiper la chaleur dégagée par les pertes. En régime sinusoïdal, elle est définie par une *puissance d'entrée nominale limitée thermiquement* P_{th} .

Pour des élongations du diaphragme encore inférieures à $\hat{\xi}_{\max}$, les effets des différentes non-linéarités sont déjà importantes. L'*élongation limitée par la distorsion* $\hat{\xi}_h$, est celle pour laquelle le taux de distorsion harmonique de l'élongation atteint une valeur spécifiée. A $\hat{\xi}_h$ correspond le *volume de déplacement de crête limité par la distorsion* $\hat{V}_d = S_d \hat{\xi}_h$. Il représente le volume d'air déplacé par le diaphragme entre sa position de repos et $\hat{\xi}_h$.

Pour maintenir l'élongation en dessous de $\hat{\xi}_h$ il faut limiter la tension d'entrée à une valeur adéquate. En admettant une élongation linéaire jusqu'à $\hat{\xi}_h$, on en obtient une bonne estimation. En régime sinusoïdal, l'élongation présente un maximum à une fréquence f_ξ , voisine de f_s pour $Q_t > 1/\sqrt{2}$ et nulle pour $Q < 1/\sqrt{2}$ (fig. 7.10). A f_ξ , l'élongation est $\hat{\xi}_s x_{\max}$ où x_{\max} est le maximum de $|x_s|$ selon (7.34). On doit satisfaire à

$$\sqrt{2} \tilde{\xi}_s x_{\max} \leq \hat{\xi}_h \quad \text{m} \quad (7.45)$$

Avec $\tilde{\xi}_s$ selon (7.33) et \hat{V}_d , on trouve la condition

$$U_g \leq \frac{\hat{V}_d Q_e \omega_s (Bl)}{\sqrt{2} S_d x_{\max}} \quad \text{V} \quad (7.46)$$

En exprimant cette condition en fonction d'une puissance de référence disponible selon (7.42) et avec (Bl) selon (7.19), on trouve la *puissance d'entrée limitée par l'élongation*

$$P_{e\xi} = \{\pi \rho c^2\} \cdot \{Q_{es} f_s \hat{V}_d^2 / V_{as}\} \cdot x_{\max}^{-2} \quad \text{W} \quad (7.47)$$

La *puissance acoustique limitée par l'élongation* que peut rayonner le haut-parleur dans la zone médiane de sa largeur de bande est

$$P_{a\xi} = \eta_s P_{e\xi} = \{4\pi^3 \rho / c\} \cdot \{f_s^4 \hat{V}_d^2\} \cdot x_{\max}^{-2} \quad \text{W} \quad (7.48)$$

7.1.16 Spécifications d'un haut-parleur

L'utilisation d'un haut-parleur nécessite certaines spécifications, en principe fournies par les constructeurs. Ce sont principalement :

- des caractéristiques physiques (dimensions, poids, mode de fixation, etc.);
- la polarité des bornes électriques, ainsi des signes + et - ou des couleurs rouge et noire indiquent le sens d'application d'une tension instantanée positive tel que la pression acoustique instantanée devant le haut-parleur soit positive;
- les paramètres en petits et forts signaux;
- des caractéristiques relatives aux performances du haut-parleur et ses conditions d'utilisation limites et nominales.

Certaines de ces spécifications et leurs méthodes de mesure sont normalisées internationalement, ou tout au moins recommandées. Dans ce qui suit, on se réfère aux publications CEI 268-5 et 268-14, et AES 2 [43].

7.1.17 Définitions: grandeurs nominales

Les constructeurs indiquent les *grandeurs nominales* suivantes:

- *puissance nominale* P_n , valeur de la puissance d'entrée attribuée au haut-parleur selon l'usage prévu, le plus souvent reproduction de parole ou de musique;
- *largeur de bande nominale* B_n , domaine de fréquence, spécifié par des limites basse et haute, attribué au haut-parleur selon l'usage prévu;
- *impédance nominale* Z_n , valeur de la résistance pure qu'il y a lieu de substituer au haut-parleur dans l'usage prévu pour déterminer la puissance fournie par la source; ses valeurs normalisées sont: 2, 4, 8, 15, 25, 50, 100, 400 et 800 Ω .

7.1.18 Impédances

Soit U_{hp} la tension aux bornes du haut-parleur. Par définition de Z_n , la puissance fournie par la source se calcule selon

$$P_e = U_{hp}^2 / Z_n \quad \text{W} \quad (7.49)$$

Dans une de ses premières publications sur les haut-parleurs (P124-1960), la CEI recommandait de prendre comme valeur de Z_n la valeur minimale Z_{min} observée en dessus de la résonance f_s (fig. 7.17). Dans la pratique, Z_n a été interprétée comme la valeur moyenne de l'impédance dans la largeur de bande nominale B_n . Ainsi un haut-parleur de $Z_n = 8 \Omega$ présente une impédance minimale Z_{min} plus basse, par exemple de l'ordre de 5,5 à 6,5 Ω et une résistance R_e de bobine encore plus basse, de 4,5 à 6 Ω . Il n'existe pas de relation simple entre Z_n et Z_{min} ou R_e .

Les constructeurs fournissent généralement la courbe d'impédance d'entrée Z_{hp} en fonction de la fréquence. Son relevé s'effectue par exemple en imposant un courant I_{hp} constant, la tension aux bornes U_{hp} étant proportionnelle à Z_{hp} . Pour cet essai, le haut-parleur est monté sur un écran limité ou simplement libre, les impédances de rayonnement n'influençant pratiquement pas l'impédance d'entrée, dans la mesure où des conditions de champ libre sont établies.

7.1.19 Courbe de réponse

La courbe de réponse de la pression acoustique d'un haut-parleur spécifiée par le constructeur doit être mesurée dans les conditions particulières suivantes:

- champ libre: la loi de décroissance de \tilde{p} en $1/r$ d'un monopôle doit être respectée à ± 1 dB, aux positions possibles pour le haut-parleur et le microphone;
- montage: le haut-parleur doit être monté sur un écran limité, par exemple celui normalisé de la CEI (fig. 7.18) ou un plus grand comme préconisé par l'AES;
- distance de mesure d : le microphone de mesure doit être placé dans l'axe du haut-parleur à une distance de 0,5 m du piston équivalent; pour des haut-parleurs d'un diamètre supérieur à 0,25 m, cette distance doit être plus grande;
- puissance d'entrée: 1/10 de la puissance nominale P_n .

Pour faciliter la comparaison entre haut-parleurs, le niveau mesuré L_p doit être ramené à une distance de 1 m et une puissance d'entrée de 1 W selon

$$L_p(1 \text{ m}, 1 \text{ W}) = L_p(d, P_n/10) + 20 \lg d - 10 \lg (P_n/10) \quad \text{dB} \quad (7.50)$$

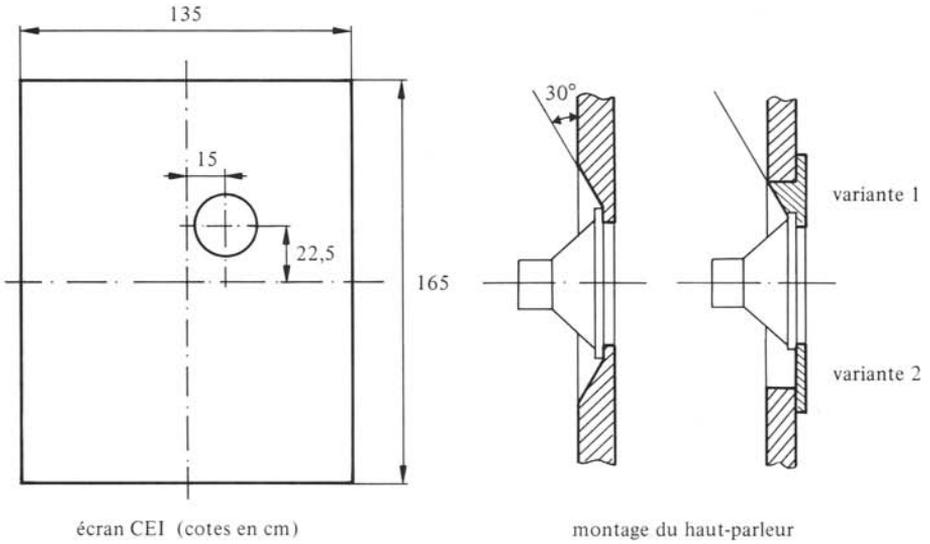


Fig. 7.18

Le relevé de la courbe de réponse hors-axe, par exemple à 45° , permet d'apprécier la directivité du haut-parleur.

La distance de mesure devrait être fixée de manière à ce que le microphone se trouve dans le champ lointain (§ 2.4.2). En considérant le piston équivalent au diaphragme, l'erreur commise dans l'axe peut être calculée en fonction de la fréquence à une distance donnée (§ 2.7.7). Inversement, on peut déterminer à quelle distance placer le microphone pour maintenir l'erreur au-dessous d'une valeur spécifiée. Aux très basses fréquences, cette distance excède normalement celle sur laquelle la condition de champ libre est vérifiée.

7.1.20 Définition: largeur de bande utile

La *largeur de bande utile* B_u d'un haut-parleur est le domaine de fréquence entre des limites basse et haute auxquelles la réponse est 10 dB en dessous de celle prise comme

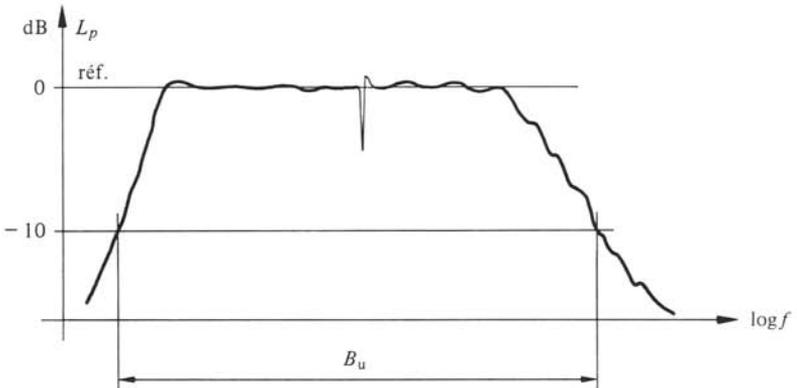


Fig. 7.19

référence dans la zone médiane de la courbe de réponse. Étant donné les irrégularités que présente généralement cette dernière, la référence est la moyenne de la réponse sur une octave. Par ailleurs, les pics et creux étroits, en principe ceux inférieurs à $1/8$ d'octave ne sont pas considérés. La figure 7.19 donne un exemple de détermination de B_u .

La largeur de bande nominale B_n est souvent différente de B_u , selon l'application ou la mise en œuvre prévue du haut-parleur. Par exemple, un haut-parleur prévu pour enceinte close a une largeur de bande nominale B_n réduite par rapport à celle utile B_u : la fréquence limite inférieure est fixée en fonction de l'enceinte et celle supérieure est voisine de f_d .

7.1.21 Définition : efficacité caractéristique

L'*efficacité caractéristique* est la pression acoustique dans l'axe à une distance d'un mètre lorsque le haut-parleur, monté sur un écran limité est excité par un bruit rose dont la tension correspond à une puissance de 1 W dans Z_n . En pratique, on spécifie le *niveau d'efficacité* correspondant L_{11} en dB, souvent appelé à tort rendement. Il n'y a pas de relation simple entre ce niveau et la courbe de réponse.

Lors des essais la largeur de bande du bruit rose doit être limitée à celle nominale B_n du haut-parleur par un filtre passe-bande ayant des pentes de 24 dB/octave au moins. Un circuit d'écrêtage placé en amont de l'amplificateur de puissance évite toute saturation. Il doit être tel que le facteur de crête du bruit n'excède jamais 2.

7.1.22 Définition : puissance limite d'utilisation

La *puissance limite d'utilisation* P_u est la puissance d'entrée attribuée au haut-parleur par le constructeur dans sa largeur de bande nominale B_n . Elle représente la puissance que le haut-parleur supporte sur une durée prescrite, sans modification notable de ses caractéristiques. Elle est déterminée par un essai, pour lequel le haut-parleur est libre et alimenté par un bruit filtré et écrêté simulant un programme musical.

L'AES préconise un essai d'une durée de deux heures avec un bruit rose large d'une décade dont la fréquence limite inférieure est celle de B_n . La puissance P_u est définie par U_{hp}^2/Z_{min} où U_{hp} est la tension appliquée telle qu'aucune des caractéristiques électriques, mécaniques ou acoustiques du haut-parleur n'ait subi de variation permanente supérieure à 10%.

La CEI recommande un signal d'essai obtenu par pondération fréquentielle d'un bruit blanc selon un filtre normalisé. La puissance P_u vaut U_{hp}^2/Z_n , où U_{hp} est telle que les propriétés du haut-parleur ne subissent pas de modifications importantes (à indiquer) pour une durée d'essai de cent heures.

7.2 SYSTÈMES HAUT-PARLEURS

7.2.1 Définitions

Un *système haut-parleur* est constitué d'un haut-parleur et d'une enceinte. Les enceintes usuelles, représentées à la figure 7.20, sont :

- l'*enceinte close*, coffret rigide, fermé, le haut-parleur étant monté dans une ouverture ménagée sur la face frontale;

- l'enceinte ouverte comprend en plus du haut-parleur, une ouverture rayonnante l'évent, faisant communiquer l'intérieur avec l'extérieur, le plus souvent via une portion de conduit;
- l'enceinte à radiateur passif comprend aussi une ouverture rayonnante, dans laquelle est monté un diaphragme suspendu analogue à celui d'un haut-parleur.

Le haut-parleur d'un système est souvent appelé *moteur* et le système, *haut-parleur*.

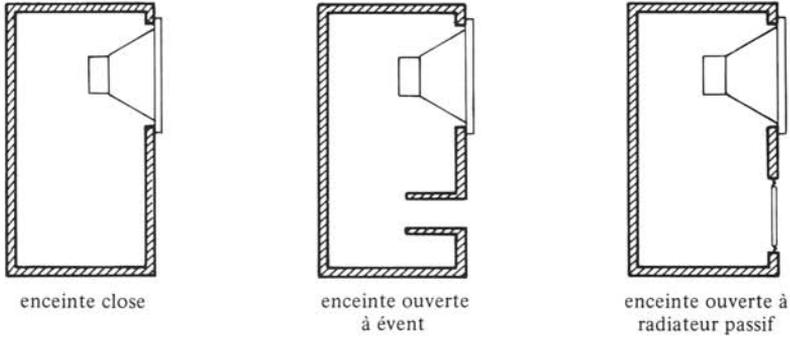


Fig. 7.20

7.2.2 Propriétés en basses fréquences

Les enceintes jouent un rôle déterminant dans le domaine des basses fréquences de la largeur de bande des systèmes. Dans ce domaine, elles sont petites par rapport aux longueurs d'onde ($kd < 1$) si bien qu'elles sont des systèmes acoustiques que l'on étudie sur la base de schémas.

Les différentes ouvertures rayonnantes d'une enceinte sont à fortiori plus petites que les λ : on les assimile à des pistons circulaires rigides de débit q_i .

Les distances entre ouvertures rayonnantes sont aussi petites par rapport aux λ . On admet alors qu'un système se comporte comme si ses ouvertures étaient coïncidentes, c'est-à-dire en petite source pulsante de débit

$$q_r = \Sigma_i q_i \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (7.51)$$

En fait, cette relation découle de la généralisation de (2.217) à plus de deux pistons couplés (§ 2.7.20).

Le débit entrant dans une enceinte q_b vaut $-q_r$, les débits q_i étant ceux sortant des ouvertures. La puissance rayonnée par le système s'écrit

$$P_a = R_{ar} \tilde{q}_r^2 = R_{ar} \tilde{q}_b^2 \quad \text{W} \quad (7.52)$$

Ainsi P_a peut se calculer à partir du débit dans l'enceinte.

7.2.3 Résistance de rayonnement de référence

La résistance de rayonnement R_{ar} à introduire dans (7.52) dépend des conditions de rayonnement, en particulier de la diffraction par des obstacles proches (sol, paroi, etc.). Pour permettre une comparaison simple des performances des systèmes haut-parleurs, on considère une résistance de rayonnement de référence, celle d'une petite source pul-

sante proche d'un écran idéalement rigide

$$R_{ar} = 2\pi\rho f^2/c \quad \Omega_a \quad (7.53)$$

C'est la même valeur que pour un côté d'un petit piston ($ka < 1$), sur écran infini, considéré dans la section 7.1. Ce choix se justifie du fait que dans beaucoup d'applications, le système haut-parleur est à même le sol ou contre une paroi.

Expérimentalement, l'adéquation de cette valeur est bien vérifiée dans les conditions d'écoute domestiques [44]. Il est évidemment possible de tenir compte d'une situation particulière en introduisant la valeur ad hoc de la résistance de rayonnement.

7.2.4 Analyse et synthèse d'un système haut-parleur

Analyser un système haut-parleur, c'est établir ses propriétés. Pour cela, on procède comme pour le haut-parleur sur écran infini, à partir de schémas équivalents et en introduisant des paramètres en petits et forts signaux.

La synthèse d'un système consiste à déterminer les spécifications requises du moteur et de l'enceinte à partir d'exigences sur les performances attendues. Celles-ci concernent :

- la courbe de réponse en basses fréquences;
- l'encombrement du système, caractérisé par le volume de l'enceinte;
- le rendement dans la largeur de bande;
- la puissance acoustique maximale pour une distorsion donnée.

Pour mener à bien la synthèse, il faut que les exigences de base soient correctement spécifiées. Elles doivent être complètes: si l'on a trop de degrés de liberté, il y aura trop de systèmes possibles parmi lesquels on ne saura choisir. Elles ne doivent pas être surabondantes non plus: en spécifiant plus de données qu'il y a de degrés de liberté, la synthèse ne peut être menée à bien. Il s'agit donc de déterminer la manière de spécifier les exigences attendues d'un système et les éventuelles contraintes les liant, telles que le système soit réalisable.

7.2.5 Système à enceinte close

Dans les basses fréquences une enceinte close est une compliance acoustique C_{ab} , à laquelle sont associées une résistance acoustique R_{ab} (§ 5.3.26) et une masse acoustique équivalente m_{ab} (§ 5.3.14). Leurs valeurs dépendent de la présence et des caractéristiques d'un matériau acoustique de capitonnage ou de remplissage. On pose

$$C_{ab} = \beta V_b / \rho c^2 \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (7.54)$$

où V_b est le volume interne net de l'enceinte et β , un facteur d'augmentation de compliance dont la valeur maximale théorique est de 1,4 (§ 5.3.16). La valeur effective de β ne peut être déterminée qu'expérimentalement par comparaison à une enceinte vide ($\beta = 1$) de même V_b . En pratique, pour les meilleures réalisations, β est de l'ordre de 1,2 à 1,3.

Les schémas du système à enceinte close s'obtiennent à partir de ceux d'un haut-parleur sur écran infini en substituant aux éléments représentant l'impédance de rayonnement arrière Z_{ar2} , ceux relatifs à l'enceinte. La figure 7.21 donne le schéma équivalent

acoustique simplifié ainsi obtenu valable en basses fréquences. En combinant ses éléments, on forme celui de la figure 7.22 avec

$$R_{ac} = R_{ae} + R_{as} + R_{ab} \quad \Omega_a \quad (7.55)$$

$$m'_{ac} = m_{as} + m_{ar} + m_{ab} \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.56)$$

$$C_{ac} = C_{as} C_{ab} / (C_{as} + C_{ab}) \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (7.57)$$

La figure 7.23 donne le schéma équivalent électrique simplifié, où C'_c , R_c et L_c correspondent respectivement à m'_{ac} , $(R_{as} + R_{ab})$ et C_{ac} selon des relations similaires à celles du paragraphe 7.1.5.

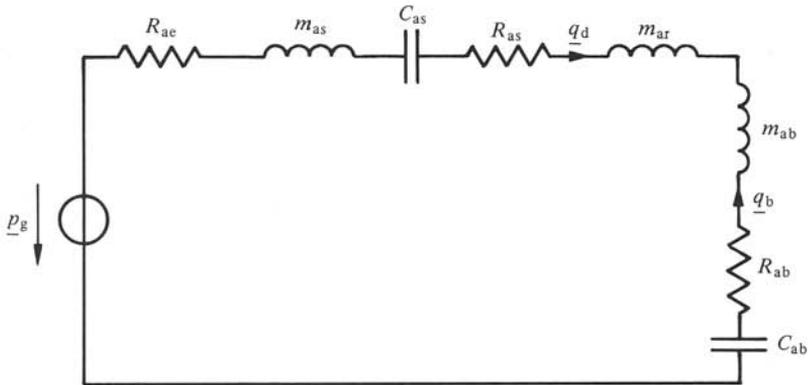


Fig. 7.21

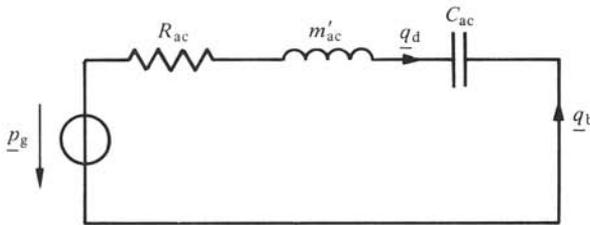


Fig. 7.22

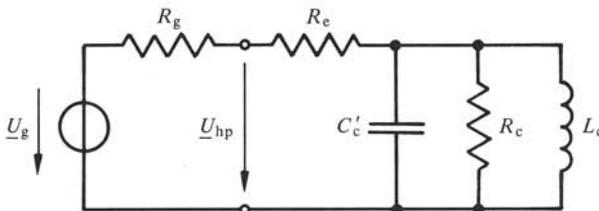


Fig. 7.23

Ces schémas équivalents sont identiques à ceux du haut-parleur sur écran infini (fig. 7.7 et 7.8), aux valeurs des éléments près. Par conséquent, les propriétés du système à enceinte close s'obtiennent par analogie.

7.2.6 Définitions : paramètres en petits signaux

Les paramètres en petits signaux d'un système à enceinte close sont :

- la *fréquence de résonance*

$$f_c = \omega_c / 2\pi = 1/2\pi \sqrt{m'_{ac} C_{ac}} = 1/2\pi \sqrt{C'_c L_c} \quad \text{Hz} \quad (7.58)$$

- le *facteur de qualité électrique* à ω_c

$$Q_{eco} = \omega_c C'_c R_e \quad 1 \quad (7.59)$$

- le *facteur de qualité mécanique* à ω_c

$$Q_{mc} = \omega_c C'_c R_c \quad 1 \quad (7.60)$$

- le *facteur de qualité total* à ω_c

$$Q_{tco} = Q_{eco} \cdot Q_{mc} / (Q_{eco} + Q_{mc}) \quad 1 \quad (7.61)$$

- le *facteur de compliance*

$$\alpha = C_{as} / C_{ab} \quad 1 \quad (7.62)$$

Alimenté par une source réelle ($R_g \neq 0$), le système présente des *facteurs de qualité électrique* et *total* à ω_c

$$Q_{ec} = \omega_c C'_c (R_g + R_e) \quad 1 \quad (7.63)$$

$$Q_{tc} = Q_{ec} \cdot Q_{mc} / (Q_{ec} + Q_{mc}) \quad 1 \quad (7.64)$$

7.2.7 Rôle de l'enceinte sur la fréquence de résonance

En y introduisant le facteur de compliance α , (7.57) devient

$$C_{ac} = C_{as} / (1 + \alpha) \quad \text{m}^3/\text{Pa} \quad (7.65)$$

Le rapport des fréquences de résonance du système à enceinte close f_c et du haut-parleur sur écran f_s (7.15) vaut

$$f_c / f_s = \sqrt{m'_{as} C_{as} / m'_{ac} C_{ac}} = \sqrt{(1 + \alpha) (m'_{as} / m'_{ac})} \quad 1 \quad (7.66)$$

Les masses acoustiques m'_{as} (7.13) et m'_{ac} (7.56) diffèrent de $(m_{ar} - m_{ab})$, différence généralement petite par rapport à m_{as} . Aussi en première approximation la néglige-t-on et

$$f_c / f_s \cong \sqrt{1 + \alpha} \quad 1 \quad (7.67)$$

On a nécessairement $f_c > f_s$. Par conséquent, la largeur de bande du système à enceinte close présente une limite inférieure plus haute que celle de son moteur monté sur écran infini.

7.2.8 Définition : suspension acoustique

Pour α assez grand, on a d'après (7.65) et puisque C_{as} vaut αC_{ab} , $C_{ac} \cong C_{ab}$ et

$$f_c \cong 1/2\pi \sqrt{m'_{ac} C_{ab}} \quad \text{Hz} \quad (7.68)$$

La fréquence de résonance du système est pratiquement déterminée par l'enceinte: le système est appelé à *suspension acoustique*. L'ordre de grandeur usuel de α est de 3 à 10.

7.2.9 Rapport des facteurs de qualité Q_{tc} et Q_{ts}

Le rapport des facteurs de qualité électriques Q_{ec} du système à enceinte close et Q_{es} de son moteur sur écran vaut

$$Q_{ec}/Q_{es} = \omega_c C'_c (R_g + R_e) / \omega_s C'_s R_e \cong (f_c/f_s) \cdot (R_g + R_e)/R_e \quad 1 \quad (7.69)$$

On a pratiquement toujours $R_g \ll R_e$, si bien que d'après (7.67)

$$Q_{ec}/Q_{es} \cong (f_c/f_s) \cong \sqrt{1 + \alpha} \quad 1 \quad (7.70)$$

Le rapport des facteurs de qualité mécaniques est

$$Q_{mc}/Q_{ms} \cong (f_c/f_s) (R_c/R_s) \quad 1 \quad (7.71)$$

Dans les basses fréquences, les pertes acoustiques dans l'enceinte sont généralement moindres que celles mécaniques dans le moteur ($R_{ab} < R_{as}$), si bien qu'en première approximation $R_c \cong R_s$ et

$$Q_{mc}/Q_{ms} \cong (f_c/f_s) \cong \sqrt{1 + \alpha} \quad 1 \quad (7.72)$$

Finalement, les facteurs de qualité totaux Q_{tc} du système, source incluse, et du moteur seul sur écran infini sont dans un rapport

$$Q_{tc}/Q_{ts} \cong f_c/f_s \cong \sqrt{1 + \alpha} \quad 1 \quad (7.73)$$

7.2.10 Courbes de réponse

En substituant dans $G_s(j\omega/\omega_s)$ selon (7.27) ω_c et Q_{tc} à ω_s et Q_t , on forme la fonction de transfert G_c caractéristique du système à enceinte close

$$G_c(j\omega/\omega_c) = (j\omega/\omega_c)^2 / [(j\omega/\omega_c)^2 + Q_{tc}^{-1}(j\omega/\omega_c) + 1] \quad 1 \quad (7.74)$$

Les courbes de réponse relatives de la puissance rayonnée P_a et de la pression acoustique \tilde{p} sont celles de la figure 7.9, mais avec f/f_c en abscisse au lieu de f/f_s et Q_{tc} en paramètre au lieu de Q_t . Il en est de même pour les courbes de réponse de l'élongation du diaphragme (fig. 7.10). On définit l'élongation relative \underline{x}_c comme pour le haut-parleur sur écran (7.32), où $\underline{\xi}_s$ est remplacé par

$$\underline{\xi}_c = \underline{U}_g / \omega_c Q_{ec} (Bl) \quad m \quad (7.75)$$

7.2.11 Rendement de référence

Défini comme sur écran, ce rendement vaut

$$\eta_c = \{4\pi^2/c^3\} \{f_c^3 V_{ac}/Q_{ec}\} \quad 1 \quad (7.76)$$

où V_{ac} est le volume d'air équivalent $\rho c^2 C_{ac}$.

7.2.12 Puissances limitées par l'élongation

En comparant ξ_c et ξ_s (7.33), on trouve

$$(\xi_c/\xi_s) \cong (1 + \alpha)^{-1} \quad 1 \quad (7.77)$$

Ainsi à même tension d'entrée, $\tilde{\xi}_c$ est inférieure à $\tilde{\xi}_s$. Par conséquent, la puissance rayonnée limitée par l'élongation d'un système à enceinte close est plus grande que celle de son moteur sur écran

$$P_{a\xi c} = (1 + \alpha)^2 P_{a\xi} \quad W \quad (7.78)$$

Avec (7.48) et (7.73), il vient

$$P_{a\xi c} = \{4\pi^3 \rho/c\} \{f_c^4 \hat{V}_d^2\} x_{\max}^{-2} \quad W \quad (7.79)$$

où x_{\max} est le maximum de $|x_c|$. La puissance d'entrée limitée par l'élongation correspondante est

$$P_{e\xi c} = P_{a\xi c}/\eta_c = \{\pi\rho c^2\} \{Q_{\text{eco}} f_c \hat{V}_d^2/V_{ac}\} / x_{\max}^2 \quad W \quad (7.80)$$

7.2.13 Non-linéarité de l'enceinte

L'analyse en basses fréquences a été poursuivie en admettant que l'enceinte était un composant linéaire. Pour de grandes élongations ce n'est plus le cas et il s'agit de connaître les effets de la non-linéarité des phénomènes. L'équation de la transformation adiabatique (1.41) s'écrit

$$(p_b + p_s)(V_b - \xi_b S_d)^\gamma p_s V_b^\gamma \quad (7.81)$$

où p_b est la pression acoustique dans l'enceinte, p_s la pression statique, et $\xi_b = -\xi_d$. En résolvant par rapport à p_s , il vient

$$p_b = p_s \{(1 - \epsilon)^{-\gamma} - 1\} \quad Pa \quad (7.82)$$

où ϵ est la variation relative de volume $\xi_b S_d/V_b$. Le développement en série de Taylor donne

$$p_b = p_s \left\{ \gamma \epsilon - \frac{1}{2} \gamma (\gamma + 1) \epsilon^2 + \dots \right\} \quad Pa \quad (7.83)$$

L'étude de la distorsion due au terme ϵ^2 peut se faire à partir de l'équation différentielle régissant le mouvement du diaphragme du moteur. A partir du schéma équivalent acoustique simplifié (fig. 7.21) on établit, en remplaçant le débit q_d par sa valeur $S_d \dot{\xi}_d$

$$R_{ac} S_d \dot{\xi}_d + m'_{ac} S_d \ddot{\xi}_d + C_{as}^{-1} \xi_d + p_b = \hat{p}_g \sin \omega t \quad Pa \quad (7.84)$$

La résolution de cette équation non linéaire est délicate [11, 44]. On démontre qu'un harmonique deux apparaît, dont l'amplitude dépend de \hat{p}_g et de (ω/ω_c) . Le matériau de remplissage intervient également puisque modifiant la transformation ($\gamma \neq 1,4$).

En pratique cette distorsion est toujours faible par rapport à celle due aux non-linéarités du moteur pour autant que \hat{V}_d soit limité à quelques pour cent de V_b .

7.2.14 Comportement de l'enceinte en hautes fréquences

Dans le domaine supérieur de la largeur de bande d'un système, l'enceinte close est à considérer comme un espace clos, ses dimensions étant plus grandes que les λ (sect. 4.2). Ses modes propres déterminent alors l'impédance acoustique Z_{ab} chargeant la face arrière du diaphragme du moteur. Cette impédance varie rapidement avec la fréquence et présente des extrema très marqués aux fréquences propres, d'où pics et creux dans la courbe de réponse du système.

Pour une enceinte vide aux parois rigides, la première fréquence propre est $c/2l$ où l est la plus grande dimension. Les ordres de grandeur usuels sont tels que cette fréquence se situe dans la zone médiane de la réponse, voire peu au-dessus de f_c . Il est donc impératif d'amortir les modes autant que faire se peut pour maintenir la réponse régulière.

C'est le rôle principal du capitonnage ou du remplissage de l'enceinte par un matériau fibreux du fait des pertes s'y produisant, importantes aux hautes fréquences (§ 4.3.16).

7.2.15 Caractérisation des courbes de réponse

La figure 7.9 montre que les réponses possibles se différencient selon Q_{tc} . En vue de la synthèse se pose alors le problème de définir la meilleure, autrement dit de spécifier la valeur de Q_{tc} à réaliser pour une application donnée. Sommairement une courbe de réponse est caractérisée par sa fréquence de coupure à demi-puissance (-3 dB), notée f_3 , et son pic d'amplitude $|G_c|_{\max}$ pour $Q_{tc} > 1/\sqrt{2}$. Ces deux paramètres permettent de comparer les courbes de réponse aux points de vue de leur extension vers les basses fréquences et de leur régularité dans la largeur de bande.

En posant $|G_c(j\omega_3/\omega_c)|^2 = \frac{1}{2}$, on trouve

$$(f_3/f_c) = \sqrt{\{Q_{tc}^{-2} - 2 + \sqrt{(Q_{tc}^{-2} - 2)^2 + 4}\}/2} \quad 1 \quad (7.85)$$

En annulant la dérivée de $|G_c|^2$ on trouve la fréquence f_{\max} à laquelle se présente le pic

$$(f_{\max}/f_c) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} Q_{tc}^{-2}}} \quad 1 \quad (7.86)$$

Par symétrie, la fréquence f_ξ du maximum x_{\max} de l'élongation relative x_c est

$$(f_\xi/f_c) = \sqrt{1 - \frac{1}{2} Q_{tc}^{-2}} \quad 1 \quad (7.87)$$

Les maxima correspondants sont égaux et valent

$$|G_c(f_{\max}/f_c)| = x_{\max} = \sqrt{Q_{tc}^4 / (Q_{tc}^2 - \frac{1}{4})} \quad 1 \quad (7.88)$$

Si $Q_{tc} < 1/\sqrt{2}$, f_{\max} tend vers l'infini, f_ξ vers zéro et les maxima sont égaux à l'unité.

7.2.16 Définitions: facteurs de mérite

En vue de la synthèse, il est avantageux d'écrire les relations (7.76) de η_c et (7.79) de $P_{a\xi c}$ sous la forme

$$\eta_c = k_\eta f_3^3 V_b \quad 1 \quad (7.89)$$

$$P_{a\xi c} = k_P f_3^4 \hat{V}_d^2 \quad W \quad (7.90)$$

où k_η est le *facteur de mérite en rendement*

$$k_\eta = \left[\frac{Q_{tc}}{Q_{ec}} \right] \left[\frac{V_{ac}}{V_b} \right] \left[\frac{4\pi^2}{c^3} \frac{1}{(f_3/f_c)^3 \cdot Q_{tc}} \right] \quad \text{Hz}^{-3} \cdot \text{m}^{-3} \quad (7.91)$$

et k_p , le *facteur de mérite en puissance*

$$k_p = \frac{4\pi^3 \rho}{c} \frac{1}{(f_3/f_c)^4} x_{\max}^2 \quad \text{W} \cdot \text{Hz}^{-4} \cdot \text{m}^{-6} \quad (7.92)$$

Lors de la synthèse, on cherche évidemment à obtenir des valeurs aussi grandes que possible pour ces deux facteurs.

7.2.17 Maximalisation des facteurs de mérite

Dans k_η , le rapport des facteurs de qualité Q_{tc}/Q_{ec} est typiquement de l'ordre de 0,5 à 0,9. Les faibles valeurs correspondent à des systèmes à bas Q_{mc} , en particulier par des pertes mécaniques R_{as} ou acoustiques R_{ab} volontairement élevées (maîtrise de Q_{tc} par Q_{mc}). Le rapport des volumes V_{ac}/V_b dépend de la présence et des propriétés d'un matériau de capitonnage ou de remplissage. Selon (7.54), (7.62) et (7.65), ce rapport s'écrit

$$(V_{ac}/V_b) = \beta (C_{ac}/C_{ab}) = \beta \alpha / (1 + \alpha) \quad 1 \quad (7.93)$$

Pour l'augmenter on réalise un système à suspension acoustique (§ 7.2.8) et on cherche à obtenir β aussi grand que possible, par un bon choix et une bonne mise en œuvre du matériau acoustique. Cependant, la présence de ce dernier augmente les pertes et entraîne ainsi une diminution de Q_{tc}/Q_{ec} . D'autre part C_{ab} augmentant, α diminue et finalement, l'augmentation de V_{ac}/V_b est moindre.

En pratique, on constate que dans le meilleur des cas le produit $(Q_{tc}/Q_{ec}) \cdot (V_{ac}/V_b)$ excède rarement l'unité. Un capitonnage ou remplissage judicieux permet un gain de l'ordre de 1,2. Le troisième facteur de k_η est une fonction de Q_{tc} seulement. Son maximum a lieu pour $Q_{tc} \cong 1,1$ et vaut environ $2 \cdot 10^{-6}$.

Finalement, la valeur maximale du facteur de mérite en rendement k_η est donc $2 \cdot 10^{-6}$ pour le système le mieux réalisé avec $Q_{tc} \cong 1,1$.

Les relations (7.85) et (7.88) montrent que le facteur de mérite en puissance k_p n'est fonction que de Q_{tc} . Son maximum se produit également pour $Q_{tc} \cong 1,1$ et vaut environ 0,85.

7.2.18 Synthèse optimale

Ainsi, en réalisant un système à enceinte close de manière à obtenir $Q_{tc} \cong 1,1$, on optimise simultanément son rendement η_c et sa puissance $P_{a\grave{e}c}$. On a

$$\eta_{c(\max)} \cong 2 \cdot 10^{-6} f_3^3 V_b \quad 1 \quad (7.94)$$

$$P_{a\grave{e}c} \cong 0,85 f_3^4 \hat{V}_d^2 \quad \text{W} \quad (7.95)$$

Ces relations sont des contraintes de réalisation et déterminent les valeurs limites que l'on peut espérer atteindre pour un système à enceinte close le mieux réalisé. En pratique elles sont représentées par les diagrammes de Small des figures 7.24 et 7.25. Ces diagram-

mes montrent bien les limitations dans la spécification du cahier des charges d'un système : deux des trois grandeurs V_b , f_3 et $\eta_c(\max)$ ou $P_{a\xi c}$, f_3 et V_d , peuvent être choisies, le maximum ou le minimum de la troisième en découlant.

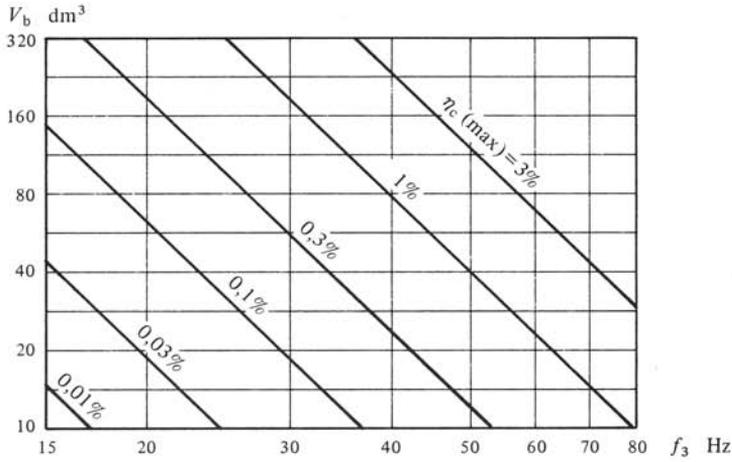


Fig. 7.24

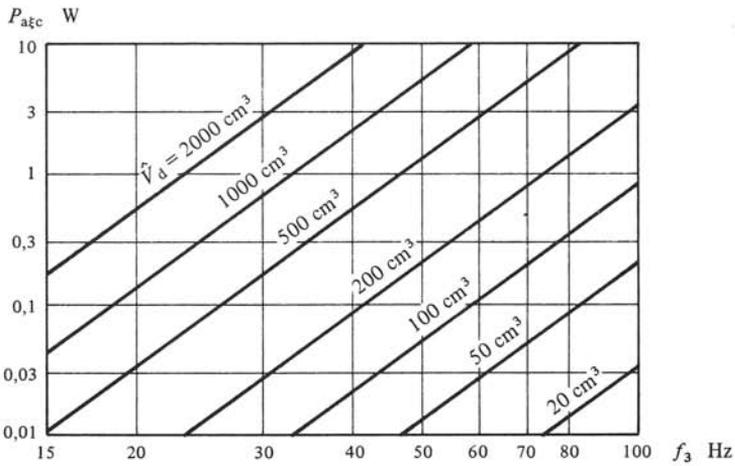


Fig. 7.25

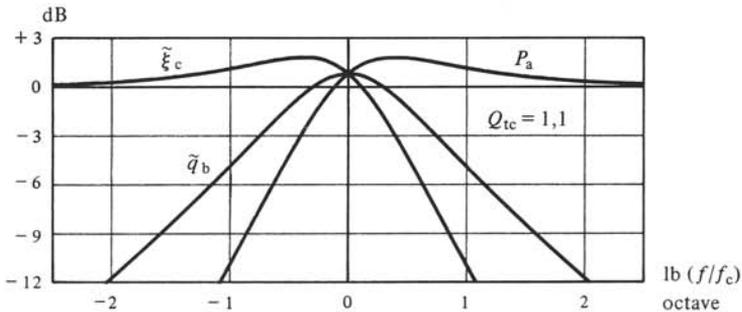


Fig. 7.26

En fixant par exemple V_b (encombrement) et f_3 (limite inférieure de la largeur de bande), $\eta_{c(\max)}$ est déterminé; si de plus on impose $P_{a_{\xi c}}$, \hat{V}_d est aussi déterminé. Enfin, il s'agit de vérifier que \hat{V}_d n'exécède pas de 2 à 5% de V_b (selon la distorsion tolérée).

Avec $Q_{tc} = 1,1$ (7.85) et (7.88) donnent $(f_3/f_c) = 0,76$ et un pic $20 \lg |G_c|_{\max}$ (ou $20 \lg x_{\max}$) de 1,9 dB. La figure 7.26 donne les courbes de réponse relatives correspondantes de la puissance rayonnée, du débit du diaphragme et de l'élongation. La réponse en puissance présente une bonne forme car réalisant un bon compromis entre les exigences d'une fréquence f_3 la plus basse possible et d'un pic encore acceptable.

7.2.19 Synthèse avec un moteur donné

Lorsque le moteur est imposé, il y a un degré de liberté en moins dans la synthèse. La relation (7.73) s'écrit aussi

$$(f_c/Q_{tc}) \cong (f_s/Q_{ts}) \quad 1 \quad (7.96)$$

Comme $f_c > f_s$, on a $Q_{tc} > Q_{ts}$: le facteur de qualité total du système est nécessairement plus grand que celui du moteur. Par exemple, la valeur optimale $Q_{tc} \cong 1,1$ ne peut être obtenue que si $Q_{ts} < 1,1$. Généralement, on fixe Q_{tc} d'où f_c par (7.96), f_3 par (7.85) et x_{\max} par (7.88). On trouve α à partir de (7.73)

$$\alpha \cong (Q_{tc}/Q_{ts})^2 - 1 \quad 1 \quad (7.97)$$

En pratique, on estime $Q_t > Q_{ts}$, connaissant la résistance de source R_g , et on introduit cette valeur dans les calculs.

Le volume d'une enceinte vide est $V_{ab} = V_{as}/\alpha$. Le volume de l'enceinte avec matériau acoustique est $V_b = V_{ab}/\beta$, où β est à déterminer expérimentalement sur un modèle d'enceinte.

7.2.20 Exemple

On dispose d'un moteur avec $f_s = 16$ Hz, $Q_{ts} = 0,33$, $Q_{es} = 0,4$, $V_{as} = 700$ dm³ et $\hat{V}_d = 500$ cm³. Q_t est estimé à 0,36. Avec le choix $Q_{tc} = 1,1$, on trouve

$$\alpha \cong (1,1/0,36)^2 - 1 \cong 8,3$$

En escomptant $\beta = 1,2$, le volume intérieur net de l'enceinte est

$$V_b = 700/1,2 \cdot 8,3 \cong 70 \text{ dm}^3$$

Les fréquences de résonance f_c et de coupure f_3 sont

$$f_c \cong 16(1,1/0,36) \cong 49 \text{ Hz}$$

$$f_3 = 0,76 \cdot f_c \cong 37 \text{ Hz}$$

Le rendement maximum possible est

$$\eta_{c(\max)} = 2 \cdot 10^{-6} \cdot 37^3 \cdot 70 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cong 0,7\%$$

La puissance acoustique limitée par l'élongation vaut

$$P_{a_{\xi c}} = 0,85 \cdot 37^4 \cdot (500 \cdot 10^{-6})^2 \cong 0,4 \text{ W}$$

et la puissance électrique correspondante est

$$P_{e\xi c} = P_{a\xi c}/\eta_c(\max) = 0,4/0,007 \cong 57 \text{ W}$$

7.2.21 Synthèse globale

Il s'agit de passer des exigences de base aux spécifications de l'enceinte et du moteur. Généralement f_3 , Q_{tc} , $P_{a\xi c}$ et V_b ou η_c sont imposés. Pour mener à bien la synthèse, il faut estimer au préalable des valeurs raisonnables de Q_{mc} , α et β . Pour une enceinte vide Q_{mc} ne dépend que des pertes mécaniques du moteur, et est typiquement compris entre 5 et 10. Avec un matériau de remplissage ou de capitonnage, les pertes acoustiques supplémentaires conduisent à des Q_{mc} de 2 à 5. La maximalisation de k_η a montré l'intérêt à réaliser une suspension acoustique, aussi fixe-t-on α de 3 à 10. Comme indiqué au paragraphe 7.2.5, $\beta = 1,2$ est typique d'une enceinte bien réalisée. Par ailleurs on admet $Q_{tc} \cong Q_{tco}$ ou on donne une estimation de R_g/R_e .

Lorsque V_b est imposé, on calcule successivement :

- 1 f_c d'après (7.85) à partir de f_3 et Q_{tc} ;
- 2 f_s valant $f_c/\sqrt{1+\alpha}$;
- 3 Q_{ec} d'après (7.64) à partir de Q_{tc} et Q_{mc} ;
- 4 V_{as} valant $\beta \alpha V_b$;
- 5 V_{ac} valant $V_{as}/(1+\alpha)$;
- 6 η_c via le calcul de k_η ou selon (7.76) à partir de f_c , V_{ac} et Q_{ec} ;
- 7 $P_{e\xi c}$ valant $P_{a\xi c}/\eta_c$;
- 8 \hat{V}_d via k_p ou selon (7.79), x_{\max} étant déterminé par (7.88) ;
- 9 Q_{es} selon (7.70).

Lorsque η_c est imposé, les opérations 4 à 6 deviennent :

- 4' V_{ac} selon (7.76) à partir de η_c , f_c et Q_{ec} ;
- 5' V_{as} valant $V_{ac}(1+\alpha)$;
- 6' V_b valant $V_{as}/\alpha\beta$.

7.2.22 Exemple

Pour un système à usage domestique, on veut généralement un encombrement minimum et une fréquence de coupure la plus basse possible au prix d'un mauvais rendement. Les exigences de base typiques sont $f_3 = 40 \text{ Hz}$, $V_b = 25 \text{ dm}^3$ et $P_{a\xi c} = 0,3 \text{ W}$. En choisissant $Q_{tc} \cong 1,1$ et avec les estimations $\alpha = 5$, $Q_{mc} = 5$ et $\beta = 1,2$ on trouve successivement :

- 1 $f_c \cong 53 \text{ Hz}$
- 2 $f_s \cong 22 \text{ Hz}$
- 3 $Q_{ec} \cong 1,4$
- 4 $V_{as} \cong 150 \text{ dm}^3$
- 5 $V_{ac} \cong 25 \text{ dm}^3$
- 6 $\eta_c \cong 0,32\%$
- 7 $P_{e\xi c} \cong 93 \text{ W}$
- 8 $\hat{V}_d \cong 370 \text{ cm}^3$
- 9 $Q_{es} \cong 0,57$.

On remarque que f_s est environ une octave en dessous de f_3 et la valeur élevée de la puissance $P_{e\grave{e}c}$ témoignant du très bas rendement. \hat{V}_d représente environ 1,5% de V_b , valeur parfaitement acceptable.

7.2.23 Problèmes constructifs d'une enceinte close

Le volume interne net V_b étant déterminé, il s'agit de réaliser l'enceinte. Le premier problème est le choix de la forme. Celle-ci joue un rôle aux fréquences élevées par diffraction (§ 2.7.18). Théoriquement la meilleure forme est la sphère, mais sa réalisation est difficile. En pratique, le parallélépipède rectangle est le plus généralement adopté. Il est possible d'en casser ou arrondir les arêtes et les angles pour atténuer et régulariser les effets de la diffraction mais la réalisation est compliquée et coûteuse [46]. Dans tous les cas, le moteur est à décentrer.

Se pose ensuite le problème des proportions. Elles sont à choisir de manière à obtenir une répartition des fréquences propres aussi régulière que possible. En particulier, il s'agit d'éviter des confusions de mode (mêmes fréquences propres pour des modes différents), la situation la plus défavorable étant le cube. Des bonnes proportions sont 1:1,202:1,435 ou 1:1,401:1,863. L'inclinaison de la paroi de fond permet d'améliorer la répartition des fréquences propres, au prix de difficultés constructives. Les dimensions internes se calculent à partir des proportions choisies et du volume interne brut nécessaire, somme de V_b et des volumes occupés par le moteur et d'éventuels dispositifs annexes.

Les parois d'une enceinte sont à considérer comme des plaques encastrées présentant des modes et fréquences propres (§ 4.5.12). Lorsque ces dernières se situent au-dessus de 500 à 1000 Hz, les vibrations correspondantes sont peu gênantes car de faibles amplitudes. Aussi choisit-on un matériau ayant un rapport (E/ρ) le plus grand possible, et un facteur de pertes élevé. Des panneaux de bois aggloméré ou plaqué aggloméré (trois couches) conviennent très bien, dans des épaisseurs de 15 à 30 mm. Il est possible d'utiliser des panneaux minces métalliques ou plastiques à condition de revêtir leur face interne d'une couche d'un matériau antivibratile présentant de fortes pertes par frottements internes. La subdivision d'un grand panneau par des entretoises ou nervures permet d'en augmenter les fréquences propres. L'assemblage de l'enceinte par collage et vissage doit être très rigide et étanche. Il s'agit d'éviter toute fuite transformant l'enceinte close en une ouverte avec de grandes pertes acoustiques ($R_{ab} > R_{as}$). On tolère néanmoins un petit trou pour l'égalisation de la pression statique.

En ce qui concerne le matériau acoustique à disposer dans l'enceinte, le remplissage est la solution la plus efficace mais de mise en œuvre délicate. Aussi un capitonnage d'au moins 50 à 70 mm d'épaisseur est-il souvent préféré. Les matériaux utilisés sont des fibres de verre, des laines naturelles ou minérales, des mousses synthétiques, etc.

7.2.24 Impédance d'entrée

Les schémas équivalents en basses fréquences étant identiques aux valeurs des éléments près, l'impédance d'entrée d'un système à enceinte close présente les mêmes propriétés que celle d'un haut-parleur sur écran infini. En valeur rapportée à R_e , on retrouve (7.36) où Q_{mc} , Q_{eco} et ω_c se sont substitués à Q_{ms} , Q_{es} et ω_s .

7.2.25 Mesure des paramètres en petits signaux

Comme déjà mentionné au paragraphe 7.1.11, il est possible de déterminer certains paramètres en petits signaux d'un haut-parleur ou d'un système à enceinte close à partir des propriétés de leur impédance d'entrée, c'est-à-dire par des mesures électriques. Ce paragraphe indique leur principe. Pour alléger l'écriture, on introduit des facteurs de qualité Q_e , Q_m , Q_t et une fréquence de résonance f_0 , à remplacer par Q_{es} , Q_{ms} , Q_{ts} et f_s ou Q_{eco} , Q_{mc} , Q_{tco} et f_c selon le cas. La figure 7.27 représente en fonction de la fréquence le module de l'impédance rapportée à R_e .

A f_0 , la courbe passe par un maximum noté z_0 . En pratique, ce maximum n'est pas assez aigu pour déterminer f_0 avec la précision nécessaire. Aussi se base-t-on sur la symétrie de la courbe : pour un même désaccord en dessous ou en dessus de f_0 , on a même valeur d'impédance. Soit les fréquences $f_- < f_0$ et $f_+ > f_0$ telles que $z(f_-) = z(f_+) = z_1$. On a

$$f_0 = \sqrt{f_- f_+} \quad \text{Hz} \quad (7.98)$$

Le calcul de z_1 à partir de (7.36) conduit à

$$z_1 = \sqrt{\frac{z_0^2 + Q_m^2 ((f_+ - f_-)/f_0)^2}{1 + Q_m^2 ((f_+ - f_-)/f_0)^2}} \quad 1 \quad (7.99)$$

d'où l'on tire

$$Q_m = \frac{f_0}{f_+ - f_-} \cdot \sqrt{\frac{z_0^2 - z_1^2}{z_1^2 - 1}} \quad 1 \quad (7.100)$$

En pratique, on choisit z_1 et l'on mesure les fréquences f_+ et f_- correspondantes. Il est avantageux de prendre $z_1 = \sqrt{z_0}$, ce qui d'une part simplifie les calculs et d'autre part, place f_- et f_+ dans des zones de forte pente de la courbe d'où plus grande précision dans leur mesure. Avec ce choix, il vient

$$Q_m = \frac{f_0}{f_+ - f_-} \sqrt{z_0} \quad 1 \quad (7.101)$$

Connaissant Q_m , on tire de (7.36) à f_0

$$Q_e = Q_m / (z_0 - 1) \quad 1 \quad (7.102)$$

puis

$$Q_t = Q_m Q_e / (Q_m + Q_e) = Q_m / z_0 \quad 1 \quad (7.103)$$

La procédure de mesure s'articule comme suit :

- mesure de R_e en courant continu (ou à l'ohmmètre);
- recherche du maximum de l'impédance d'entrée et calcul de z_0 ;
- choix de z_1 et recherche de f_- et f_+ ;
- calculs de successivement f_0 , Q_m , Q_e et Q_t .

En appliquant successivement cette procédure à un haut-parleur sur écran puis sur une enceinte close, on obtient les paramètres f_s , Q_{ms} , Q_{es} et Q_{ts} puis f_c , Q_{mc} , Q_{eco} et Q_{tco} . La comparaison des fréquences de résonance selon (7.66) fait apparaître le rapport des masses acoustiques m'_{as} et m'_{ac} . Ce rapport, supposé peu différent de l'unité peut s'éva-

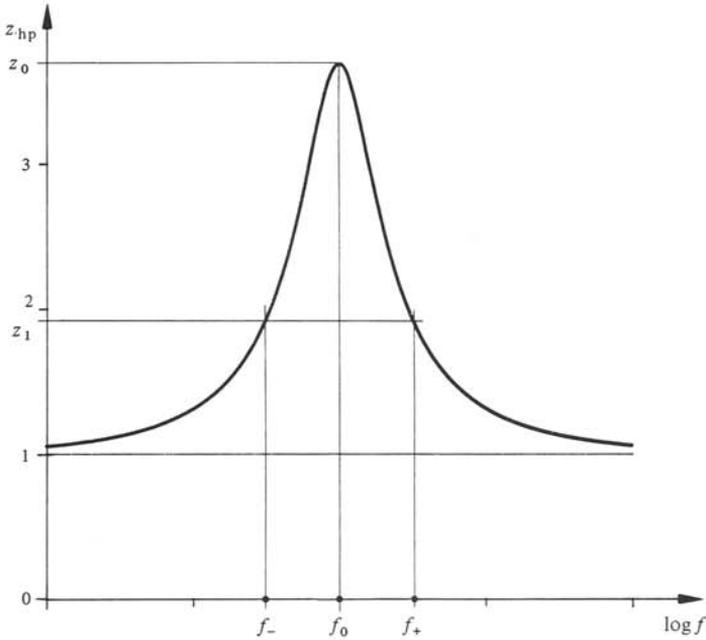


Fig. 7.27

luer simplement. En effet, selon (7.10) et les définitions des facteurs de qualité Q_{es} (7.17) et Q_{eco} (7.59) on a

$$\frac{m'_{as}}{m'_{ac}} = \frac{C'_s}{C'_c} = \frac{f_c Q_{es}}{f_s Q_{eco}} \quad 1 \quad (7.104)$$

En portant cette valeur dans (7.66), on trouve le facteur de compliance

$$\alpha = \frac{f_c Q_{eco}}{f_s Q_{es}} - 1 \quad 1 \quad (7.105)$$

En passant de l'écran à l'enceinte, on introduit des pertes acoustiques, négligées au paragraphe 7.2.9, que l'on peut aussi évaluer simplement. Avec (7.11), (7.71) conduit à

$$(R_{as} + R_{ab})/R_{as} = (f_c/f_s)(Q_{ms}/Q_{mc}) \quad 1 \quad (7.106)$$

7.2.26 Détermination des paramètres en petits signaux d'un haut parleur

On procède à deux essais : le premier sur écran fournit f_s , Q_{ms} , Q_{es} et Q_{ts} , le second sur une enceinte close test vide ($\beta = 1$) de volume interne net connu V_b , détermine α selon (7.105) d'où $V_{as} = \alpha V_b$.

En pratique, le premier essai est effectué en montage libre, c'est-à-dire sans écran, le haut-parleur étant simplement maintenu par une fixation telle que son axe soit horizontal, loin de toute surface ou obstacle. La résistance R_e est mesurée au préalable à l'ohmmètre ou au pont de Wheatstone. Quant à la surface projetée S_d , elle est évaluée

à partir de la géométrie du diaphragme. Pour un conique, une bonne estimation consiste à mesurer le diamètre d de la base à mi-hauteur de la suspension externe puis à calculer $S_d = \pi d^2/4$.

7.2.27 Détermination des paramètres en petits signaux d'un système à enceinte close

La procédure du paragraphe 7.7.25 détermine directement f_c , Q_{mc} , Q_{eco} et Q_{tco} . En plaçant le moteur sur écran, on trouve α , d'où la valeur du facteur d'augmentation de compliance $\beta = V_{as}/\alpha V_b$.

Si V_{as} n'est pas connu, il est déterminé en plaçant le moteur sur une enceinte identique à celle étudiée, mais sans matériau acoustique ($\beta = 1$).

7.2.28 Système à enceinte ouverte à évent

La figure 7.28 donne une coupe schématique d'une enceinte ouverte à évent. Dans les basses fréquences, on retrouve C_{ab} , R_{ab} et m_{ab} pour l'enceinte proprement dite, alors que l'évent correspond à une masse acoustique m_{ap} , une résistance acoustique R_{ap} et une impédance de rayonnement Z_{ar2} .

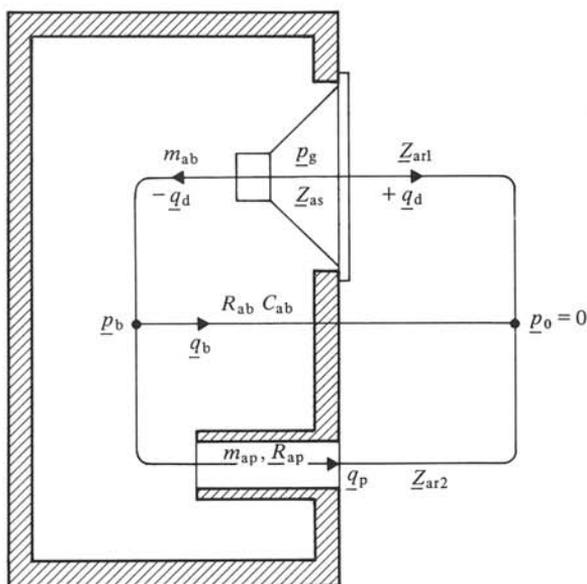


Fig. 7.28

La procédure du paragraphe 5.4.11 conduit au schéma équivalent acoustique direct du système. Sa topologie est d'abord obtenue comme montré dans la figure 7.28. Le moteur est représenté par une source de pression p_g équivalente à \underline{U}_g et par une impédance acoustique Z_{as} , incluant les éléments équivalents R_{ae} , R_{as} , m_{as} et C_{as} (fig. 7.7). La figure 7.29 donne le schéma finalement obtenu.

Comme pour le haut-parleur sur écran et le système à enceinte close, on est conduit à négliger les résistances de rayonnement et à regrouper les masses acoustiques. On

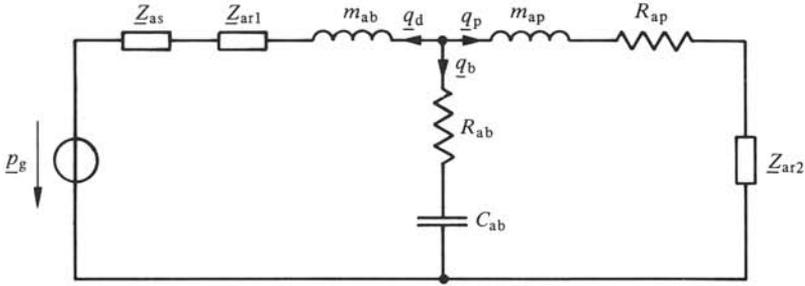


Fig. 7.29

forme alors les schémas équivalents acoustique et électrique de la figure 7.30 avec

$$m'_{ac} = m_{as} + m_{ab} + m_{ar1} \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.107)$$

$$m'_{ap} = m_{ap} + m_{ar2} \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.108)$$

où m_{ao} inclut déjà la correction du bout de l'évent vers l'intérieur de l'enceinte (§ 5.3.19). Les éléments C'_o , L_b , R_b , C'_p et R_p sont les équivalents électriques de respectivement m'_{ao} , C_{ab} , R_{ab} , m'_{ap} et R_{ap} selon les relations du paragraphe 7.1.5.

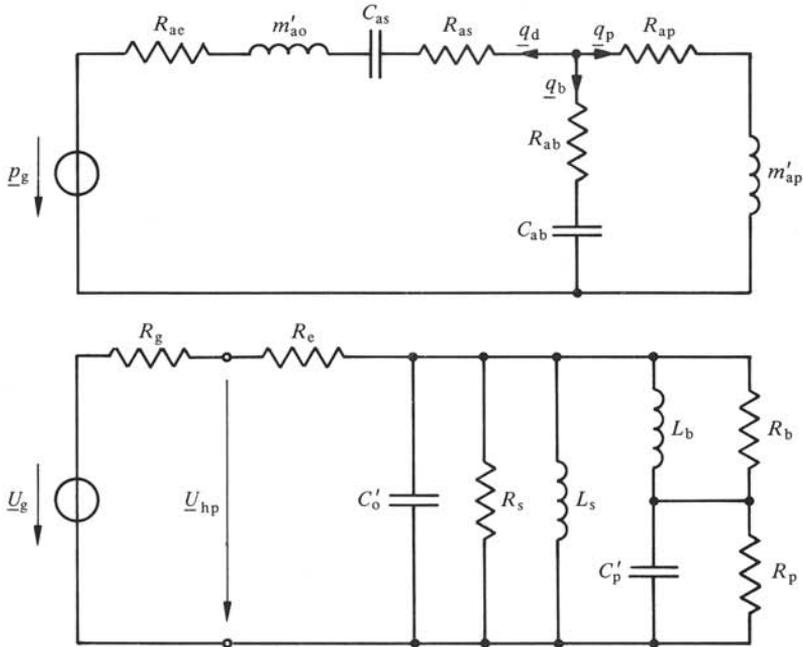


Fig. 7.30

7.2.29 Cas d'une enceinte sans pertes

Dans les basses fréquences, les facteurs de qualité de C_{ab} et de m'_{ap} sont plus grands que ceux Q_{es} et Q_{ms} du moteur. En effet comme on le verra plus loin, on est

conduit à réaliser des moteurs de $Q_{ts} < 0,6$ environ pour satisfaire aux exigences sur la courbe de réponse en puissance d'un système à évent: Q_{ms} étant typiquement de l'ordre de 5, Q_{es} est inférieur à 0,8. Autrement dit, R_{ae} et R_{as} sont plus grands que R_{ab} et R_{ap} .

En première approximation, on admet R_{ab} et R_{ap} nuls: c'est l'hypothèse d'une enceinte sans pertes. Les schémas équivalents deviennent ceux de la figure 7.31.

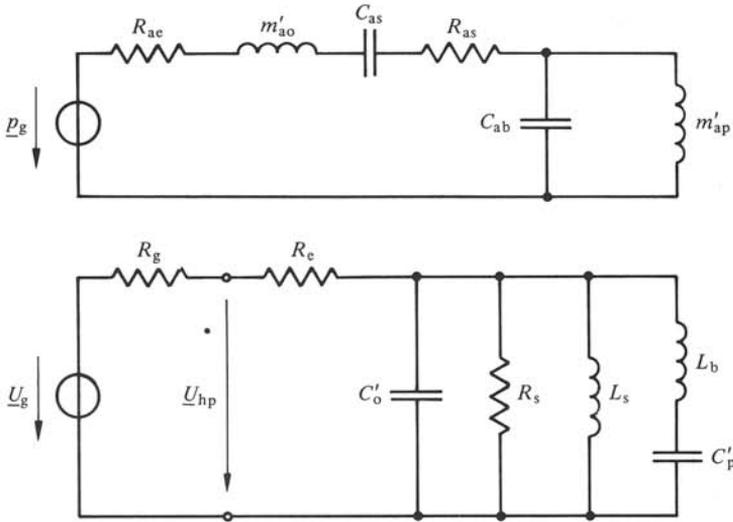


Fig. 7.31

7.2.30 Approximation

En passant d'un écran à une enceinte ouverte, la fréquence de résonance du moteur est modifiée, puisque les masses m'_{as} et m'_{ao} sont différentes. On a

$$f_{so} = f_s \sqrt{m'_{as}/m'_{ao}} \quad \text{Hz} \quad (7.109)$$

Comme pour l'enceinte close, on admet en première approximation $m'_{as} \cong m'_{ao}$ et $f_{so} \cong f_s$.

7.2.31 Définitions: paramètres en petits signaux de l'enceinte ouverte à évent

Les schémas équivalents montrent que l'enceinte ouverte à évent est un résonateur acoustique de fréquence de résonance

$$f_b = \omega_b/2\pi = 1/2\pi \sqrt{C_{ab}m'_{ap}} = 1/2\pi \sqrt{L_b C'_p} \quad \text{Hz} \quad (7.110)$$

Il est commode d'en introduire la valeur rapportée à f_s

$$h = f_b/f_s \quad 1 \quad (7.111)$$

Comme pour l'enceinte close, on introduit le facteur de compliance $\alpha = C_{as}/C_{ab}$ (§ 7.2.6).

Le facteur de qualité total Q_t du système à enceinte ouverte sans pertes à ω_s est défini selon (7.22) par

$$Q_t^{-1} = Q_{ms}^{-1} + Q_{es}^{-1}[R_e/(R_e + R_g)] \quad 1 \quad (7.112)$$

7.2.32 Puissance acoustique rayonnée et rendement

La puissance rayonnée s'obtient par (7.52) avec R_{ar} selon (7.53), \tilde{q}_b étant donné par l'analyse du schéma équivalent acoustique de la figure 7.31. On trouve après arrangements

$$P_a = P_{ao} |G_o(j\omega/\omega_s)|^2 = \eta_o P_{er} |G_o(j\omega/\omega_s)|^2 \quad W \quad (7.113)$$

où P_{ao} et η_o sont indépendants de la fréquence et avec l'approximation $f_{so} \cong f_s$, valent P_{as} (7.29) et η_s (7.44), P_{er} étant la puissance de référence (7.42). La fonction de transfert $G_o(j\omega/\omega_s)$ est normalisée en fréquence

$$G_o(j\omega/\omega_s) = \frac{(j\omega/\omega_s)^4 h^{-2}}{(j\omega/\omega_s)^4 h^{-2} + (j\omega/\omega_s)^3 h^{-2} Q_t^{-1} + (j\omega/\omega_s)^2 \{1 + h^{-2}(1 + \alpha)\} + (j\omega/\omega_s) Q_t^{-1} + 1} \quad 1 \quad (7.114)$$

Cette fonction correspond à la fonction de transfert d'un filtre passe-haut du quatrième ordre. Dans un diagramme de Bode elle présente une asymptote basse fréquence de pente 24 dB/octave ($|G_o| \sim f^4$) et une haute fréquence de 0 dB/octave ($|G_o| \rightarrow 1$).

7.2.33 Alignement

En pratique se pose le problème de maîtriser la courbe de réponse de P_a : il s'agit de déterminer $G_o(j\omega/\omega_s)$ satisfaisant à certains critères, et de trouver les valeurs correspondantes de h , Q_t et α .

La méthode d'alignement consiste à identifier $G_o(j\omega/\omega_s)$ à des fonctions de transfert particulières de propriétés connues, issues de la théorie des filtres électriques (chap. XIX.4). La fonction de transfert d'un filtre passe-haut du quatrième ordre peut toujours s'écrire sous la forme

$$G(j\omega/\omega_0) = \frac{(j\omega/\omega_0)^4}{(j\omega/\omega_0)^4 + a_1(j\omega/\omega_0)^3 + a_2(j\omega/\omega_0)^2 + a_3(j\omega/\omega_0) + 1} \quad 1 \quad (7.115)$$

Par identification à (7.114) on trouve

$$h = a_3/a_1 \quad 1 \quad (7.116)$$

$$\alpha = a_2 h - h^2 - 1 \quad 1 \quad (7.117)$$

$$Q_t = 1/\sqrt{a_1 a_3} \quad 1 \quad (7.118)$$

$$\omega_3/\omega_s = \sqrt{h} (\omega_3/\omega_0) \quad 1 \quad (7.119)$$

où ω_3 est la pulsation de coupure à demi-puissance de $G(j\omega/\omega_0)$.

Soit la fonction passe-haut Butterworth du quatrième ordre B_4 définie par

$$|G(j\omega/\omega_0)| = \sqrt{(\omega/\omega_0)^8 / (1 + (\omega/\omega_0)^8)} \quad 1 \quad (7.120)$$

L'identification à (7.115) donne $a_1 = a_3 = 2,613$, $a_2 = 3,414$ et $\omega_0 = \omega_3$. Introduites dans (7.116) à (7.119), ces valeurs déterminent $h = 1$, $\alpha = 1,414$ et $Q_t = 0,384$ tels que le système présente la réponse B_4 avec une fréquence de coupure $f_3 = f_s$.

Le même principe s'applique à d'autres types de fonctions. En pratique on considère les fonctions de Tchebycheff du quatrième ordre $T_4(k)$, dont les pôles se déduisent de ceux de la fonction B_4 en multipliant leur partie réelle par un facteur $k < 1$, dont la valeur détermine ou est déterminée par l'ondulation dans la bande passante.

On a aussi les fonctions « Quasi-Butterworth du troisième ordre » $QB_3(B)$

$$|G(j\omega/\omega_0)| = 1/\sqrt{1 + B(\omega_0/\omega)^6 + (\omega_0/\omega)^8} \quad 1 \quad (7.121)$$

Les coefficients correspondants de (7.115) sont $a_2 > 3,141$, $a_1 = \sqrt{2a_2}$ et $a_3 = (a_2^2 + 2)/\sqrt{8a_2}$ avec l'équation de liaison

$$B = \sqrt{a_3^2 - 2a_2} \quad 1 \quad (7.122)$$

où B est un paramètre > 0 .

7.2.34 Simulation

La seconde méthode possible est la simulation de $G_o(j\omega/\omega_s)$ sur un calculateur (analogique ou numérique). Par essais successifs, on détermine les combinaisons de valeurs de h , Q_t et α telles que $|G_o(j\omega/\omega_s)|$ satisfasse certains critères de forme, définis par exemple par un gabarit.

En pratique, la simulation est principalement utilisée pour étudier la sensibilité de $|G_o(j\omega/\omega_s)|$ à des variations de h , Q_t et α .

7.2.35 Exemples

Le tableau 7.32 donne les valeurs de h , α , Q_t et f_3/f_s des cinq courbes de réponse typiques de la figure 7.33: la première est l'alignement B_4 , la deuxième un T_4 avec $k = 0,5$ présentant une ondulation de 0,2 dB et la troisième, un QB_3 avec $B = 3,25$; les quatrième et cinquième ont été obtenues par simulation.

La figure 7.34 illustre les possibilités de la simulation en montrant l'influence sur la réponse B_4 d'écart de h , Q_t ou α par rapport aux valeurs appropriées (tab. 7.32).

Tableau 7.32

No	Type	h	α	Q_t	f_3/f_s
1	B_4	1	1,414	0,384	1
2	$T_4(k = 0,5)$	0,770	0,589	0,505	0,65
3	$QB_3(B = 3,25)$	1,414	4,46	0,259	1,77
4	HM 39	0,6	0,3	0,8	0,46
5	HM 50	1	1	0,447	0,87

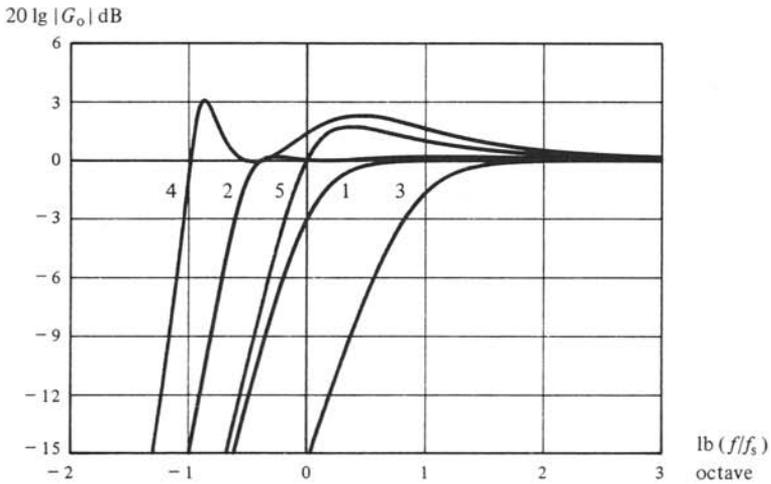


Fig. 7.33

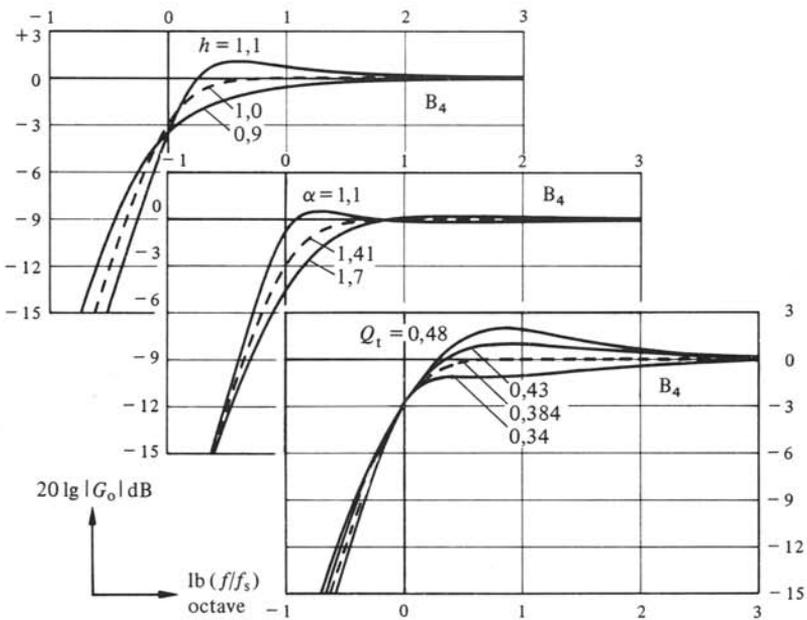


Fig. 7.34

7.2.36 Maximalisation du facteur de mérite en rendement

Comme pour le système à enceinte close, le facteur de mérite en rendement k_η est défini par

$$\eta_o = k_\eta f^3 V_b \quad 1 \quad (7.123)$$

Avec η_o selon (7.44) dans l'hypothèse $f_{so} \cong f_s$, on trouve

$$k_\eta = (Q_t/Q_{es}) (V_{as}/V_b) \left[\frac{4\pi^2}{c^3} \frac{1}{(f_3/f_s)^3 Q_t} \right] \quad \text{Hz}^{-3} \cdot \text{m}^{-3} \quad (7.124)$$

Le rapport Q_t/Q_{es} est de l'ordre de 0,8 à 0,95. On se rapproche d'autant plus de l'unité que les pertes mécaniques du moteur sont faibles, c'est-à-dire Q_{ms} élevé, si bien que $Q_t \cong Q_{ts} \cong Q_{es}$ ($R_g < R_e$). En pratique, on ne cherche pas à augmenter la compliance C_{ab} d'une enceinte ouverte par un matériau acoustique (seul est nécessaire un capitonnage des parois internes pour amortir les modes propres), et le facteur d'augmentation de compliance β est égal à l'unité. Le rapport V_{as}/V_b est égal à α .

Avec $(Q_t/Q_{es}) \cong 1$, on est conduit à rechercher le maximum de k_η en fonction de α , f_3/f_s et Q_t des différentes réponses envisageables. On démontre que l'alignement T_4 ($k = 0,5$), n° 2 du tableau 7.32, conduit à k_η (max) $\cong 3,9 \cdot 10^{-6}$. Ainsi le rendement théorique maximal que l'on peut espérer atteindre avec un système à évent le mieux réalisé (R_{as}, R_{ae} et $R_{ap} \ll R_{ae}$) est

$$\eta_o(\text{max}) \cong 3,9 \cdot 10^{-6} f_3^3 V_b \quad 1 \quad (7.125)$$

Le diagramme de Small de la figure 7.35 représente cette relation. Un alignement B_4 (n° 1 du tableau 7.32) conduit à $k_\eta \cong 3,6 \cdot 10^{-6}$.

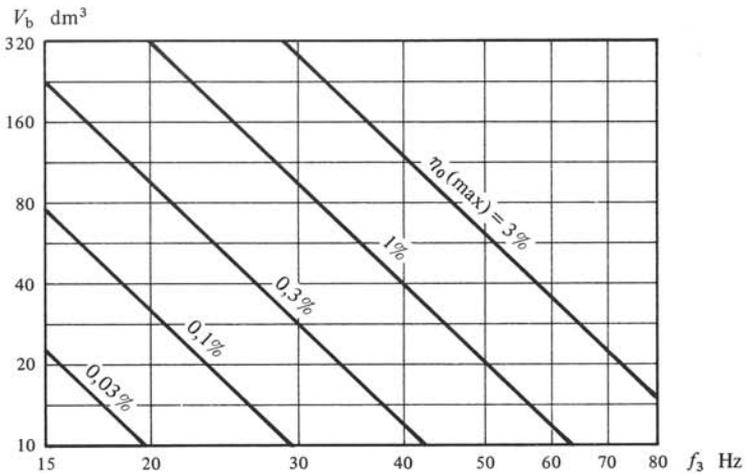


Fig. 7.35

7.2.37 Elongation du diaphragme

L'élongation ξ_d est $q_d/j\omega S_d$, le débit q_d étant calculé à partir du schéma de la figure 7.31. On trouve l'élongation relative

$$\tilde{x}_o = \tilde{\xi}_d/\tilde{\xi}_o = \{h^2 (f_s/f)^2 - h^4 (f_s/f)^4\} \cdot |G_o(f/f_s)| \quad 1 \quad (7.126)$$

où $\tilde{\xi}_o$ est indépendante de la fréquence et vaut $U_g/\omega_b Q_e (Bl)$. La figure 7.36 donne les courbes de réponse \tilde{x}_o pour les fonctions 1 à 4 du tableau 7.32. On remarque : l'annulation de \tilde{x}_o à la fréquence de résonance de l'enceinte $f_b = hf_s$; l'existence de deux maxi-

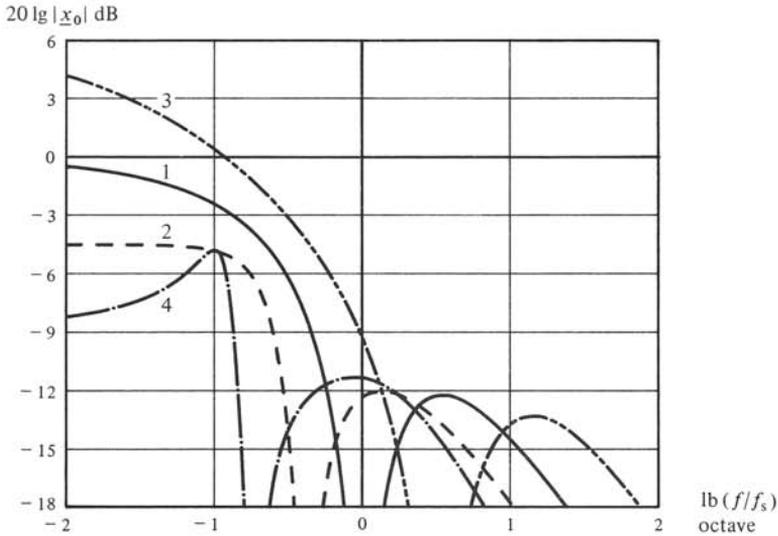


Fig. 7.36

ma, le premier en dessous de f_b , le second en dessus et toujours de moindre amplitude; l'asymptote de -12 dB/octave au-delà du second maximum.

7.2.38 Puissance acoustique limitée par l'élongation

Un calcul similaire à celui pour un haut-parleur sur écran (§ 7.1.15) conduit à la puissance acoustique limitée par l'élongation

$$P_{a\xi_0} = \{4\pi^3 \rho/c\} \{f_s^4 \hat{V}_d^2\} x_{\max}^{-2} \quad \text{W} \quad (7.127)$$

où x_{\max} est un des maxima de l'élongation relative \tilde{x}_0 .

7.2.39 Maximalisation du facteur de mérite en puissance

Comme pour le système à enceinte close, $P_{a\xi_0}$ est mise sous la forme

$$P_{a\xi_0} = k_P f_3^4 \hat{V}_d^2 \quad \text{W} \quad (7.128)$$

où k_P est le facteur de mérite en puissance

$$k_P = \{4\pi^3 \rho/c\} \{f_s/f_3\}^4 x_{\max}^{-2} \quad \text{W} \cdot \text{Hz}^{-4} \cdot \text{m}^{-6} \quad (7.129)$$

Le calcul de k_P peut se faire pour chaque fonction $G_o(j\omega/\omega_s)$ à partir de (f_3/f_s) et x_{\max} . L'élongation relative présentant deux maxima, on considère deux cas:

- le signal à reproduire (parole ou musique) comporte des composantes spectrales en dessous de f_b et le premier maximum est considéré (cas le plus limitatif);
- le signal ne comporte pas de composantes en dessous de f_b et le second maximum est considéré et $P_{a\xi_0}$ est plus élevée.

Selon la fonction G_o choisie et le cas, k_P varie de 0,3 à 10. En pratique, une bonne estimation valable lorsque le signal n'a pas de composantes importantes en dessous de

f_b est $k_p = 3$, (7.128) devenant

$$P_{a\xi_0} = 3f^4 \hat{V}_d^2 \quad W \quad (7.130)$$

Le diagramme de Small de la figure 7.37 représente cette relation.

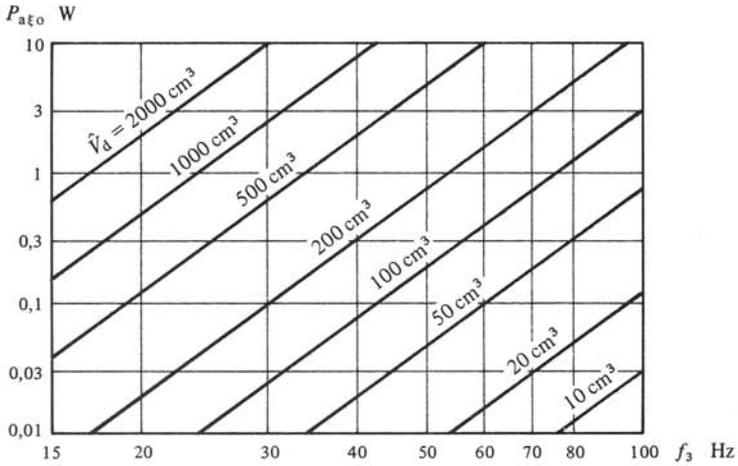


Fig. 7.37

7.2.40 Commentaire: comparaison des systèmes à enceintes closes et ouvertes

La comparaison d'une part de $\eta_o(\max)$ et $\eta_c(\max)$ (relations (7.125) et (7.94) ou fig. 7.35 et 7.24) et d'autre part de $P_{a\xi_0}$ et $P_{a\xi_c}$ (relations (7.130) et (7.95) ou fig. 7.37 et 7.25) montre l'avantage certain des systèmes à enceinte ouverte à évent sur ceux à enceinte close aux points de vue du rendement, de la puissance acoustique et de l'encombrement.

7.2.41 Impédance d'entrée d'un système à évent

A partir du schéma équivalent électrique de la figure 7.31, on trouve l'impédance d'entrée en basses fréquences rapportée à R_e

$$\underline{z}_{hp} = \underline{Z}_{hp}/R_e = 1 + \left[(Q_{ms}/Q_{es}) \frac{(j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1} \{h^{-2}(j\omega/\omega_s)^2 + 1\}}{D'(j\omega/\omega_s)} \right] \quad (7.131)$$

où $D'(j\omega/\omega_s)$ est le dénominateur de $G_o(j\omega/\omega_s)$ selon (7.114) dans lequel Q_{ms} a été substitué à Q_t .

On note que dans le plan complexe \underline{z}_{hp} parcourt deux fois un cercle cinétique. La figure 7.38 représente le module z_{hp} en fonction de (f/f_s) pour les alignements 1 et 2 du tableau 7.32. Les courbes ont été tracées avec les valeurs $Q_{ms} = 5$ et $Q_{es} = 0,42$ et $0,56$ telles que les $Q_t = Q_{ts}$ correspondent aux valeurs prescrites, ce qui implique deux moteurs différents. Ces courbes présentent deux bosses de résonance de même amplitude $1 + (Q_{ms}/Q_{es})$, \underline{z}_{hp} y étant d'ailleurs réelle. Ces bosses sont séparées par une antirésonance à $(f_b/f_s) = h$ où $\underline{z}_{hp} = 1$. Cette antirésonance manifeste bien le mouvement nul du diaphragme à f_b ($\xi_d = 0, \tilde{q}_d = 0$), c'est-à-dire l'annulation de l'impédance cinétique.

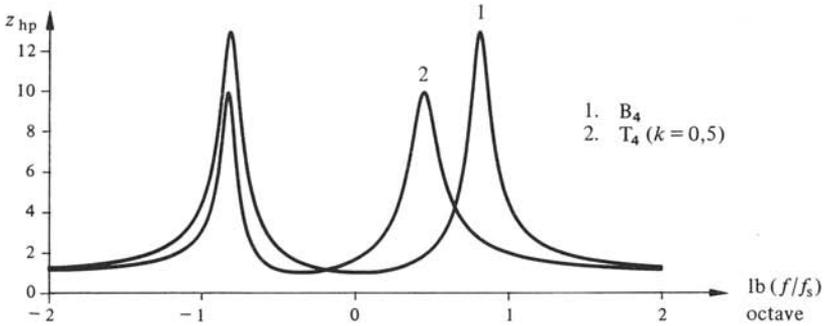


Fig. 7.38

7.2.42 Mesure des paramètres d'une enceinte à évent

L'étude de (7.131) conduit aux relations

$$f_s = f_1 f_h / f_b \quad \text{Hz} \quad (7.132)$$

$$\alpha = (f_h + f_b)(f_h - f_b)(f_b + f_1)(f_b - f_1) / f_h^2 f_1^2 \quad 1 \quad (7.133)$$

où $f_1 < f_b$ et $f_h > f_b$ sont les fréquences de résonance de z_{hp} . Il est donc possible de déterminer $f_s \cong f_{so}$ et α à partir de la mesure de f_b, f_h et f_1 . Les extrema de z_{hp} étant assez arrondis, il y a avantage à déterminer ces fréquences selon la condition d'un argument de z_{hp} nul (phasemètre).

Dans certains cas, l'inductance L_e du moteur est susceptible de modifier la courbe d'impédance et en particulier f_b peut ne plus correspondre exactement à la fréquence du minimum observé entre f_1 et f_h , alors que ces dernières ne sont pratiquement pas affectées. En obturant l'évent, l'enceinte ouverte devient close de fréquence de résonance f_c avec, d'après (7.67)

$$f_{so} \cong f_c / \sqrt{1 + \alpha} \quad \text{Hz} \quad (7.134)$$

en admettant $m'_{ac} \cong m'_{ao}$. On démontre alors les relations

$$f_b = (f_1^2 + f_h^2 - f_c^2)^{1/2} \quad \text{Hz} \quad (7.135)$$

$$\alpha = f_c^2 f_b^2 / f_1^2 f_h^2 \quad 1 \quad (7.136)$$

Ainsi la mesure de f_c à évent obturé (procédure du § 7.2.25), puis de f_1 et f_h à évent ouvert, permet de déterminer f_b, α et f_{so} . Selon (7.109) on a

$$m'_{as} / m'_{ao} = (f_{so} / f_s)^2 \quad 1 \quad (7.137)$$

La mesure de f_s sur écran permet de déterminer ce rapport et de vérifier l'approximation $f_{so} \cong f_s$ (§ 7.2.30).

7.2.43 Pertes acoustiques de fuite

Expérimentalement on observe qu'une enceinte à évent peut présenter des pertes acoustiques plus élevées que celles, jusqu'alors négligées, calculées à partir des valeurs théoriques de R_{ab} et R_{ap} . Ces pertes supplémentaires sont attribuables à des fuites de

l'enceinte (fentes et trous fins, interstices) existant même dans une construction très soignée. Elles se produisent le plus souvent au niveau de la fixation du moteur sur le panneau avant, voire dans le moteur lui-même (par exemple dôme poreux).

Pour rendre compte de ces pertes, on introduit dans les schémas équivalents acoustiques une résistance acoustique de fuite R_{a1} . En admettant encore R_{ap} et R_{ab} négligeables, on obtient les schémas de la figure 7.39, R_1 étant l'équivalent électrique de R_{a1} .

Si l'on admet R_{a1} indépendante de la fréquence, l'étude de ses effets est considérablement simplifiée. Expérimentalement, on vérifie que c'est une bonne approximation.

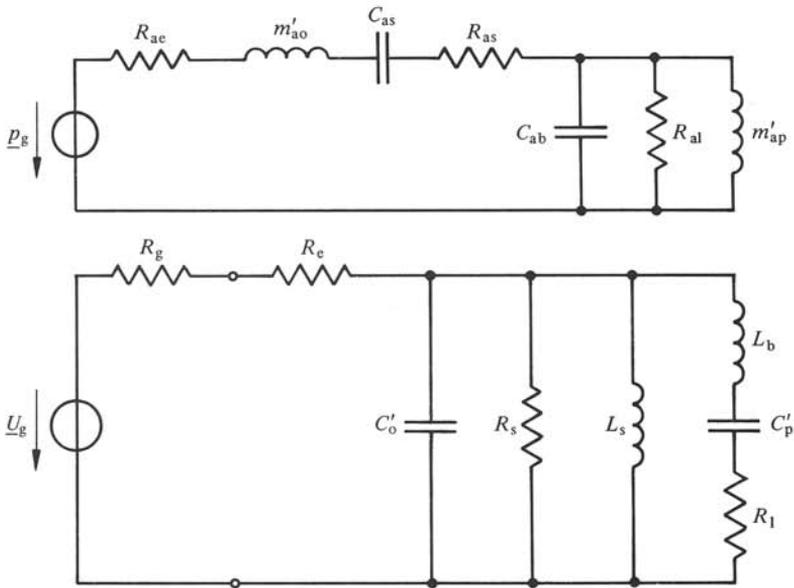


Fig. 7.39

7.2.44 Définition : facteur de qualité de l'enceinte à événement

En considérant le résonateur formé par C_{ab} , R_{a1} et m'_{ap} (fig. 7.39), on définit le *facteur de qualité de l'enceinte à événement* Q_b

$$Q_b = \omega_b C_{ab} R_{a1} \quad 1 \quad (7.138)$$

L'ordre de grandeur de Q_b est de 7 à 30, avec une valeur typique de 10 pour une réalisation soignée de l'enceinte.

On vérifie que Q_b est toujours inférieur aux facteurs de qualité de la compliance C_{ab} (de 30 à 100) et de l'événement (de 50 à 100), ce qui justifie que l'on néglige encore R_{ab} et R_{ap} .

7.2.45 Fonction de transfert avec pertes

En tenant compte de R_{a1} , la fonction de transfert G_o (7.114) devient

$$G_{o1}(j\omega/\omega_s) = (j\omega/\omega_s)^4 h^{-2} / D_1(j\omega/\omega_s) \quad 1 \quad (7.139)$$

où le dénominateur est

$$D_1(j\omega/\omega_s) = (j\omega/\omega_s)^4 h^{-2} + (j\omega/\omega_s)^3 \{h^{-2} Q_t^{-1} + h^{-1} Q_b^{-1}\} + (j\omega/\omega_s)^2 \{1 + h^{-2}(1 + \alpha) + (h Q_b Q_t)^{-1}\} + (j\omega/\omega_s) \{h^{-1} Q_b^{-1} + Q_t^{-1}\} + 1 \quad (7.140)$$

La figure 7.40 montre comment se modifient les courbes de réponse des alignements 1 et 2 du tableau 7.32 en fonction de Q_b . On remarque une modification de forme et surtout le relèvement de f_3 .

La figure 7.41 montre les courbes de réponse de l'élongation relative \tilde{x}_{o1} pour les mêmes cas (dans (7.126), G_{o1} se substitue à G_o).

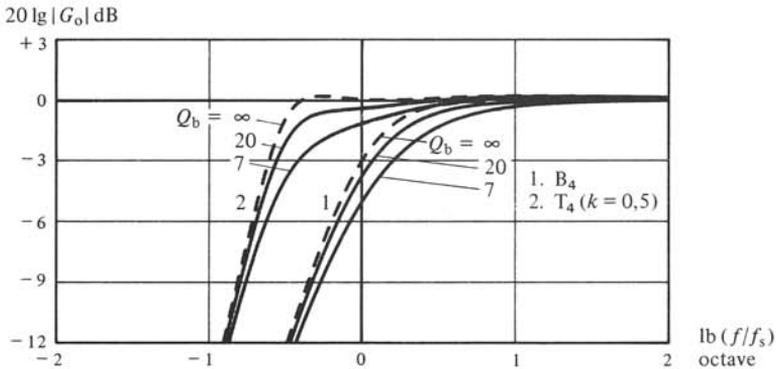


Fig. 7.40

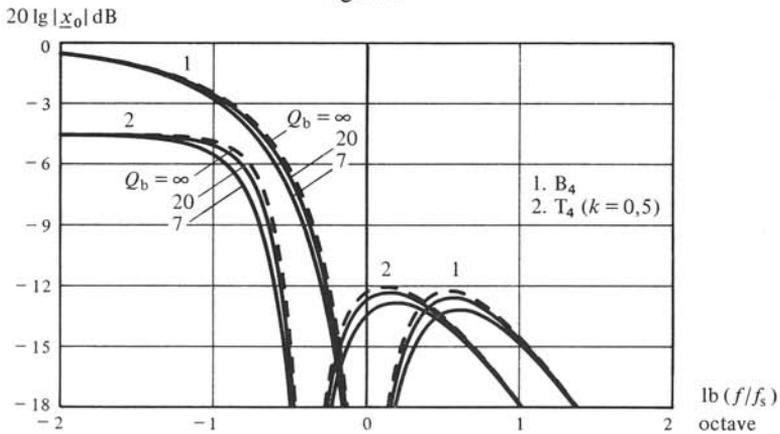


Fig. 7.41

7.2.46 Alignement d'un système avec pertes

La méthode d'alignement se généralise aux systèmes avec pertes. En pratique on introduit au départ la valeur escomptée de Q_b . Les relations d'identification de h (7.116) et α (7.117) deviennent

$$h = r^2 \quad 1 \quad (7.141)$$

$$\alpha = a_2 h - h^2 - 1 - Q_b^{-2} (a_3 h^{1/2} Q_b - 1) \quad 1 \quad (7.142)$$

celles de Q_t (7.118) et f_3/f_s (7.119) demeurant identiques. Dans (7.141) r est la racine réelle positive de

$$r^4 - a_1 Q_b r^3 + a_3 Q_b r - 1 = 0 \tag{7.143}$$

De manière générale, un alignement donné avec pertes exige un Q_t plus élevé et un α plus faible que sans pertes.

7.2.47 Impédance d'entrée d'un système avec pertes

L'impédance d'entrée (7.131) devient

$$\underline{z}_{hp} = 1 + \left[(Q_{ms}/Q_{es}) \frac{(j\omega/\omega_s) Q_{ms}^{-1} \{h^{-2} (j\omega/\omega_s)^2 + h^{-1} Q_b^{-1} (j\omega/\omega_s) + 1\}}{D'_1(j\omega/\omega_s)} \right] \tag{7.144}$$

où $D'_1(j\omega/\omega_s)$ est $D_1(j\omega/\omega_s)$ selon (7.140) où Q_{ms} a été substitué à Q_t .

La figure 7.42 montre le lieu de \underline{z}_{hp} pour l'alignement T_4 ($k = 0,5$), no 2 du tableau 7.32, avec $Q_b = \infty$ et 7. On constate la très grande déformation de ce lieu en particu-

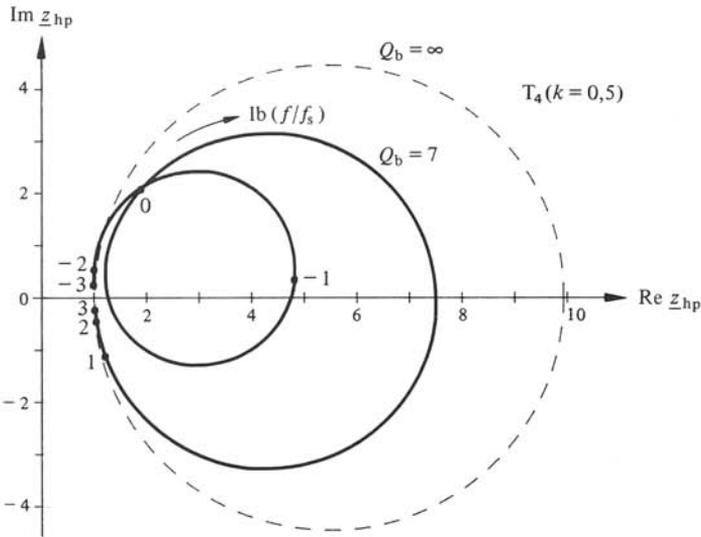


Fig. 7.42

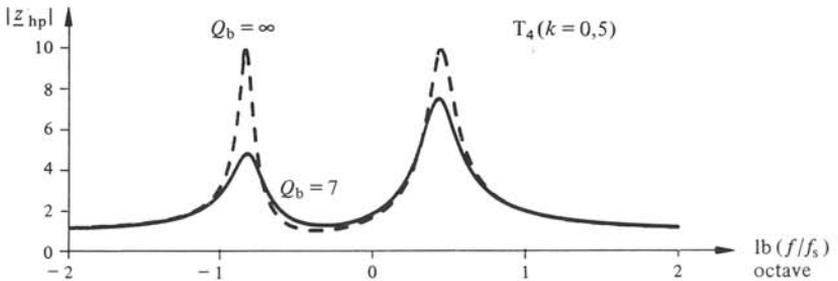


Fig. 7.43

lier sa dissymétrie. Les extrema du module ne se produisent plus pour z_{hp} réel. Par ailleurs les maxima sont d'amplitudes différentes et le minimum est plus grand que l'unité. La figure 7.43 donne le module z_{hp} . On y voit bien la dissymétrie des résonances.

7.2.48 Mesure de Q_b

La valeur de Q_b se détermine de manière approchée, mais suffisante en pratique, en mesurant le module $z_b > 1$ de z_{hp} à f_b . On démontre

$$Q_b \cong \{f_b/f_s \alpha\} \{Q_{es}(z_b - 1)\} \quad 1 \quad (7.145)$$

Les valeurs de Q_{es} et f_s sont obtenues par une mesure préliminaire du moteur sur écran, et celles de α et f_b comme indiqué au paragraphe 7.2.42, mais où f_l, f_h et f_b correspondent respectivement aux maxima et au minimum du module z_{hp} (l'argument n'est plus nul).

7.2.49 Couplage acoustique entre moteur et événement

Le rayonnement de l'événement modifie l'impédance de rayonnement Z_{ar1} chargeant le moteur, la pression acoustique sur le diaphragme étant la somme de celles dues au diaphragme p_d et à l'événement p_p . De même, Z_{ar2} de l'événement est modifiée (§ 2.7.20). L'étude de ce couplage amène à introduire une impédance mutuelle de rayonnement Z_{arm} dont en pratique seule la réactance, correspondant à une masse mutuelle de rayonnement m_{arm} , peut jouer un rôle.

La figure 7.44 montre le schéma équivalent acoustique obtenu en tenant compte de m_{arm} . Pratiquement, son effet est de diminuer m'_{ao} et m'_{ap} . La valeur de m_{arm} est d'autant plus grande que la distance entre événement et moteur est petite. Le minimum pratique de cette distance est de l'ordre de $1,5a$ où a est le rayon de S_d . Dans ce cas m_{arm} est maximal et vaut approximativement $0,13/a$ kg/m⁴.

L'étude des effets de m_{arm} sur les courbes de réponse montre qu'ils sont négligeables pour autant que m_{arm} soit inférieur à 5% de m_{as} , ce qui est le cas avec les moteurs modernes (m_{ms} est de l'ordre de 30 à 100 g). On démontre que m_{arm} modifie les fréquences de résonance f_l et f_h de z_{hp} , qui se rapprochent l'une de l'autre, mais n'altère pas f_b . De ce fait, la valeur de α calculée selon (7.133) est erronée. Il est alors préférable de déterminer α à partir de la mesure de f_c (7.136), à événement obturé.

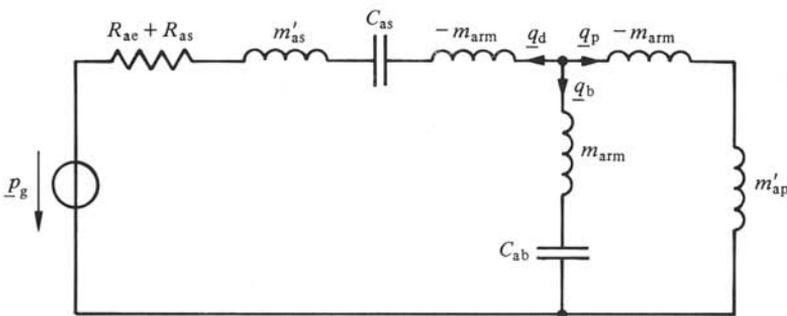


Fig. 7.44

7.2.50 Propriétés

Le calcul des débits q_d , q_p et q_b à partir du schéma équivalent acoustique de la figure 7.31, montre que pour :

- $f < f_b$, $q_p \cong -q_d$, donc $q_b \cong 0$ et le système ne rayonne pratiquement pas;
- $f = f_b$, $\tilde{q}_d \ll \tilde{q}_p$ donc $q_b = -q_p$ et seul l'évent rayonne;
- $f > f_b$, $\tilde{q}_p \ll \tilde{q}_d$, donc $q_b \cong -q_d$ et seul le diaphragme rayonne.

Ainsi, aux fréquences pour lesquelles le moteur et l'évent ne peuvent plus être considérés coïncidents (§ 7.2.2), l'évent ne joue pratiquement plus de rôle. Cela permet d'augmenter leur distance pour diminuer m_{arm} , dans la mesure où les dimensions de l'enceinte s'y prêtent.

7.2.51 Synthèse globale d'un système à événement

Il s'agit de passer des exigences de base aux spécifications de l'enceinte et du moteur. Généralement, on impose : f_3 , l'allure générale de la courbe de réponse (gabarit), V_b (ou η_o) et $P_{a\xi o}$. Au préalable, on estime les valeurs escomptées de Q_{ms} et Q_b . Typiquement Q_{ms} est compris entre 5 et 10. Une réalisation très soignée de l'enceinte permet d'obtenir Q_b de 10 à 20.

En pratique, on choisit un alignement possible, ce qui donne immédiatement les valeurs de h , α , Q_t et (f_3/f_s) , puis celles de x_{max} (deux valeurs). Les spécifications du moteur sont alors :

- 1 $Q_{ts} \cong Q_t$ (dans l'hypothèse $R_g < R_e$);
- 2 Q_{es} , déduit de Q_{ts} et Q_{ms} ;
- 3 $V_{as} = \alpha V_b$;
- 4 $f_s = (f_3/f_s)^{-1} \cdot f_3$;
- 5 $\eta_o \cong \eta_s$, selon (7.44) ou (7.123), après calcul de k_η (7.124);
- 6 $P_{e\xi o} = P_{a\xi o} / \eta_o$;
- 7 \hat{V}_d d'après (7.127) après choix de x_{max} , ou d'après (7.128) après calcul de k_p (7.129); on doit vérifier $\hat{V}_d \ll V_b$ (§ 7.2.13).

L'évent est calculé à partir de $f_b = hf_s$. On peut aussi imposer η_o au lieu de V_b , ou encore $P_{a\xi o}$ et $P_{e\xi o}$. Il est utile d'étudier la sensibilité de l'alignement choisi à des variations des paramètres (tolérances de fabrication) pour différentes valeurs de Q_b . La mesure des paramètres d'un modèle du système permet de vérifier la synthèse et au besoin, de l'améliorer.

7.2.52 Réalisation de l'enceinte et de l'évent

Le volume net V_b connu (imposé ou calculé), l'enceinte est réalisée selon les mêmes principes qu'une close (§ 7.2.23) mais sans rechercher une augmentation de compliance C_{ab} (on veut R_{ab} aussi faible que possible). Des soins particuliers sont apportés à l'assemblage et à la fixation du moteur (joint d'étanchéité) de manière à obtenir un Q_b le plus élevé possible. Une grille ou un tissu décoratif devant le moteur ou l'évent augmente les pertes acoustiques donc diminue Q_b .

Connaissant h et V_b , on a d'après (7.110)

$$m'_{ap} = \rho c^2 / V_b (2\pi h f_s)^2 \quad \text{kg/m}^4 \quad (7.146)$$

Soit l'_p , la longueur de l'évent incluant les effets de bout (§ 5.3.18) et S_p sa section droite. En divisant (7.146) par ρ , on a selon (5.59)

$$(l'_p/S_p) = c^2/V_b(2\pi hf_s)^2 \quad \text{m}^{-1} \quad (7.147)$$

L'évent peut être un simple trou, par exemple circulaire, dans le panneau avant de l'enceinte. Les deux corrections de bout sont égales et correspondent à

$$\left[\frac{2l_c}{S_p} \right] = (2 \cdot 0,85) a_p/S_p = 0,541/a_p \quad \text{m}^{-1} \quad (7.148)$$

où l'on a introduit le rayon équivalent de l'évent $a_p = \sqrt{S_p/\pi}$. Les proportions de l'évent sont alors

$$(l_p/S_p) = (l'_p/S_p) - (0,541/a_p) \quad \text{m}^{-1} \quad (7.149)$$

Pour un événement en tronçon de tube, les corrections de bout donnent

$$(l_p/S_p) = (l'_p/S_p) - (0,465/a_p) \quad \text{m}^{-1} \quad (7.150)$$

La section S_p de l'évent doit être choisie suffisamment grande de manière à ce que la vitesse acoustique de crête maximale ($\hat{v}_p = \hat{q}_p/S_p$) ne dépasse pas une fraction de la célérité du son pour éviter une augmentation des pertes (R_{ap} non linéaire) et un bruit d'évent dû aux frottements contre les parois. La valeur maximale admise de \hat{v}_p est de l'ordre de 5 m/s. On a la relation approchée suffisante en pratique

$$S_p \geq 0,8 f_b \hat{V}_d \quad \text{m}^2 \quad (7.151)$$

avec f_b en Hz et \hat{V}_d en m^3 . Une fois S_p choisie, l_p est calculée à partir de (7.149) ou (7.150). On doit vérifier $l_p < \lambda_b/12$ où λ_b est la longueur d'onde à f_b .

Dans certains cas, il se justifie d'amortir les modes propres de l'évent (§ 4.3.9) par un très léger rembourrage d'un matériau absorbant.

7.2.53 Exemple

On souhaite réaliser un système à enceinte à événement pour la sonorisation d'une guitare basse, dont la note la plus grave est le mi_0 ($f \cong 41,2$ Hz). Le volume net de l'enceinte V_b est fixé à 125 dm^3 et la puissance $P_{a\xi_0}$ à 3 W. On estime Q_{ms} à 5 et $Q_b > 20$. La valeur élevée de $P_{a\xi_0}$ fait choisir l'alignement T_4 ($k = 0,5$) donnant théoriquement le rendement maximum: du tableau 7.32 on tire $h = 0,77$, $\alpha = 0,589$, $Q_t = 0,505$ et $(f_3/f_s) = 0,65$. La forme de la courbe de réponse (no 2 des fig. 7.33 et 7.40) conduit à fixer $f_3 \cong 38$ Hz.

Les spécifications du moteur sont :

- 1 $Q_{ts} \cong 0,50$
- 2 $Q_{es} \cong 0,56$
- 3 $V_{as} \cong 73,5 \text{ dm}^3$
- 4 $f_s \cong 58,5 \text{ Hz}$
- 5 $\eta_o \cong 2,7\%$ (d'après 7.125)
- 6 $P_{e\xi_0} \cong 110 \text{ W}$
- 7 $\hat{V}_d \cong 850 \text{ cm}^3$ pour $k_p \cong 2$, soit moins de 1% de V_b .

Les dimensions de l'évent s'établissent comme suit :

- $S_p \geq 306 \text{ cm}^2$, soit $a_p = 10 \text{ cm}$ pour une section circulaire;
- $(l'_p/S_p) = 11,6$;
- les corrections de bout contribuent pour $0,465/0,1 = 4,65$;
- $l_p \cong (11,6 - 4,65) \cdot 0,0314 \cong 22 \text{ cm}$.

Un événement d'aussi grande section est de réalisation malcommode. En pratique, on le subdivise en un certain nombre de tubes (par exemple quatre), de même section totale, dans une disposition aussi serrée que possible (sinon les corrections de bout sont différentes de celles de l'évent original).

7.2.54 Synthèse avec un moteur imposé

On connaît f_s , Q_{ts} (Q_{es} , Q_{ms}), V_{as} et \hat{V}_d , et il s'agit de déterminer h , Q_t et α tels que la courbe de réponse soit la plus appropriée à l'usage prévu. Il n'est pas toujours possible de trouver une solution satisfaisante à ce problème. Le plus simple est de choisir un alignement caractérisé par $Q_t \cong Q_{ts}$, d'où α , $f_b = hf_s$ et $f_3 = (f_3/f_s)f_s$, puis $V_b = V_{as}/\alpha$, etc. Si f_3 est imposée, on détermine l'alignement en fonction de (f_3/f_s) . Mais dans ce cas Q_{ts} peut ne pas correspondre à la valeur Q_t requise, et il s'agit d'en apprécier les effets.

L'examen de G_o (7.114) montre qu'aux fréquences de résonance f_1 et f_h , son module est proportionnel à Q_t mais n'en dépend pas à f_b . On en déduit que $Q_{ts} \neq Q_t$ requis crée une ondulation maximale de la courbe de réponse de $20 \lg(Q_{ts}/Q_t)$. Ainsi un écart de $\pm 25\%$ de Q_{ts} par rapport à la valeur requise crée une ondulation de $\pm 2 \text{ dB}$.

Lorsque V_b est imposé, la relation

$$V_b \cong V_{as}/\sqrt{2}(f_3/f_s)^2 \quad \text{m}^3 \quad (7.152)$$

vérifiée approximativement par les alignements B_4 , T_4 et QB_3 , permet de déterminer (f_3/f_s) et α .

7.2.55 Enceinte ouverte à radiateur passif

Un radiateur passif est constitué d'un diaphragme suspendu sur son pourtour, éventuellement à son sommet s'il est conique. Il s'agit en quelque sorte d'un haut-parleur sans moteur. Substitué à l'évent selon la figure 7.45, il définit une impédance acoustique Z_{ap} équivalente au résonateur mécanique formé par la masse du diaphragme m_p , la compliance de sa suspension C_{mp} et une résistance de pertes R_{mp} . Soit m_{ap} , C_{ap} et R_{ap} les équivalents acoustiques calculés à partir de la surface projetée du radiateur S_p .

En procédant comme pour l'enceinte à événement, on forme le schéma équivalent acoustique direct de la figure 7.46, puis ceux simplifiés acoustique et électrique de la figure 7.47. Ces schémas ne diffèrent de ceux de l'enceinte à événement (fig. 7.31) que par l'introduction de C_{ap} et de son équivalent électrique L_p .

L'étude d'un système à radiateur passif suit les mêmes démarches que celles du système à événement, mais est d'une plus grande complexité même dans le cas sans pertes [47]. On trouve une fonction de transfert de la forme

$$G(j\omega/\omega_0) = \frac{(j\omega/\omega_0)^4 + b(j\omega/\omega_0)^2}{D_0(j\omega/\omega_0)} \quad 1 \quad (7.153)$$

où $D_0(j\omega/\omega_0)$ est le dénominateur de (7.115).

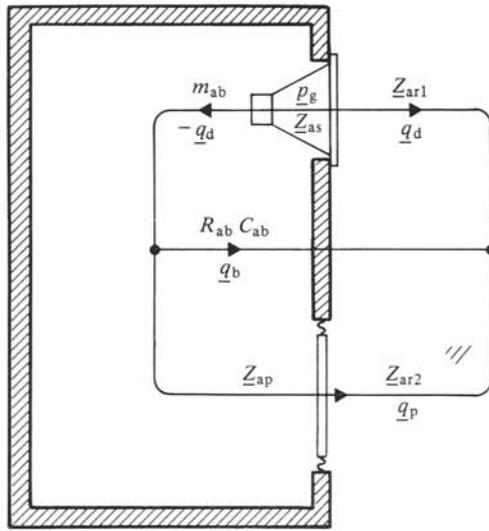


Fig. 7.45

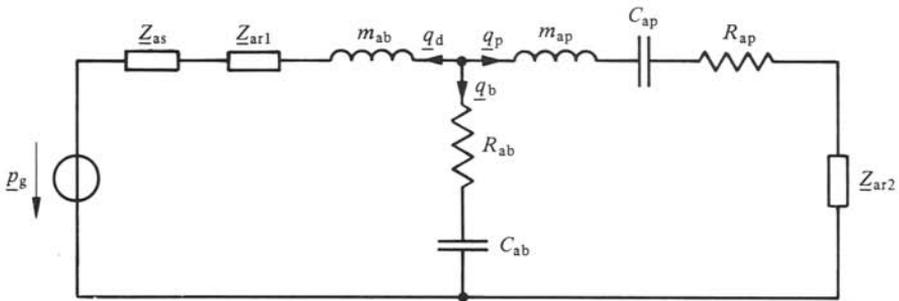


Fig. 7.46

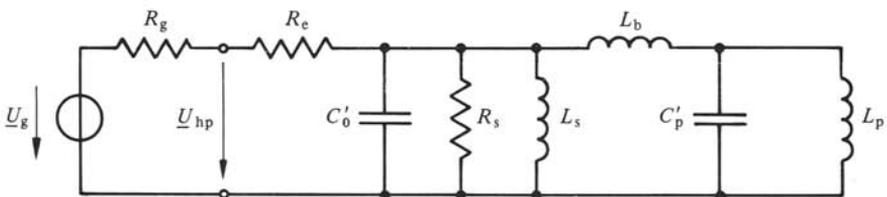
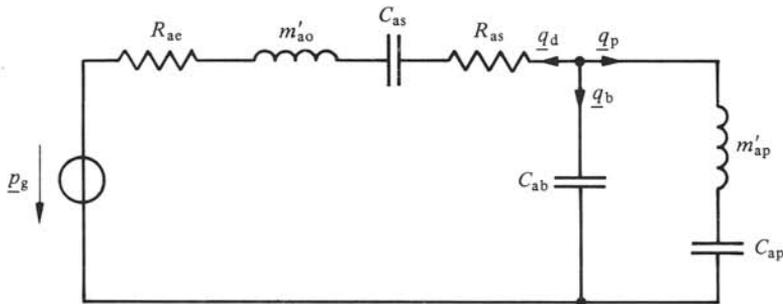


Fig. 7.47

La différence essentielle avec le système à évent sont les deux zéros situés ailleurs qu'à l'origine. Il s'agit de compenser leurs effets en plaçant judicieusement les pôles par des valeurs appropriées des paramètres du système. En fait, les pertes dans le radiateur passif sont du même ordre de grandeur que celles mécaniques dans le moteur ($R_{ap} \cong R_{as}$), si bien que le problème augmente en complexité [48].

La comparaison des performances des systèmes à évent et à radiateur passif montre que ces derniers sont intéressants lorsque l'on exige une puissance $P_{a\grave{e}}$ importante pour un volume V_b moyen à faible (en dessous de 30 dm^3). Dans cette situation en effet, la longueur de l'évent peut excéder la profondeur disponible dans l'enceinte et sa réalisation n'est pas possible.

7.2.56 Systèmes haut-parleurs avec filtres auxiliaires

L'obtention de courbes de réponse d'ordre plus élevé est possible en plaçant en amont de l'amplificateur de puissance un filtre électrique passe-haut auxiliaire, selon la disposition de la figure 7.48. Le principe est le suivant : l'alignement souhaité est développé en facteurs et certains de ses termes sont réalisés par le filtre auxiliaire, les autres par le système haut-parleur proprement dit. En pratique, on confère ainsi un alignement Butterworth B_4 [49] ou Tchebycheff T_4 à un système à enceinte close et des B_4 , B_5 , T_5 et T_6 à un système à enceinte ouverte [50, 51].

Soit par exemple, l'alignement B_6

$$|G_{B_6}(j\omega/\omega_0)| = \{1 + (\omega_0/\omega)^{12}\}^{-1/2} \quad 1 \quad (7.154)$$

On l'écrit

$$G_{B_6}(j\omega/\omega_0) = \frac{(j\omega/\omega_0)^2}{\left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right]^2 + 0,5176 \left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right] + 1} \cdot \frac{(j\omega/\omega_0)^2}{\left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right]^2 + 1,4142 \left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right] + 1} \cdot \frac{(j\omega/\omega_0)^2}{\left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right]^2 + 1,9319 \left[\frac{j\omega}{\omega_0}\right] + 1} \quad 1 \quad (7.155)$$

Un filtre auxiliaire du second ordre réalise l'un des trois facteurs (d'où trois possibilités), les deux autres définissant l'alignement à conférer au système à évent.

Le tableau 7.49 indique les alignements les plus courants, le B_6 étant considéré comme un des meilleurs, pour $Q_b = \infty$ et 7. Le filtre auxiliaire est défini par sa fréquence

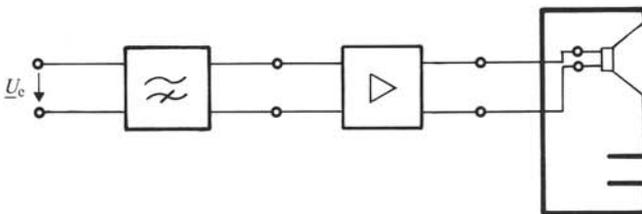


Fig. 7.48

Tableau 7.49

Type	Q_b	h	α	Q_t	f_3/f_f	f_f/f_s	Q_f
B_4	∞	1	1,414	0,384	1	1	—
	7	1	1,06	0,402	1	—	—
B_5	∞	1	1	0,447	1	1	—
	7	1	0,701	0,478	1	1	—
B_6	∞	1	2,73	0,299	1	1	1,93
	7	1	2,27	0,312	1	1	1,93

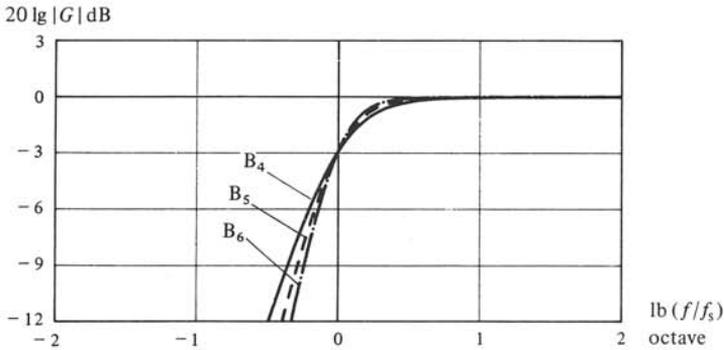


Fig. 7.50

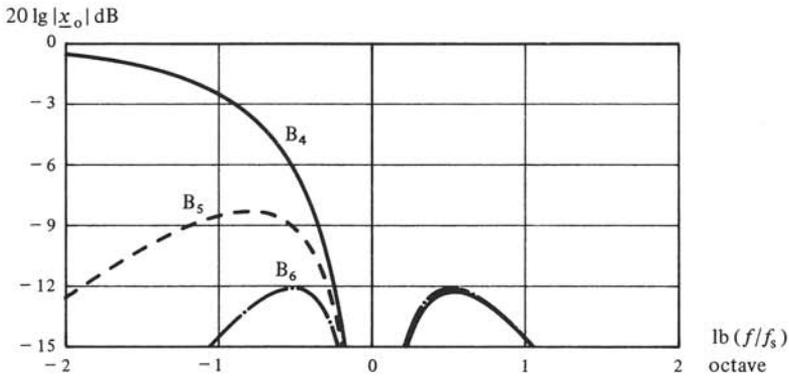


Fig. 7.51

de coupure f_f et, pour un du deuxième ordre, par son facteur de qualité Q_f . Pour B_5 , le filtre est une simple cellule RC. La figure 7.50 en donne les courbes de réponse ainsi que celle du B_4 (no 1 du tab. 7.32). L'avantage fondamental d'un alignement d'ordre 5 ou 6 est la diminution de l'élongation relative \tilde{x}_o en dessous de f_b et en particulier la réduction du maximum situé dans cette région, ce qui permet d'augmenter k_p donc la puissance limitée par l'élongation $P_{a\tilde{x}_o}$. La figure 7.51 illustre cette propriété en montrant \tilde{x}_o des alignements B_4 , B_5 et B_6 .

Un filtre du second ordre présentant pour $Q_t > 1/\sqrt{2}$ un pic dans sa réponse (fig. 7.9), la puissance nominale de l'amplificateur doit être prévue en conséquence, de

même que celle du moteur. Le plus souvent, un système à filtre auxiliaire est conçu et réalisé comme un tout (filtre et amplificateur de puissance incorporés à l'enceinte).

7.2.57 Commentaires

Les différentes procédures d'analyse, de synthèse et de mesure décrites dans cette section montrent que la réalisation d'un système à partir de ses spécifications peut être entreprise de manière systématique.

Ce résultat fondamental est principalement dû à trois Australiens: Benson, Thiele et Small. Alors que l'essentiel des travaux des deux derniers a été republié récemment dans l'anthologie [44] où l'on trouvera en particulier différents alignements, ce n'est malheureusement pas le cas pour Benson [52]. Le journal de l'Audio Engineering Society (JAES) publie assez régulièrement des tableaux d'alignements, avec ou sans pertes, pour la synthèse des systèmes à enceintes ouvertes et à radiateur passif [45].

7.2.58 Systèmes haut-parleurs contrôlés par l'impédance de source

Lors de la synthèse à partir d'un moteur donné, certains alignements intéressants doivent être écartés car requérant un Q_t trop inférieur à Q_{ts} . Une première possibilité est d'augmenter les pertes mécaniques du moteur (action sur Q_{ms}) ou acoustiques de l'enceinte (action sur Q_b). Malheureusement cette manière de faire dégrade les performances. Une seconde possibilité est d'utiliser un amplificateur à résistance de sortie négative, telle que la résistance électrique totale ($R_e - R_g$) détermine $Q_e < Q_{es}$, donc ajuste Q_t à la valeur requise.

Plus généralement, il est possible d'agir non seulement sur Q_t mais aussi sur f_s par des moyens entièrement électroniques. La figure 7.52 montre le principe mis en œuvre: l'amplificateur est représenté par une source de courant I_g commandée par la tension d'entrée U_e et une impédance de sortie comprenant un circuit résonant parallèle C, R et L et une résistance série négative $R_g = -R_e$. Ces éléments se combinent à ceux du haut-parleur donnant de nouvelles valeurs $R_e^* = 0, L_s^* < L_s, R_s^* < R_s$ et $C_s^* > C_s$. L_s^* et C_s^* déterminent une nouvelle fréquence de résonance $f_s^* \neq f_s$ et R_s^* , un nouveau facteur de qualité $Q_{ts}^* \neq Q_{ts}$. La réalisation de l'amplificateur, nécessitant des contre-réactions en courant et tension, est délicate. On en trouvera des exemples dans [53, 54].

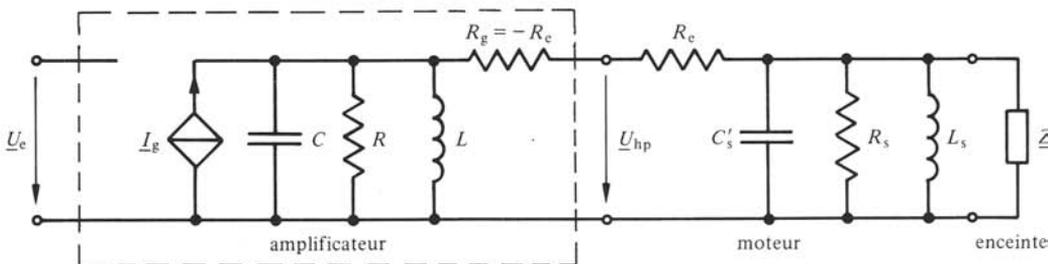


Fig. 7.52

7.2.59 Systèmes haut-parleurs asservis

Il est possible d'améliorer les performances en basses fréquences d'un système haut-parleur par asservissement du mouvement du diaphragme du moteur. Le schéma-bloc de la figure 7.53 en donne le principe : un capteur fournit un signal proportionnel à l'une des grandeurs du mouvement du diaphragme, lequel est comparé au signal d'entrée, via un circuit de réglage G_R . Un circuit de correction G_E est éventuellement disposé sur le signal d'entrée. On retrouve donc la structure classique d'un asservissement avec ses avantages d'augmentation de la largeur de bande et de diminution des effets des non-linéarités propres au système.

Les grandeurs captées sont :

- le déplacement ξ_d , par exemple au moyen d'un capteur électrostatique constitué d'une électrode fixe et d'une électrode sur le diaphragme (par exemple dôme métallisé);
- la vitesse \underline{v}_d , par exemple au moyen d'un capteur électrodynamique et d'un circuit magnétique fixe (problème : blindage magnétique), ou par un pont dont la tension de déséquilibre est proportionnelle à \underline{v}_d (principe : on soustrait à \underline{U}_{hp} une tension égale à $(R_e + j\omega L_e) \underline{I}_{hp}$ de manière à obtenir \underline{U} de la figure 7.4);
- l'accélération \underline{a}_d , par exemple au moyen d'un capteur piézoélectrique collé sur le diaphragme et incorporant un préamplificateur adaptateur d'impédance; cette solution est intéressante car l'accélération est une image de la pression acoustique produite.

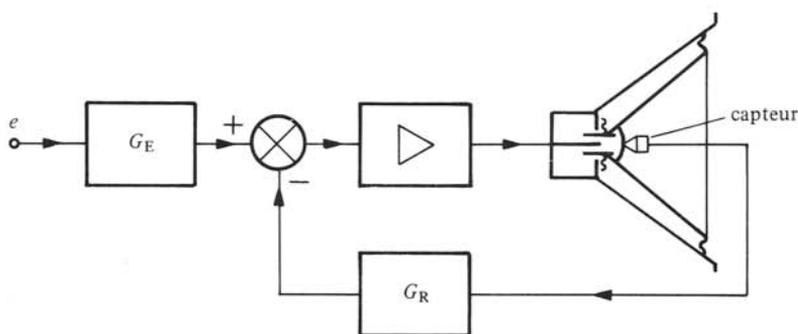


Fig. 7.53

7.2.60 Réponse transitoire

Généralement, le cahier des charges d'un système haut-parleur ne comprend pas d'exigences sur la réponse transitoire. Elle doit cependant être maîtrisée dans certaines situations. Son étude se fait à partir de la fonction de transfert du système écrite en terme de la variable complexe de Laplace ($s = \sigma + j\omega$). Le plus souvent, on calcule ou simule la réponse à un saut unité.

La figure 7.54 donne quelques réponses typiques. La première est celle d'un système à enceinte close optimal ($Q_{tc} \cong 1,1$) et les suivantes correspondent à des systèmes à enceinte ouverte selon les alignements 3 (QB_3), 1 (B_4) et 2 (T_4) du tableau 7.32. L'abscisse est graduée en périodes T_c (T_3) des fréquences f_c (f_3). Ces exemples illustrent bien

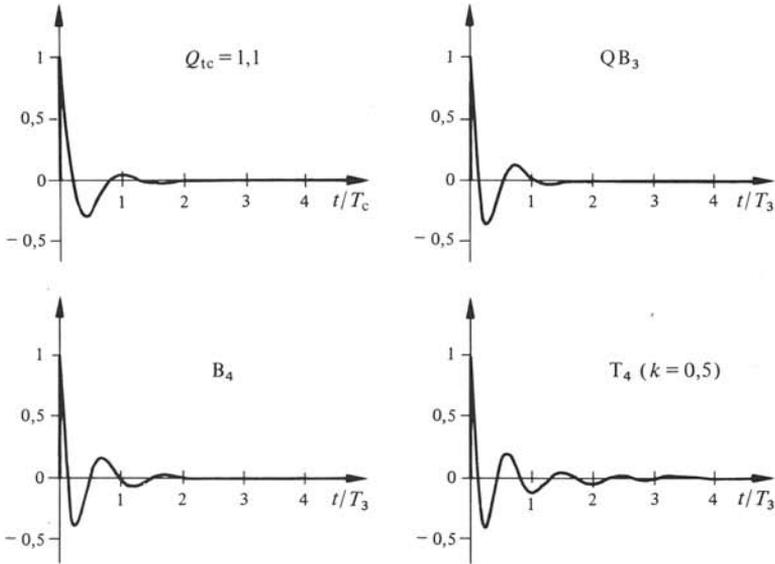


Fig. 7.54

l'allure de la réponse transitoire. De manière générale, ses oscillations sont d'autant plus prononcées et elle dure d'autant plus que l'ordre de la fonction de transfert est élevé et le facteur de qualité Q_{tc} (Q_t) est grand.

En pratique, lorsque la réponse transitoire est critique, on choisit un alignement à faible facteur de qualité et on sacrifie quelque peu la bande passante en remontant la fréquence de coupure f_3 .

7.3 RÉALISATION DES HAUT-PARLEURS

7.3.1 Dimensionnement de base d'un haut-parleur électrodynamique

Les données sont les paramètres en petits et forts signaux (§§ 7.1.7 et 15) f_s , V_{as} , Q_{es} , Q_{ms} , $P_{a\xi}$ et V_d , obtenus par exemple par synthèse d'un système à partir de son cahier des charges. Pour mener à bien le dimensionnement, il faut encore connaître les valeurs de la résistance en courant continu de la bobine mobile R_e , de la surface projetée du diaphragme S_d et de la puissance d'entrée nominale limitée thermiquement P_{th} .

La valeur prévue de l'impédance nominale Z_n détermine l'ordre de grandeur de R_e (§ 7.1.18). Ainsi pour $Z_n = 8 \Omega$, R_e est d'environ $6,5 \Omega$.

Le choix de S_d résulte de considérations sur le comportement du diaphragme dans le domaine des hautes fréquences (§ 7.1.12), sur les distorsions, l'encômbrement et le coût.

Le rapport χ entre la puissance de crête maximale du signal à reproduire et sa puissance moyenne détermine P_{th} . On a

$$P_{th} = 2P_{e\xi}/\chi = 2P_{a\xi}/\eta_s\chi \quad W \quad (7.156)$$

Pour la musique enregistrée ou radiodiffusée, un bon ordre de grandeur de χ est 6. Dans certaines applications, χ peut être moins grand, voire voisin de 2 (par exemple sonorisation d'instruments de musique).

A partir de ces données, on trouve successivement les valeurs nécessaires:

- de la compliance du système mobile

$$C_{ms} = V_{as}/\rho c^2 S_d^2 \quad \text{m/N} \quad (7.157)$$

- de la masse du système mobile

$$m_s = m'_s - m_{mr} - m_b \quad \text{kg} \quad (7.158)$$

où m_{mr} est la masse mécanique de rayonnement du diaphragme, m_b la masse équivalente à la masse acoustique de l'enceinte m_{ab} (fig. 7.21 et 7.29) et où m'_s est la masse totale

$$m'_s = 1/\omega_s^2 C_{ms} \quad \text{kg} \quad (7.159)$$

- du coefficient de couplage électrodynamique

$$(Bl) = \sqrt{\omega_s R_e m'_s / Q_{es}} \quad \text{Tm} \quad (7.160)$$

- de l'élongation limitée par la distorsion

$$\hat{\xi}_h = \hat{V}_d / S_d \quad \text{m} \quad (7.161)$$

Le coût d'un haut-parleur dépend des dimensions du diaphragme et surtout du circuit magnétique, principalement de l'aimant. Pour discuter de ce coût en fonction des paramètres du dimensionnement, on considère en première approximation que le coût du diaphragme est proportionnel à m'_s et celui du circuit magnétique à $(Bl)^2$.

7.3.2 Discussion

Comme les paramètres en petits et forts signaux d'un haut-parleur découlent des exigences de base du système dont il sera le moteur, il est intéressant d'étudier l'influence de ces exigences sur le dimensionnement et le coût. Pour cela il faut exprimer C_{ms} , m'_s et (Bl) en fonction de la puissance $P_{a\xi}$, du volume V_b et de la fréquence f_3 par exemple (§§ 7.2.21 et 7.2.51). Dans les relations ainsi obtenues, S_d et $\hat{\xi}_h$ apparaissent en paramètres. On ne donnera pas ici le détail de ces relations. L'important est l'influence de chaque exigence, résumée par le tableau 7.55.

Tableau 7.55

Influence de sur	$P_{a\xi}$	V_b	f_3	S_d	$\hat{\xi}_h$
C_{ms}	$P_{a\xi}^{-1}$	V_b	f_3^4	S_d^{-2}	$\hat{\xi}_h^2$
m'_s	$P_{a\xi}$	V_b^{-1}	f_3^{-6}	S_d^2	$\hat{\xi}_h^{-2}$
(Bl)	$\sqrt{P_{a\xi}}$	$V_b^{-1/2}$	$f_3^{-5/2}$	S_d	$\hat{\xi}_h^{-1}$

Par exemple, on constate qu'augmenter S_d (à \hat{V}_d constant, donc en réduisant $\hat{\xi}_h$) renchérit le haut-parleur. On sait par ailleurs que la fréquence de transition f_d (7.2) varie en $1/\sqrt{S_d}$: augmenter S_d réduit par le haut la largeur de bande théorique du haut-parleur (fig. 7.3). De manière générale on a intérêt à choisir S_d le plus petit possible.

Si l'on souhaite augmenter la puissance acoustique $P_{a\xi}$ d'un système, il faut augmenter \hat{V}_d en $\sqrt{P_{a\xi}}$ selon (7.48), soit S_d ou $\hat{\xi}_h$. Pour éviter d'augmenter S_d (coût), on essaie toujours d'augmenter $\hat{\xi}_h$ le plus possible. La valeur maximale de $\hat{\xi}_h$ que l'on peut réaliser dépend de la technologie des suspensions. Selon la puissance $P_{a\xi}$ demandée, on est contraint d'augmenter aussi S_d , donc de consentir à un coût nettement plus élevé.

Si l'on souhaite réduire l'encombrement d'un système, donc diminuer V_b , le coût du haut-parleur augmente.

Ces exemples montrent que l'optimisation d'un haut-parleur n'est pas simple. En fait, il y a lieu de poursuivre la discussion en tenant compte du type de système et de l'alignement choisis. On trouvera un bon exposé de cette problématique dans [27].

Alors que la réalisation des valeurs nécessaires de m'_s , (Bl), S_d et R_e ne présente pas de grandes difficultés, ce n'est pas le cas de C_{ms} , pour des raisons technologiques. Par ailleurs, les suspensions vieillissent et C_{ms} se modifie avec le temps. Pour un système à enceinte close à suspension acoustique (§ 7.2.8), cela est sans conséquence pratique si le facteur de compliance α est assez grand. Pour un système à enceinte ouverte, la relation (7.152) avec f_s selon (7.15) montre que la fréquence de coupure f_3 est pratiquement indépendante de V_{as} , donc de C_{ms} . En résumé, la valeur de C_{ms} est peu critique et c'est heureux car ce paramètre est difficile à maîtriser.

7.3.3 Non-linéarités des haut-parleurs

Les principales causes des distorsions non linéaires des haut-parleurs résident dans le moteur électrodynamique. Ce sont :

- la non-linéarité du spider;
- la non-uniformité de l'induction radiale B le long de l'entrefer (§ 6.2.2);
- la variation de l'inductance propre L_e en fonction de la position instantanée de la bobine et du courant la parcourant.

Les deux premières causes sont déterminantes dans le domaine de fréquence au-dessus et au voisinage de la fréquence de résonance f_s , où le haut-parleur est contrôlé par la compliance et où les elongations sont maximales (fig. 7.10 et 7.36). L'ordre de grandeur typique des taux de distorsion harmonique d_2 et d_3 est de 1 à 4% (au dixième de la puissance nominale P_n). Les non-linéarités de L_e déterminent la distorsion dans la zone médiane de la largeur de bande utile B_u (typiquement entre 100 et 800 Hz) avec des taux d_2 et d_3 de l'ordre de 0,1 à 1%.

Différentes dispositions constructives permettent de réduire les non-linéarités. Par exemple, la réalisation du spider en tissu gaufré imprégné est très généralement adoptée (fig. 7.75). Il existe plusieurs solutions pour compenser la non-uniformité de l'induction aux extrémités de l'entrefer. La figure 7.56 montre la plus universelle, dite à bobine longue: la géométrie des pièces polaires est telle que l'induction est la plus symétrique possible (comparer à la figure 7.1) et la bobine déborde largement de l'entrefer. Tenant compte des effets d'extrémité (franges du champ magnétique), on trouve un coefficient de couplage (Bl) où B est l'induction au milieu de l'entrefer et l , la longueur de l'enrou-

lement sur une hauteur de bobine égale à 1,15 fois la hauteur b de l'entrefer. L'élongation limitée par la distorsion est estimée à

$$\hat{\xi}_h \cong \frac{1}{2} (h - 1,15 b) \quad m \quad (7.162)$$

où h est la hauteur totale de la bobine. L'inconvénient de la bobine longue est l'augmentation de la masse m'_s et de l'inductance propre L_e , sans augmentation corollaire de (Bl) , ce qui conduit à une baisse de rendement η_s (7.43) et une réduction de la largeur de bande utile par le haut (§ 7.1.12). Pour compenser ces effets, il faut prévoir une induction B plus élevée. La solution à bobine courte, c'est-à-dire restant toujours bien à l'intérieur de l'entrefer, est parfois adoptée (fig. 7.57). Elle exige cependant, à (Bl) donné, un circuit magnétique plus gros, un aimant plus puissant, et est donc beaucoup plus coûteuse.

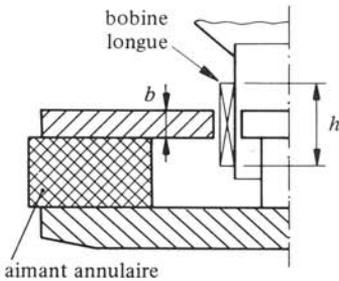


Fig. 7.56

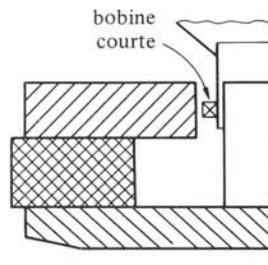


Fig. 7.57

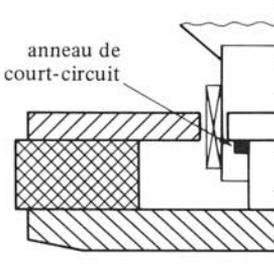


Fig. 7.58

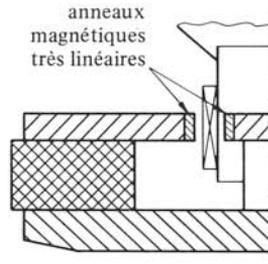


Fig. 7.59

Les pièces polaires au voisinage immédiat de la bobine sont soumises à la fois au champ continu créé par l'aimant permanent et au champ alternatif créé par la bobine. L'état magnétique de ces pièces décrit alors un cycle d'hystérésis mineur, ce qui provoque une variation non linéaire de l'inductance propre L_e , d'où distorsions. Pour compenser cet effet, une solution possible est un anneau de court-circuit (cuivre ou autre matériau conducteur) placé par exemple autour de la pièce polaire centrale (fig. 7.58). Cet anneau produit un champ alternatif à peu près égal, mais opposé à celui de la bobine, d'où réduction de L_e et de ses variations. A noter que la réduction de L_e améliore la réponse dans les hautes fréquences (§ 7.1.12). La pose de l'anneau est souvent justifiée par ce fait. Une autre solution consiste à rapporter des pièces polaires en matériau magnétique très linéaire au voisinage de la bobine (fig. 7.59). Certains alliages spéciaux Fe-Ni ont été développés à cet effet.

Une autre cause de distorsion non linéaire est l'effet Doppler-Fizeau (§ 2.4.11). Lorsque le diaphragme rayonne deux sons purs, celui de la fréquence f_2 plus haute est

modulé en fréquence par celui à la fréquence f_1 plus basse. Cette modulation crée des composantes inharmoniques de fréquences $f_2 \pm f_1, f_2 \pm 2f_1, \text{etc.}$ L'effet est donc le même que la distorsion d'intermodulation due à une non-linéarité d'amplitude (§ 6.1.6). Expérimentalement, il n'est guère possible de séparer ces effets, et leur importance relative est sujette à controverse [44]. Le taux de distorsion Doppler d_d , rapport en % de la puissance des bandes latérales à la puissance à la fréquence f_2 , est théoriquement estimé à

$$d_d \simeq 1,9 f_2 \sqrt{P_1/f_1^2} D^2 \quad \% \quad (7.163)$$

où P_1 est la puissance rayonnée à f_1 et D , le diamètre du haut-parleur. L'écart en fréquence δf_2 vaut environ $(v_d/c) f_2$, où v_d est la vitesse du diaphragme à la fréquence modulante f_1 ($v_d \ll c$). En pratique, lorsque l'on estime devoir réduire la distorsion Doppler, on choisit un diaphragme plus grand, diminuant ainsi v_d (à même débit q_d) et on reproduit basses et hautes fréquences par des haut-parleurs séparés (systèmes à voies multiples).

7.3.4 Réalisation du moteur

Le moteur électrodynamique est dimensionné à partir des valeurs nécessaires de (Bl) , R_e , $\hat{\xi}_h$ et P_{th} , en tenant compte des exigences sur les distorsions non linéaires et du coût.

Le circuit magnétique comprend un aimant permanent et des pièces polaires en fer doux. Les aimants sont métalliques, alliages spéciaux, par exemple Alnico (Fe, Co, Ni, Al) et Ticonal (Fe, Co, Ni, Al, Cu, Ti), ou céramiques, mélanges d'oxydes de fer et autres métaux (Ba, Sr, Pb) frittés à haute température, par exemple Ferroxdure ($BaFe_{12}O_{19}$ avec résine liante). Les qualités requises sont une induction rémanente, un champ coercitif et un produit $(BH)_{max}$ élevés (caractéristique magnétique très coudée). Les aimants sont cylindriques (aimant central, volume disponible réduit, convient bien aux métalliques) ou annulaires (volume disponible plus important, solution préférée pour les céramiques). L'assemblage du circuit magnétique se fait par vissage, soudure ou collage (résine époxy). Les aimants céramiques, durs et cassants, ne sont usinables que par meulage.

Le problème thermique est le problème majeur de la réalisation de la bobine. En effet, celle-ci dissipe sous forme de chaleur plus de 95% de la puissance électrique d'entrée. Sans précautions spéciales, sa température pourrait aller au-delà de 200°C : ce n'est pas un problème en soi, car il est parfaitement possible de réaliser des bobines ayant une bonne tenue mécanique à ces températures. Les problèmes sont la baisse de rendement η_s (7.43) et l'augmentation des facteurs de qualité électrique Q_{es} (7.17) et total Q_{ts} (7.20) (d'où désalignement d'un système), dus à l'augmentation de la résistance R_e de la bobine avec l'élévation de température. L'amélioration du transfert de chaleur de la bobine est donc cruciale. Ce transfert se fait vers l'air environnant, mais surtout vers le circuit magnétique. La résistance thermique des films d'air entre bobine et circuit magnétique est donc déterminante. On réalise un entrefer aussi petit que possible, ce qui est également avantageux pour le circuit magnétique. Les problèmes sont le centrage de la bobine aux grandes elongations (rôle du spider) et la dilatation de la bobine et de son support. On choisit un diamètre de bobine aussi grand que possible, compatible avec un

bon entraînement du diaphragme et une dilatation radiale acceptable pour l'entrefer. Les constantes de temps thermiques sont de quelques secondes pour la bobine et de quelques minutes pour le circuit magnétique. L'utilisation de ferrofluides [57], colloïdes paramagnétiques de particules de magnétite Fe_3O_4 en suspension dans un liquide à basse température de vapeur, améliore sensiblement le transfert de chaleur vers le circuit magnétique. Le ferrofluide est maintenu dans l'entrefer par le champ magnétique et baigne la bobine.

A aire projetée S_d et masse totale m'_s données, on a intérêt à avoir une masse de diaphragme aussi grande que possible (diaphragme plus épais, donc plus rigide). On cherche donc à réduire la masse de la bobine et de son support, généralement entre 15 et 20% de m'_s . Il s'agit de réaliser une bobine de résistance R_e et de diamètre donnés, de masse m_b et d'inductance L_e aussi faibles que possible, mais de longueur utile l aussi grande que possible. Usuellement, elle est en fil de cuivre rond isolé en 2 à 6 couches. Une section de fil carrée permet un meilleur remplissage de l'entrefer (l plus grande), mais la réalisation de la bobine est plus coûteuse. Pour les puissances élevées on choisit un fil carré ou un ruban (méplat) en aluminium anodisé, dont la résistivité plus élevée permet de réduire m_b et L_e (moins de spires), au prix d'une augmentation nécessaire de B , l étant aussi réduite. Le support de bobine est en carton, plastique (par exemple, polyamide haute température nomex), ou aluminium (feuille anodisée enroulée), selon la puissance à dissiper. Les problèmes sont la fixation de la bobine (colles conductrices de chaleur) et les dilatations différentes de la bobine et du support (nature des matériaux). Pour les puissances nominales élevées, le cône doit être isolé thermiquement du support de bobine par une section non conductrice de chaleur et ventilée (trous latéraux).

Entre autres fonctions le dôme protège le moteur des poussières, en particulier magnétiques. Les cavités à l'arrière du dôme et interne du circuit magnétique et les espaces entre bobine et pièces polaires forment un système acoustique comprenant des compliances C_{a1} et C_{a2} et les résistances R_{a1} et R_{a2} (fig. 7.60). Des dispositions constructives doivent être prises pour éviter que ce système ne perturbe le mouvement du diaphragme. En particulier, les espaces entre pièces polaires et bobine étant très fins, l'écoulement d'air aux grandes elongations du diaphragme y est turbulent, générant un bruit aérodynamique (même problème que pour un évent, voir § 7.2.52). Une solution est de percer un trou dans la pièce polaire centrale débouchant par une grille antipoussière à l'arrière du moteur (fig. 7.60), le dôme devant être parfaitement étanche pour éviter toute communication entre avant et arrière du diaphragme. Une solution souvent

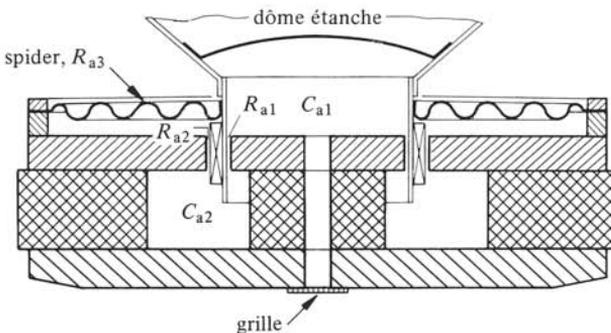


Fig. 7.60

adoptée est un dôme poreux (fig. 7.75), mais elle permet la communication entre avant et arrière du diaphragme à travers une cascade de résistances acoustiques (influence sur Q_b , voir § 7.2.43). Des trous latéraux dans le support de bobine près de la fixation du diaphragme sont une autre solution.

7.3.5 Comportement du diaphragme

Comme déjà décrit au paragraphe 7.1.12, en hautes fréquences le diaphragme ne se comporte plus comme le piston rigide équivalent : il est un corps vibrant présentant modes et fréquences propres. Le problème est de maîtriser ce comportement, par exemple en vue d'élargir la largeur de bande nominale ou d'y réduire les irrégularités. Forme et matériau du diaphragme jouent un rôle déterminant. A l'origine Rice et Kellog, inventeurs du haut-parleur électrodynamique, avaient choisi intuitivement le cône droit et la pulpe cellulosique imprégnée alliant bonne rigidité et légèreté.

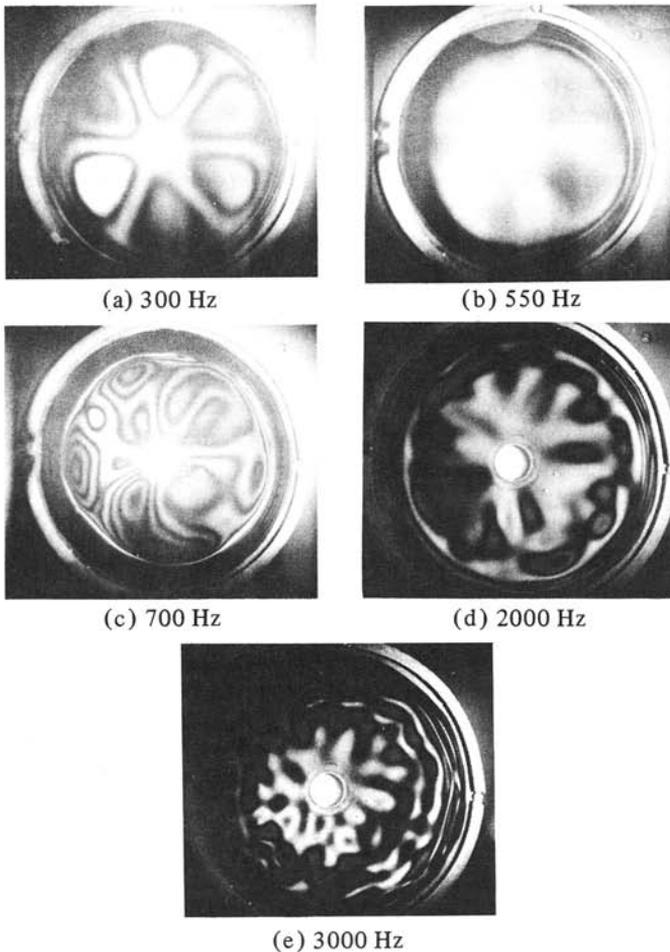


Fig. 7.61

Un diaphragme plan ou non, tronc de cône ou calotte sphérique par exemple, présente des modes propres donc des fréquences de résonance, comme une plaque ou une membrane circulaire (§§ 4.5.10 et 12). L'étude théorique en est difficile et fait appel à la théorie des coques minces [58]. Il n'y a pas de solutions analytiques et il faut recourir à l'intégration numérique [59] ou à la méthode des éléments finis [60]. Les conditions aux limites (suspension externe, spider et bobine mobile) et la non-homogénéité des matériaux de la membrane posent des problèmes délicats. Il est possible de visualiser expérimentalement les modes propres par holographie [61]: la figure 7.61 montre les répartitions des élongations aux fréquences indiquées ainsi observées, pour un haut-parleur de 21 cm de diamètre. Les zones foncées correspondent à un mouvement nul et les claires, aux maxima d'amplitude.

Connaissant la répartition de la vitesse d'un diaphragme, on en trouve le rayonnement en intégrant par des méthodes numériques la contribution $d\bar{p}$ d'un élément de surface dS , assimilé à un demi-monopôle (même principe que pour le piston-plan, § 2.7.4). La figure 7.62 montre d'après [59], les diagrammes de directivité théoriques pour un montage sur écran infini d'un piston-plan, d'un cône droit rigide et d'un souple (pulpe cellulosique) avec $ka = 7,7$. De manière générale, un cône est moins directif que son piston équivalent.

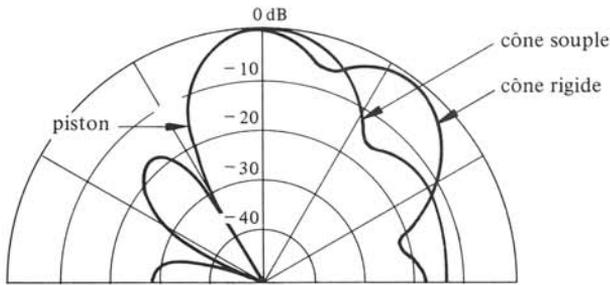


Fig. 7.62

Un tronc de cône droit est le siège d'ondes longitudinales et transversales (§ 4.5.1). Elles ne sont pas indépendantes: un déplacement d'un point du cône normal à la surface (transversal) s'accompagne d'un déplacement le long de la surface (longitudinal) et vice-versa (ce n'est pas le cas d'un diaphragme-plan). Les directions de propagation de ces ondes sont radiales (les lignes nodales sont des circonférences) et circulaires concentriques au cône (les lignes nodales sont des rayons). On montre que les ondes circulaires ne jouent pratiquement aucun rôle sur le rayonnement alors que les radiales l'affectent grandement aux fréquences élevées.

C'est évidemment le mouvement transversal qui crée le champ acoustique. Théoriquement, on est amené à considérer trois domaines de fréquence. Dans le premier, le déplacement transversal d'abord uniforme (comme pour le cas idéalement rigide) varie radialement le long du cône, croissant du sommet du cône à sa base selon l'allure de la figure 7.63, jusqu'à une valeur maximale en périphérie à une certaine fréquence de résonance. Au-delà de celle-ci, le maximum d'élongation se déplace vers l'intérieur du cône et se trouve en une circonférence de rayon r_g , décroissant lorsque la fréquence augmente (fig. 7.64) et valant

$$r_g = \sqrt{E/\rho} \cos \alpha / \omega \quad \text{m} \quad (7.164)$$

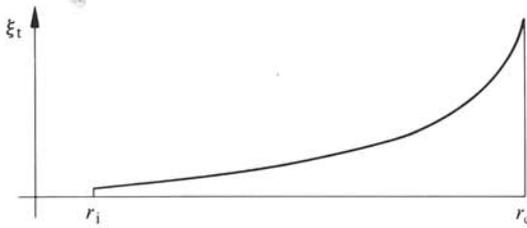


Fig. 7.63

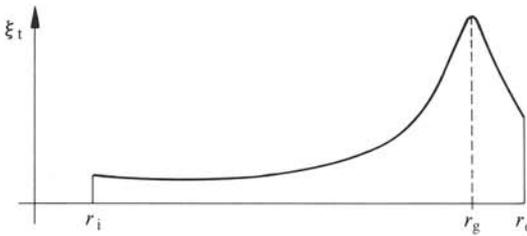
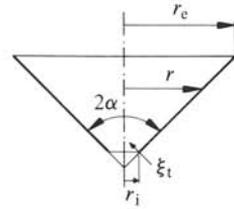


Fig. 7.64

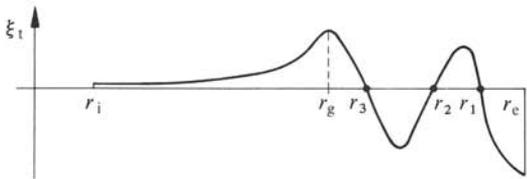
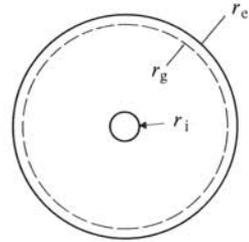
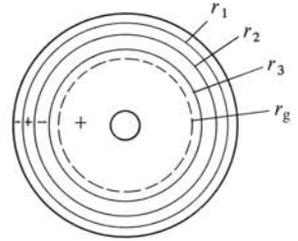


Fig. 7.65



où E est le module d'élasticité du matériau, ρ sa masse volumique et α , le demi-angle d'ouverture du cône.

La région extérieure à la circonférence de rayon r_g est siège d'ondes de flexion. A mesure que la fréquence augmente, cette région présente des circonférences nodales (fig. 7.65). On montre que seule la région intérieure rayonne notablement, la puissance rayonnée pouvant être supérieure à celle en basses fréquences. Cette propriété permet d'étendre la largeur de bande utile d'un haut-parleur à cône au-delà de la fréquence de transition f_d (7.2), mais la réponse y est moins régulière. Un troisième domaine de fréquence commence lorsque cette région intérieure disparaît, tout le cône étant alors en flexion: le rayonnement est déterminé par les résonances (pics) et les antirésonances (creux) aux fréquences propres du diaphragme (les suspensions et la bobine mobile jouent un rôle). Ce domaine n'est guère utilisable.

Un diaphragme en calotte sphérique ne présente pas ce comportement. En dessus de sa fréquence de transition f_d , son rayonnement est déterminé par les résonances du système mobile qu'il s'agit d'amortir au mieux.

7.3.6 Réalisation des diaphragmes

Le cône est la forme la plus répandue. Par rapport au piston plan de même matériau, il offre une plus grande rigidité et ses fréquences propres sont plus élevées. La géné-

ratrice du cône est rectiligne ou curviligne (fig. 7.75). Le profil curviligne est plus rigide, mais aux grandes élongations peut générer des sous-harmoniques (composantes dont les fréquences sont des sous-multiples de la fréquence d'excitation). Un profil sensiblement hyperbolique est usuel. Comme on l'a déjà mentionné, la directivité d'un cône est moindre que celle du piston. Cependant, la concavité du cône peut créer des pics et des creux dans la réponse axiale, suite aux différences de phase au point du champ, des rayonnements des éléments du diaphragme, par exemple ceux près du sommet et du bord externe. On montre [59] qu'avec un angle au sommet 2α plus grand que 70° , la fréquence du premier creux se situe bien au-delà de f_d (fig. 7.66). Une des fonctions du dôme est de réduire la hauteur h , donc de rejeter pics et creux au-dessus de la largeur de bande utile (fig. 7.67).

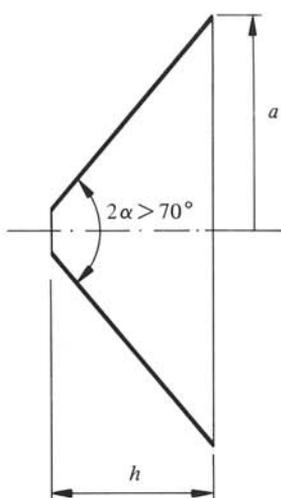


Fig. 7.66

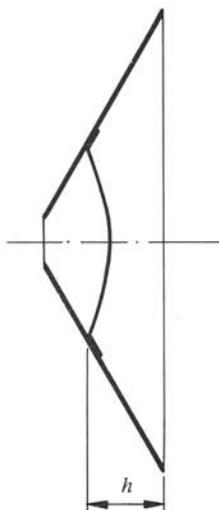


Fig. 7.67

La plupart des haut-parleurs destinés à la reproduction de la partie supérieure du domaine audio ont un diaphragme en forme de calotte sphérique. Contrairement à une idée très répandue, la directivité d'une calotte diffère peu de celle d'un piston plan. Dans le domaine d'emploi usuel, c'est-à-dire jusqu'à $ka = 4$, la différence n'est que de 2 dB pour $\theta = 45^\circ$. Pour un hémisphère (calotte la plus haute), le premier creux d'interférence se produit pour $ka \cong 13$, c'est-à-dire bien au-delà de la largeur de bande nominale.

Les propriétés souhaitées pour les matériaux d'un diaphragme sont un module d'élasticité E élevé, une masse volumique ρ faible et un facteur de pertes η élevé (§ 4.5.14). Les deux premières exigences résultent de ce que les fréquences propres sont proportionnelles à la célérité c dans le matériau, donc à $\sqrt{E/\rho}$, et qu'il s'agit de les placer au-delà de la largeur de bande nominale prévue (voir par exemple la relation (7.164) pour un cône droit). Un grand η amortit les modes propres, donc régularise la courbe de réponse (pics et creux de moindres amplitudes). Malheureusement, E et η élevés sont des exigences contradictoires: un matériau très rigide présente peu de pertes et inversement. Le matériau idéal n'existe pas et ceux mis en œuvre sont de plus ou moins bons compromis, la facilité de fabrication et le coût final des diaphragmes étant évidemment aussi des critères essentiels.

Tableau 7.68

Matériau	E 10^9 Pa	ρ 10^3 kg/m^3	η 10^{-3}
Pulpe cellulosique	1,5 à 2	0,4 à 0,6	50 à 100
Polycarbonate	2,4	1,2	10
Aluminium	72	2,7	2 à 4
Polymère-graphite	70	1,8	50
Polymère armé	20	1,8	30

Le tableau 7.68 indique les propriétés de quelques matériaux. La pulpe cellulosique (carton feutré) est le plus usuel. Il est à fibres longues (E plus bas, η plus élevé) ou courtes. Les produits d'imprégnation (protection contre les moisissures et l'humidité) peuvent modifier sensiblement les propriétés du matériau de base. La rigidité est parfois améliorée par des fibres de carbone. Pour les haut-parleurs d'aigus, on réalise volontiers des diaphragmes métalliques (aluminium, béryllium, titane) dont les valeurs de $\sqrt{E/\rho}$ sont favorables malgré leurs η faibles. Pour les haut-parleurs de graves, des matériaux et des structures composites sont souvent utilisés. Ainsi, le polymère-graphite, fines particules de graphite dans une matrice polymère, présente des propriétés très favorables, de même les polymères armés (résines époxy, phénoliques ou polyesters, armés de fibres de verre, avec remplissage de graphite) [62]. Parmi les diaphragmes composites (appelés sandwiches), citons celui en polystyrène expansé (ρ de 25 kg/m^3 , 4 à 10 mm d'épaisseur) recouvert de peaux d'aluminium ($25 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et celui en nids d'abeille d'aluminium (rigidité élevée à la flexion) recouvert de feuilles ($75 \mu\text{m}$) de polymère-graphite (η élevé) (fig. 7.69). Un mélange de polystyrène et de néoprène (appellation commerciale Bextrène), recouvert d'une couche d'acétate de polyvinyle, est également utilisé [63]. Enfin sont en essais, des diaphragmes en métal poreux, nickel par exemple (porosité de 98%, pores de 0,1 à 3 mm, épaisseur de 2 mm, feuille d'aluminium de $20 \mu\text{m}$ collée à l'époxy sur une face).

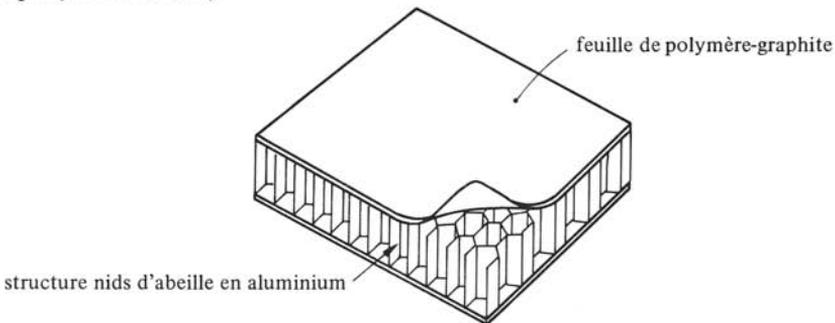


Fig. 7.69

La structure en nids d'abeille permet la réalisation de diaphragmes plats, carrés ou circulaires. En rendant solidaires support de bobine et diaphragme en la ligne nodale du premier mode propre, ce dernier n'est pas excité (propriété analogue à celle étudiée au § 4.2.13). Un inconvénient de ces diaphragmes plats est leur directivité plus marquée, limitant en pratique leur largeur de bande nominale à $ka \cong \sqrt{2}$.

La réalisation de la suspension externe du diaphragme fait appel à des mousses de plastique (polyuréthane, polyvinyle) ou de caoutchouc (néoprène), à du nylon imprégné de résines époxy, à du feutre, etc. La plus simple reste le gaufrage du pourtour du diaphragme, en pulpe cellulosique par exemple.

L'introduction de corrugations (liaisons annulaires élastiques) obtenues par gaufrage d'un cône (en carton feutré par exemple) permet d'améliorer la courbe de réponse en hautes fréquences et d'y maintenir une faible directivité (fig. 7.70). Dans le schéma de la figure 7.4, le résonateur mécanique est remplacé par une cascade de cellules m_i (masses des anneaux entre deux corrugations) et C'_{mi} (compliances mécaniques des corrugations) correspondant à un filtre mécanique passe-bas. Aux basses fréquences le cône travaille comme un piston rigide; lorsque la fréquence augmente, la surface en mouvement diminue, pour se réduire aux hautes fréquences au dôme et à la partie annulaire centrale [44].

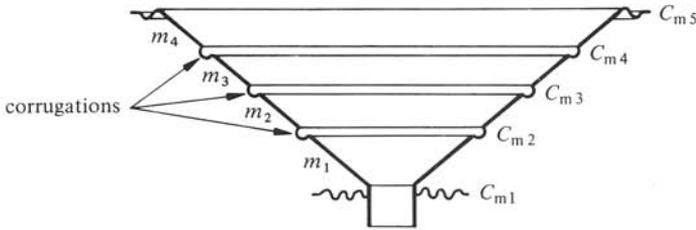


Fig. 7.70

Pour la réalisation de haut-parleurs à large bande de faible coût, on se contente parfois de fixer au sommet du cône principal (carton feutré à longues fibres, donc peu rigide) un petit cône (fibres courtes, donc plus rigide) destiné à rayonner les hautes fréquences (fig. 7.71). En fait, c'est souvent le rôle du dôme réalisé pour cela en un matériau métallique (Al par exemple).

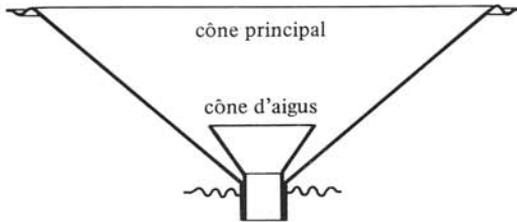


Fig. 7.71

7.3.7 Définitions: haut-parleur à voies multiples

Un *haut-parleur à voies multiples* est un système de plusieurs haut-parleurs, généralement combinés avec des *réseaux séparateurs*, conçu tel que sa largeur de bande nominale recouvre celles de ses constituants. La largeur de bande nominale est ainsi subdivisée en autant de bandes que de haut-parleurs. Sont possibles, les *structures en aval* où les réseaux sont placés entre un amplificateur de puissance et les haut-parleurs (fig. 7.72) et *en amont*, où les réseaux sont placés devant autant d'amplificateurs (fig. 7.73). Les *fréquences de séparation* sont les limites des bandes de fréquence.

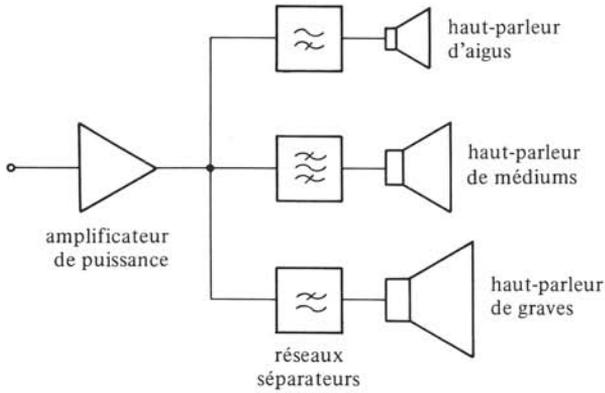


Fig. 7.72

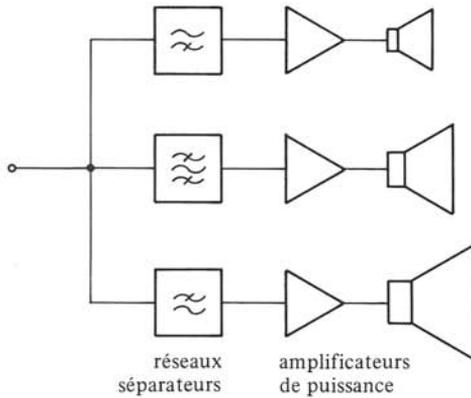


Fig. 7.73

Les haut-parleurs mis en œuvre sont conçus spécialement selon les bandes de fréquences allouées. La terminologie usuelle est : *haut-parleurs de graves* (partie inférieure du domaine audio), *haut-parleurs de médiums* (partie centrale), *haut-parleurs d'aigus* (partie supérieure). La figure 7.74 montre la réalisation typique d'un haut-parleur d'aigus. Son diaphragme de polycarbonate est en calotte sphérique. Cette forme ne nécessite qu'une suspension externe et autorise une bobine mobile de grand diamètre, d'où un moins grand nombre de spires à résistance R_e imposée, ce qui réduit l'induc-

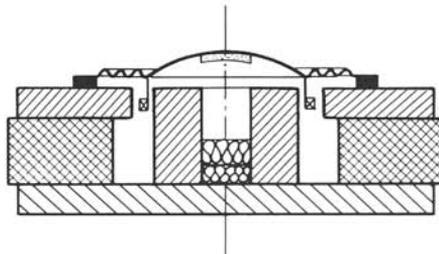


Fig. 7.74

tance propre L_e . Le conducteur est en aluminium argenté (compensation de l'effet pelliculaire). On remarque que dans cette exécution, le rayonnement arrière du diaphragme est confiné dans les cavités du moteur (comportement en enceinte close, § 7.2.5). Les haut-parleurs de médiums sont à cône ou calotte, selon leur largeur de bande nominale, et sont généralement munis d'une cavité arrière équivalente à une enceinte close.

Un *haut-parleur à coïncidence* comprend deux ou trois diaphragmes à moteurs indépendants (l'aimant et une partie du circuit magnétique étant éventuellement communs). Son avantage est la coïncidence acoustique des diaphragmes aux fréquences de séparation (distances petites par rapport aux longueurs d'onde, § 7.2.2). La figure 7.75 en donne un bon exemple. Le diaphragme d'aigus, en calotte métallique et muni d'un pavillon est situé dans l'axe de celui des graves. Le dôme de ce dernier est évidemment perméable (textile) et n'a qu'un rôle de protection contre les poussières. La construction d'un tel haut-parleur, en particulier du circuit magnétique, est délicate. Une réalisation fréquente est de disposer un haut-parleur d'aigus dans l'ouverture du cône d'un haut-parleur de basses. Un haut-parleur à coïncidence doit bien entendu être précédé des réseaux séparateurs appropriés.

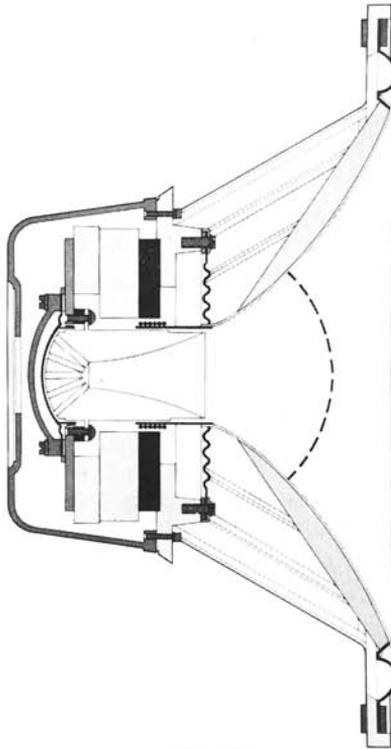


Fig. 7.75

7.3.8 Critères de réalisation des réseaux séparateurs

Soit deux voies contiguës d'un haut-parleur à voies multiples par exemple, des graves g et des aigus a d'un à deux voies et f_0 , leur fréquence de séparation. On admet que les haut-parleurs g et a sont coïncidents: leurs centres acoustiques sont confondus,

si bien qu'il n'y a pas lieu de tenir compte d'une directivité (§§ 2.4.9 et 7.2.2), et que les temps de propagation jusqu'en un point quelconque du champ sont égaux. On admet aussi que ces haut-parleurs sont appariés: ils ont mêmes efficacités en amplitude et en phase, non seulement dans les bandes de fréquence qu'ils doivent respectivement transmettre mais aussi, les réseaux séparateurs n'étant pas idéaux, en dessus de f_0 pour g et en dessous pour a. Soit $H_p(j\omega/\omega_0)$, leur réponse en pression acoustique, en fonction de la tension appliquée. Pour la structure en aval, cette tension est définie aux bornes des haut-parleurs, pour celle en amont, aux entrées des amplificateurs associés. Au point du champ, la pression acoustique totale est

$$\underline{p} = \underline{p}_g + \underline{p}_a = H_p(j\omega/\omega_0) |\underline{U}_g + \underline{U}_a| \quad \text{Pa} \quad (7.165)$$

où \underline{U}_g et \underline{U}_a sont les tensions appliquées par les réseaux séparateurs. En introduisant les fonctions de transfert en tension $H_g(j\omega/\omega_0)$ et $H_a(j\omega/\omega_0)$ de ces derniers et \underline{U} étant la tension appliquée à leurs entrées, il vient

$$\underline{p} = H_p(j\omega/\omega_0) [H_g(j\omega/\omega_0) + H_a(j\omega/\omega_0)] \underline{U} \quad \text{Pa} \quad (7.166)$$

Les critères de réalisation des réseaux séparateurs s'établissent en comparant la pression (7.166) à celle \underline{p}_i produite par un haut-parleur à large bande idéal, également caractérisé par $H_p(j\omega/\omega_0)$ et auquel est appliquée la tension \underline{U} : \underline{p}_i vaut donc $H_p(j\omega/\omega_0) \underline{U}$.

L'exigence la plus sévère est l'égalité de \underline{p} et \underline{p}_i en valeur efficace et en phase.

On en déduit le premier critère

$$H_g(j\omega/\omega_0) + H_a(j\omega/\omega_0) = 1 \quad 1 \quad (7.167)$$

On peut n'exiger que l'égalité des valeurs efficaces ($\tilde{p} = \tilde{p}_i$), d'où le deuxième critère

$$H_g(j\omega/\omega_0) + H_a(j\omega/\omega_0) = \exp[j\varphi(\omega/\omega_0)] \quad 1 \quad (7.168)$$

où $\varphi(\omega/\omega_0)$ est un déphasage entre \underline{p} et \underline{p}_i , en général fonction de la fréquence et affectant la forme d'onde produite au point du champ, en particulier celle des transitoires.

Enfin, le troisième critère est un compromis: on tolère un écart des valeurs efficaces, dans la mesure où cela permet de diminuer le déphasage φ ou la complexité des réseaux. Il s'écrit

$$H_g(j\omega/\omega_0) + H_a(j\omega/\omega_0) = M(\omega/\omega_0) \cdot \exp[j\varphi(\omega/\omega_0)] \quad 1 \quad (7.169)$$

où le module $M(\omega/\omega_0)$ diffère peu de l'unité et dépend de la fréquence.

7.3.9 Conception et réalisation des réseaux séparateurs

La conception de ces réseaux fait appel à la théorie des filtres (vol. XIX). Deux difficultés ou limitations doivent être présentes à l'esprit. Classiquement, la théorie des filtres se fait en admettant une impédance de charge réelle et indépendante de la fréquence. Si cette condition est aisée à respecter dans la structure en amont (ces impédances sont les résistances d'entrée des amplificateurs), il n'en va pas de même dans celle en aval: l'impédance d'entrée \underline{Z}_{hp} d'un haut-parleur est loin d'être réelle et constante (§§ 7.1.11 et 13). Il est donc nécessaire de prévoir des réseaux de compensation. La figure 7.76 montre l'exemple d'un haut-parleur de médiums: la résonance est compensée

par le circuit résonant série $R_1 L_1 C_1$ (les haut-parleurs de médiums et d'aigus sont toujours sur enceinte close) et l'influence de L_e par le circuit $R_2 C_2$. D'autres configurations des réseaux de compensation sont possibles, selon les réseaux séparateurs prévus. En première approximation, ceux-ci sont calculés en postulant des résistances de charge égales aux impédances nominales Z_n des haut-parleurs.

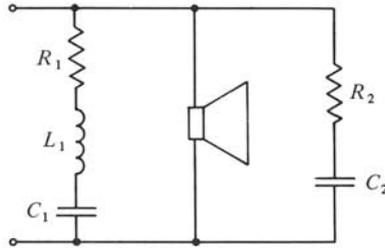


Fig. 7.76

On impose généralement un même affaiblissement des pressions acoustiques p_g et p_a à la fréquence de séparation f_0 . On constate alors que pour satisfaire aux premier et deuxième critères de réalisation, il faut que les arguments de H_g et H_a soient égaux en valeur absolue et que, selon les résultats du paragraphe 1.8.15, leurs modules soient égaux et aient une valeur fonction de la différence de leurs arguments. Ainsi il faut à f_0 des affaiblissements de 3 dB si H_g et H_a sont en quadrature, et de 6 dB s'ils sont en phase, etc. L'opposition de phase est à exclure car elle conduirait à une pression acoustique résultante nulle. De tels critères ne sont pas usuels en théorie des filtres, les fréquences de coupure étant pratiquement toujours définies pour des affaiblissements de 3 dB. Très souvent, on impose en plus du croisement à f_0 , une condition de symétrie des modules de H_g et H_a par rapport à cette fréquence, mais cela n'est pas impératif.

Dans la structure en aval, les réseaux séparateurs sont des filtres passifs à bobines et condensateurs. Les composants utilisés doivent présenter de faibles pertes et sont coûteux, étant donné les valeurs nécessaires de capacités (de 5 à 100 μF) et d'inductance (5 à 20 mH). Les bobines sont de réalisation difficile. Elles sont souvent à air (pas de pertes magnétiques, linéarité), mais aussi à ferrites pour les basses puissances (avec entrefer de linéarisation). Leur disposition relative doit éviter tout couplage mutuel. Les condensateurs sont électrolytiques non polarisés pour les réseaux de haut-parleurs de graves, et à films plastiques pour ceux de médiums et d'aigus. En pratique, l'appariement des haut-parleurs n'est qu'approximatif. En choisissant des haut-parleurs de médiums et d'aigus d'efficacités plus grandes, il est possible d'insérer des potentiomètres dans leurs réseaux séparateurs et de permettre ainsi l'équilibrage du système (un tel réglage est exclu sur la voie des graves, étant donné l'incidence sur le facteur de qualité Q_t , donc sur la courbe de réponse en basses fréquences). La nécessité de compensation complique singulièrement la réalisation de filtres passifs d'ordres élevés.

Dans la structure en amont, les réseaux séparateurs sont pratiquement toujours des filtres actifs, constitués de résistances, de condensateurs et d'amplificateurs opérationnels. Leur coût est bien moindre que celui des filtres passifs de la structure en aval, compensant en partie la nécessité de plusieurs amplificateurs de puissance. Leur principal avantage est une réalisation aisée de fonctions de transfert d'ordres élevés (chap. VIII. 10), [64].

7.3.10 Exemples de réseaux séparateurs

On présente ici quelques réseaux séparateurs usuels. Pour fixer les idées, on considère à nouveau deux voies contiguës, des graves g et des aigus a . Les fonctions de transfert H_g et H_a sont écrites en termes de la variable de Laplace rapportée

$$s_r = (\sigma + j\omega)/\omega_0 \quad 1 \quad (7.170)$$

Le premier critère de réalisation (7.167) est satisfait par les réseaux du premier ordre

$$H_g = 1/(1 + s_r) \quad 1 \quad (7.171)$$

$$H_a = s_r H_g \quad 1 \quad (7.172)$$

Ce sont des filtres Butterworth B_1 passe-bas et passe-haut symétriques (chap. XIX. 4). Leur pente de coupure faible (∓ 6 dB/oct) exige une bande de fréquences de recouvrement assez large (de l'ordre de 3 à 4 octaves usuellement). Leur réalisation de principe en structure en aval est très simple dans une configuration série ou parallèle (fig. 7.77). Les valeurs de C et L sont respectivement $1/\omega_0 Z_n$ et Z_n/ω_0 . Il faut bien entendu prévoir les compensations nécessaires de Z_{hp} et un potentiomètre d'équilibrage. L'inductance L_e du haut-parleur de graves peut éventuellement être compensée en diminuant L d'autant. Ces réseaux sont la meilleure solution pour les haut-parleurs à deux voies.

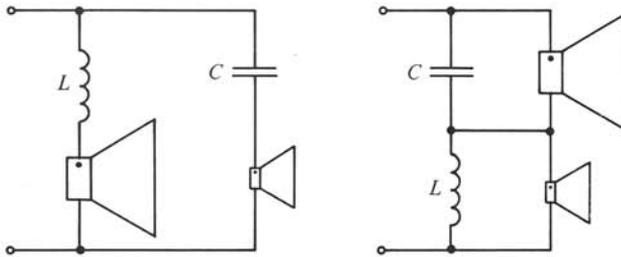


Fig. 7.77

Pour ceux à plus de deux voies, il faut diminuer la bande de recouvrement en choisissant des réseaux d'ordres plus élevés. Si, par exemple on choisit pour H_g un passe-bas Butterworth du deuxième ordre B_2

$$H_g = 1/(s_r^2 + \sqrt{2} s_r + 1) \quad 1 \quad (7.173)$$

on est conduit, pour satisfaire au premier critère, à

$$H_a = (s_r^2 + \sqrt{2} s_r) H_g \quad 1 \quad (7.174)$$

Ces deux fonctions ne sont évidemment pas symétriques. Des filtres symétriques satisfaisant au premier critère sont par exemple [44]

$$H_g = \{(2 + \sqrt{3}) s_r + 1\} / \{s_r^3 + (2 + \sqrt{3}) s_r^2 + (2 + \sqrt{3}) s_r + 1\} \quad 1 \quad (7.175)$$

$$H_a = \{s_r^3 + (2 + \sqrt{3}) s_r^2\} / \{s_r^3 + (2 + \sqrt{3}) s_r^2 + (2 + \sqrt{3}) s_r + 1\} \quad 1 \quad (7.176)$$

Les paires de fonctions (7.173) et (7.174) d'une part, (7.175) et (7.176) d'autre part, ne peuvent être réalisées que par des filtres actifs (structure en amont).

Le deuxième critère (7.168) est par exemple satisfait par des filtres passe-haut et passe-bas symétriques Butterworth B_3

$$H_g = 1/(s_r^3 + 2s_r^2 + 2s_r + 1) \quad 1 \quad (7.177)$$

$$H_a = s_r^3 H_g \quad 1 \quad (7.178)$$

A ω_0 , l'écart de phase φ de (7.168) vaut π . La pente de coupure élevée (∓ 18 dB/oct) autorise une petite bande de recouvrement (1 à 2 octaves). La réalisation en structure en aval est possible selon le schéma de principe de la figure 7.78, où L vaut $Z_n/2\omega_0$ et C , $2/\omega_0 Z_n$. La réalisation effective (avec compensation de Z_{hp} et équilibrage) est délicate (optimisation par simulation sur ordinateur).

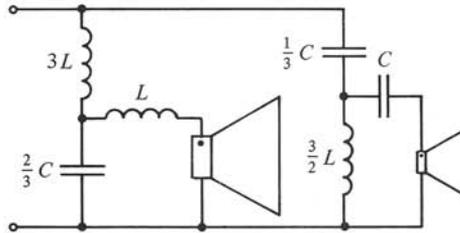


Fig. 7.78

Des fonctions du deuxième ordre obtenues en élevant au carré les Butterworth du premier ordre B_1 (7.171) et (7.172) satisfont aussi le deuxième critère, à condition d'inverser la polarité d'un des haut-parleurs. La réalisation en filtres actifs en est aisée par des cellules de Sallen et Key (§ VIII.10.3.4), [64]. La figure 7.79 en donne le principe : il faut $R_1 = R$ et $C_1 = C$, ce qui conduit à $\omega_0 = 1/RC$. De même, les fonctions du quatrième ordre formées en élevant au carré les Butterworth du deuxième ordre B_2 , (7.173) et s_r^2 fois (7.173), satisfont aussi le deuxième critère. Elles sont réalisées par la mise en cascade de deux cellules de Sallen et Key avec $R_1 = 2R$, $C_1 = 2C$ et $\omega_0 = 1/\sqrt{2}RC$. L'inversion de polarité d'un haut-parleur n'est pas requise dans ce cas.

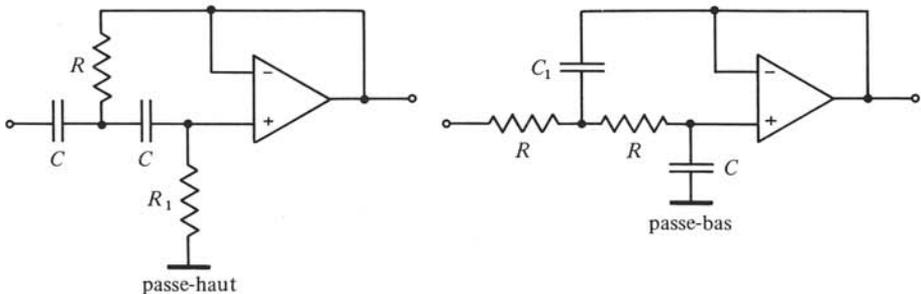


Fig. 7.79

Des réseaux séparateurs satisfaisant au troisième critère (7.169) sont par exemple les fonctions Butterworth du deuxième ordre B_2 , passe-bas (7.173) et passe-haut $-s_r^2$ fois (7.173). Ce signe moins, obtenu par inversion de polarité d'un des haut-parleurs, est nécessaire pour éviter l'opposition de phase entre voies à ω_0 . A ω_0 , le module M de

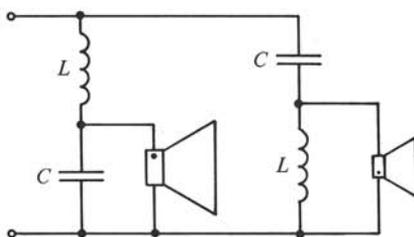


Fig. 7.80

(7.169) vaut $\sqrt{2}$ (+ 3 dB). La figure 7.80 montre la réalisation de principe de ces filtres en structure en aval: L vaut $\sqrt{2} Z_n/\omega_0$ et C , $1/\sqrt{2} Z_n \omega_0$.

7.3.11 Condition de coïncidence

L'hypothèse de coïncidence, admise au paragraphe 7.3.8, n'est pas aisée à réaliser pratiquement, sauf pour les haut-parleurs à coïncidence. Il s'agit de faire en sorte que la distance entre centres acoustiques des haut-parleurs de deux voies contiguës en fréquence (graves et aigus par exemple) soit petite par rapport à la longueur d'onde λ . En fait, c'est autour de la fréquence de séparation f_0 qu'il s'agit de réaliser cette condition, les pressions \tilde{p}_g et \tilde{p}_a étant voisines, voire égales.

L'effet d'une non-coïncidence est l'apparition d'une directivité, laquelle s'étudie en généralisant le doublet (§ 2.2.19) au cas de débits q_g et q_a de même amplitude mais de phases quelconques, soit comme un réseau rectiligne à déphasage (§ 2.6.15). Pour des débits égaux, cette directivité présente un lobe principal orienté perpendiculairement à la ligne des centres acoustiques. Un déphasage des débits incline ce lobe.



Fig. 7.81

En pratique, la zone d'écoute usuelle se situant dans un plan horizontal, on réalise l'alignement vertical des centres acoustiques. Si nécessaire, le déphasage des débits est compensé par des filtres passe-tout de réponses en phase appropriées (solution convenant bien à la structure en amont) ou par un décalage horizontal voulu des centres acoustiques. La figure 7.81 montre un bon exemple de disposition où l'on a réalisé l'alignement vertical des centres acoustiques des haut-parleurs, et l'égalisation des phases par des filtres passe-tout. La forme du boîtier est choisie de manière à réduire au mieux sa diffraction (§ 7.2.23). On remarque que le haut-parleur de graves est associé à une enceinte à événements.

L'alignement vertical suppose que l'on connaît le centre acoustique des haut-parleurs utilisés, ce qui n'est pas évident. On peut déterminer ce centre à partir de la mesure de la pression acoustique dans l'axe d'un haut-parleur en condition de champ libre (§ 7.1.19). La mesure se fait à différentes distances d , repérées par exemple par rapport au bord extérieur du saladier. On reporte dans un graphique l'inverse des pressions mesurées en fonction de d (fig. 7.82). Les points mesurés s'alignent sur une droite dont l'intersection avec l'abscisse donne la position du centre acoustique C_a .

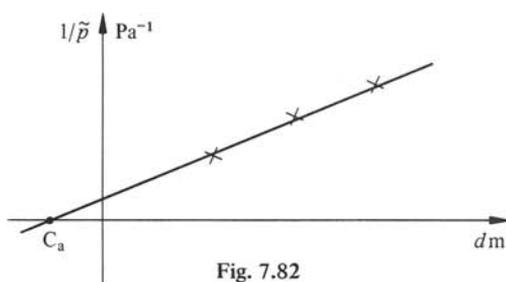


Fig. 7.82

7.3.12 Rappel historique

Le haut-parleur électrodynamique à cône et bobine mobile s'est rapidement imposé par sa supériorité sur ses concurrents, tant au point de vue technique qu'économique. Lord Rayleigh est généralement considéré comme le précurseur des haut-parleurs, par ses théories sur le rayonnement. On doit à Siemens et Wedner le principe du haut-parleur à cône (brevet en 1877). Le moteur électrodynamique à bobine mobile a été inventé par Sir Oliver Lodge (brevet en 1898). Malheureusement à cette époque on ne disposait pas de source audio de niveau et d'impédance appropriés. Il fallut attendre la réalisation d'un amplificateur de puissance suffisante. Ce fut le cas au début des années 20 : Rice et Kellogg, considérés comme les inventeurs du haut-parleur électrodynamique à cône, réussirent à construire un ampli audio à triodes capable de délivrer une puissance de 1 W sans trop de distorsions. Cet amplificateur alimentait un haut-parleur à cône en pulpe cellulosique, dont la suspension était en caoutchouc [67]. Cette double réalisation fut saluée comme une prouesse : enfin allaient disparaître le haut-parleur électromagnétique (à aimant fixe et fer mobile) à la qualité audio plus que douteuse, et son disgracieux pavillon ! L'ensemble amplificateur et haut-parleur fut commercialisé dès 1925 sous l'appellation Radiola Model 104, au prix de 250 \$ US. Le haut-parleur de Rice et Kellogg comportait un électroaimant servant également d'inductance de filtrage pour la tension d'alimentation des triodes (obtenue par redressement à partir du réseau alternatif). Ce n'est que vers la fin des années 30 que, l'évolution technologique aidant, fut réalisé économiquement le haut-parleur électrodynamique à aimant permanent.

Actuellement, dans le domaine audio le haut-parleur électrodynamique n'a guère de concurrents autres que quelques rares types électrostatiques, piézoélectriques (pour les aigus seulement) et ioniques (même remarque).

7.3.13 Haut-parleurs électrostatiques

Les haut-parleurs électrostatiques modernes sont pratiquement toujours à double effet (push-pull). La figure 7.83 en montre la constitution de principe: le diaphragme mobile est placé entre deux armatures fixes; polarisation et signal sont appliqués de manière à ce que les forces statiques se compensent et que les forces dynamiques soient doublées (§§ 6.3.2 et 9). Le transformateur audio à prise médiane, qui doit être de haute qualité, permet d'appliquer le signal en opposition de phase aux armatures fixes. Le dispositif de polarisation comprend la résistance R_0 et la source auxiliaire U_0 (§ 6.3.11). Le lecteur intéressé trouvera une théorie détaillée de ce haut-parleur dans [19].

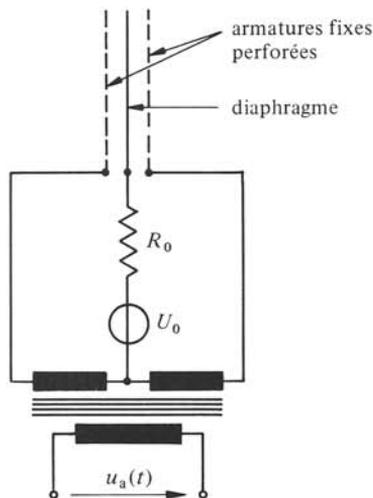


Fig. 7.83

Pour obtenir une puissance rayonnée suffisante en basses fréquences, le diaphragme doit être de grandes dimensions (quelques dizaines de dm^2 au moins) car les elongations, partant des vitesses, sont faibles vu les distances nécessairement petites entre armatures et diaphragme. Au contraire, en hautes fréquences, l'exigence d'une faible directivité conduit à un petit diaphragme (quelques dm^2 au plus). C'est pourquoi un haut-parleur électrostatique à large bande est toujours à voies multiples: il comprend plusieurs diaphragmes d'aires différentes, chacun reproduisant une partie du domaine audio. Les réseaux séparateurs sont combinés avec le transformateur comprenant alors plusieurs enroulements secondaires.

La réalisation et la mise en œuvre d'un diaphragme de surface importante sont difficiles. Généralement, c'est une membrane rectangulaire de matière plastique sur les faces de laquelle sont disposés des films résistifs. Au repos elle est suspendue sur son pourtour et supportée de manière lâche par une multiplicité de petites aspérités élastiques (vernis isolant) formées sur les armatures fixes. Les films résistifs constituent une

résistance répartie de valeur élevée qui est la résistance de polarisation R_0 . De cette manière on obtient une répartition uniforme des charges sur la membrane, ce qui impose une même force en tous points. Les armatures fixes doivent bien entendu être acoustiquement transparentes, mais aussi le plus rigide possible. Le plus souvent ce sont des plaques perforées, densité, formes et dimensions des trous déterminant leur comportement. L'ensemble doit impérativement être protégé des poussières (champ électrique!) par une housse scellée, mais acoustiquement transparente.

Le fait d'avoir une grande surface rayonnante de masse très faible ($\sim 0,2 \text{ g/dm}^2$) sur laquelle est exercée une force répartie uniforme explique les très bonnes caractéristiques de ce type de haut-parleur. La courbe de réponse est grosso modo équivalente à celle d'un système classique à voies multiples de même coût. Par contre, rendement et puissance électrique admissible sont moindres. Par ailleurs, aux basses fréquences, la directivité est pratiquement celle d'un dipôle, ce qui oblige à placer le haut-parleur assez loin des parois (§ 2.3.8). L'amplificateur de puissance doit être spécialement conçu, l'impédance d'entrée du haut-parleur électrostatique étant principalement capacitive.

Sur le même principe à double effet, on réalise des écouteurs électrostatiques. Certains modèles ont un diaphragme mobile d'assez grandes dimensions (par exemple jusqu'à $85 \times 95 \text{ mm}$). La tension de polarisation est souvent obtenue par redressement du signal audio. Des électrets (§ 6.3.12) sont aussi utilisés pour la réalisation de haut-parleurs d'aigus et d'écouteurs électrostatiques.

7.3.14 Haut-parleur ionique

Ce haut-parleur fonctionne grâce à l'interaction entre un plasma ionisé et l'air qui l'entoure (effet Corona), et ne comporte donc pas de système mécanique en mouvement. Son principe consiste en la modulation d'un arc électrique (plasma chaud) créé dans une cavité par une décharge à haute fréquence (20 à 30 MHz). Cette modulation s'effectue en modulant en amplitude la haute fréquence par le signal audio à reproduire. Il faut donc disposer d'un générateur haute fréquence de puissance suffisante, modulable en amplitude, réalisé spécialement. Une des principales difficultés est le blindage de ce générateur pour réduire au mieux les interférences sur les émissions radio et TV (compatibilité électromagnétique).

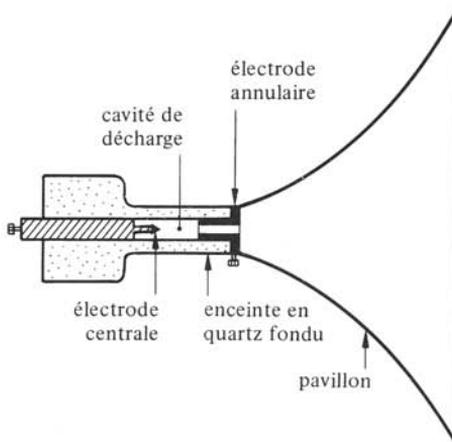


Fig. 7.84

En raison de difficultés technologiques et de stabilité de l'arc, seuls des haut-parleurs ioniques d'aigus sont réalisés (dès 2500 Hz environ). Un des plus connus, l'ionophone du Français S. Klein comprend une cavité de décharge en quartz fondu, avec une électrode centrale en platine (pointe) selon la construction de principe de la figure 7.84. La difficulté de réaliser une grande cavité a conduit à munir le dispositif d'un pavillon pour obtenir une puissance rayonnée suffisante (§ 4.4.16).

On assiste actuellement à un regain d'intérêt pour les haut-parleurs ioniques. En particulier des recherches françaises, très prometteuses, portent sur des systèmes à plasma froid : celui-ci est créé par un champ électrostatique très intense provoquant l'arrachage, donc l'émission, d'électrons par une électrode en pointe très fine. Des prototypes de casques d'écoute ont été réalisés selon ce principe.

7.3.15 Haut-parleurs piézoélectriques

Ces haut-parleurs mettent en œuvre un élément piézoélectrique, le plus souvent ferroélectrique (sect. 6.6), associé ou non à un diaphragme rayonnant. La figure 7.85 montre la construction de principe d'un haut-parleur d'aigus (usuellement dès 4000 Hz) à élément piézoélectrique en sandwich (§ 6.6.16). Ce dernier, poutre, disque ou plaque, est pincé dans une couronne de caoutchouc, ce qui correspond à peu près à des conditions d'appui libre, mais avec pertes. Les très faibles élongations possibles pour un élément piézoélectrique expliquent qu'une puissance suffisante n'est obtenue qu'en hautes fréquences. Très souvent, un pavillon est nécessaire pour obtenir la puissance acoustique voulue (§ 4.4.16).

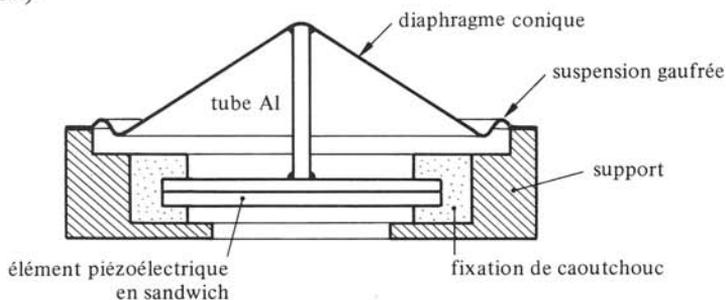


Fig. 7.85

Dans certaines réalisations, la face parlante est une des faces de l'élément piézoélectrique lui-même, lequel est par exemple un disque simple ou double (§ 6.6.16). Des perspectives très intéressantes sont ouvertes par les films PVDF (§ 6.6.15). Ainsi, un haut-parleur d'aigus dont le diaphragme est une calotte sphérique en PVDF (film de $25\ \mu\text{m}$) a récemment été réalisé par la firme française Audax. D'autres prototypes utilisent un film PVDF cylindrique [68].

7.4 HAUT-PARLEURS À PAVILLON

7.4.1 Définitions

Dans un *haut-parleur à pavillon*, le diaphragme est couplé au milieu ambiant au moyen d'un pavillon (sect. 4.4). Un tel haut-parleur est aussi appelé *à rayonnement*

indirect par opposition à celui *direct*, sans pavillon (§ 7.1.1). Un *haut-parleur multicellulaire* comprend deux pavillons ou plus accolés et couplés à un seul diaphragme.

Comme décrit au paragraphe 4.4.16, le pavillon augmente la puissance acoustique rayonnée, donc améliore le rendement du haut-parleur et jouit d'une unidirectivité marquée.

La figure 7.86 montre la construction de principe d'un haut-parleur à pavillon. Le haut-parleur proprement dit, appelé *moteur*, est le plus souvent électrodynamique. Son diaphragme est, selon le domaine de fréquence alloué, un cône, une calotte, etc. Le boîtier arrière, fermé et rembourré d'un matériau acoustique absorbant, se comporte en enceinte close (§ 7.2.5).

Entre diaphragme et pavillon se trouve la *chambre de compression*, dont le rôle est d'élargir vers le haut la courbe de réponse de la puissance acoustique rayonnée.

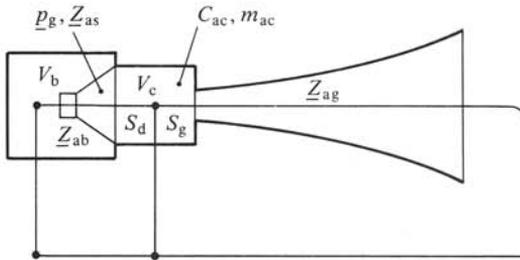


Fig. 7.86

7.4.2 Schéma équivalent acoustique

La figure 7.87 donne le schéma équivalent acoustique d'un haut-parleur à pavillon. Sa topologie est d'abord obtenue comme montré dans la figure 7.86. Le moteur est représenté par une source de pression \underline{p}_g équivalente à \underline{U}_g et par une impédance acoustique \underline{Z}_{as} , incluant les éléments équivalents R_{ae} , R_{as} , m_{as} et C_{as} (§ 7.1.4). L'enceinte close arrière est représentée par une impédance acoustique \underline{Z}_{ab} , incluant les éléments C_{ab} , R_{ab} et m_{ab} (§§ 7.2.5 et 14).

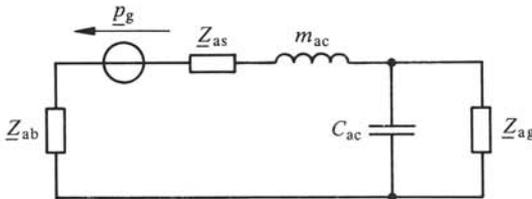


Fig. 7.87

À la chambre de compression de volume V_c , correspondent une compliance C_{ac} et une masse m_{ac} , selon l'approximation du paragraphe 5.4.14. La section d'entrée est la surface projetée S_d du diaphragme (§ 7.1.1), et la section de sortie est celle de gorge S_g du pavillon (§ 4.4.1). Le rapport usuel de S_g à S_d est de 1/4 à 1/10.

Le pavillon est représenté par son impédance acoustique de gorge \underline{Z}_{ag} , décrite au paragraphe 4.4.13 pour les pavillons hyperboliques, seuls utilisés en pratique.

Le moteur et le boîtier arrière constituent un système à enceinte close, dont on note la fréquence de résonance f_d . En combinant les éléments de \underline{Z}_{ab} et \underline{Z}_{as} (§ 7.2.5), on forme le schéma équivalent de la figure 7.88 où m_{ad} correspond à m_{as} , m_{ab} et m_{ac} , C_{ad} à C_{ab} et C_{as} et R_{ad} , à R_{ab} et R_{as} .

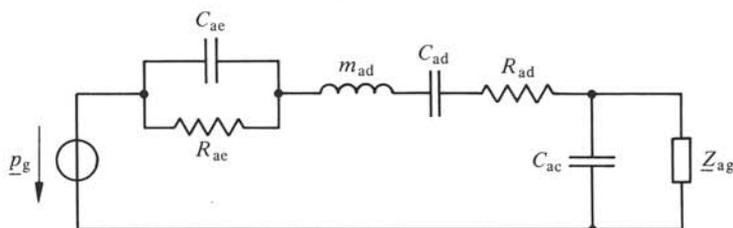


Fig. 7.88

7.4.3 Schéma équivalent acoustique simplifié

Autour de la fréquence de résonance f_d , les ordres de grandeur des éléments du schéma équivalent acoustique rendent possibles des simplifications. Ainsi les compliances C_{ae} et C_{ac} ne jouent pratiquement pas de rôle et peuvent être remplacées par des circuits ouverts. Par ailleurs, la pression p_g est donnée par (7.14) car $(\omega L_e)^2 \ll R_e^2$.

En dimensionnant le pavillon de manière à réaliser l'adaptation (comportement en pavillon infini, §§ 4.4.12 et 14), ce qui implique que sa fréquence de coupure f_c soit bien au-dessous de f_d , l'impédance de gorge \underline{Z}_{ag} (§ 4.4.13) se réduit à une résistance indépendante de la fréquence

$$\underline{Z}_{ag} \cong R_{ag} = Z_c/S_g = Z_{ac} \quad \Omega_a \quad (7.179)$$

comme le montrent les figures 4.13 et 4.14. On remarque que c'est la section de gorge S_g et non celle projetée du diaphragme S_d qui détermine R_{ag} . Autrement dit, lorsque la fréquence est assez basse pour que C_{ac} ne joue pas encore de rôle, l'impédance acoustique chargeant le diaphragme est égale à celle d'entrée du pavillon. On le démontre aisément en écrivant l'égalité des débits du diaphragme q_d et de gorge q_g et en admettant une pression acoustique uniforme dans la chambre de compression.

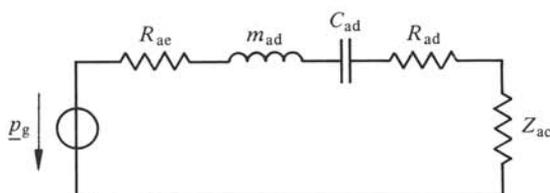


Fig. 7.89

La figure 7.89 donne le schéma équivalent acoustique obtenu grâce à ces simplifications. Il est analogue à un circuit résonant série. On introduit alors les facteurs de qualité électrique Q_{ed} , mécanique Q_{md} et du moteur Q_{td} , définis à ω_d comme Q_{ec} , Q_{mc} et Q_{tc} du système à enceinte close (§ 7.2.6). On introduit en sus le facteur de qualité acoustique du pavillon

$$Q_{ap} = 1/\omega_d C_{ad} Z_{ac} \quad 1 \quad (7.180)$$

Le facteur de qualité total du haut-parleur à pavillon s'écrit

$$Q_t = 1/\omega_d C_{ad} R_{at} \quad 1 \quad (7.181)$$

où R_{at} est la somme de R_{ae} , R_{ad} et Z_{ac} .

7.4.4 Courbe de réponse

La puissance acoustique rayonnée se détermine en calculant la puissance dissipée dans la résistance Z_{ac} du schéma de la figure 7.89. On trouve

$$P_a = P_{ap} \cdot |G_p(j\omega/\omega_d)|^2 \quad W \quad (7.182)$$

La puissance P_{ap} est celle rayonnée à la pulsation de résonance ω_d et vaut

$$P_{ap} = (\tilde{p}_g/R_{at})^2 \cdot Z_{ac} = \frac{U_g^2}{(R_e + R_g)} \cdot \frac{R_{ae} \cdot Z_{ac}}{(R_{at})^2} \quad W \quad (7.183)$$

où U_g est la tension à vide de l'amplificateur (on se rappelle que sa résistance interne R_g intervient dans R_{ae} (7.4)).

La fonction de transfert G_p du haut-parleur à pavillon s'écrit

$$G_p(j\omega/\omega_d) = \frac{(j\omega/\omega_d) Q_t^{-1}}{(j\omega/\omega_d)^2 + (j\omega/\omega_d) Q_t^{-1} + 1} \quad 1 \quad (7.184)$$

Cette fonction définit une courbe de réponse en puissance analogue à celle d'un circuit résonant série (§ 5.4.20). Ses fréquences de coupure basse f_b et haute f_h à demi-puissance (-3 dB) sont, en valeurs rapportées à f_d

$$f_b/f_d = \frac{1}{2Q_t} \left[\sqrt{4Q_t^2 + 1} - 1 \right] \quad 1 \quad (7.185)$$

$$f_h/f_d = \frac{1}{2Q_t} \left[\sqrt{4Q_t^2 + 1} + 1 \right] \quad 1 \quad (7.186)$$

La largeur de bande à -3 dB est donc, en valeur rapportée à f_d

$$B_3/f_d = (f_h - f_b)/f_d = Q_t^{-1} \quad 1 \quad (7.187)$$

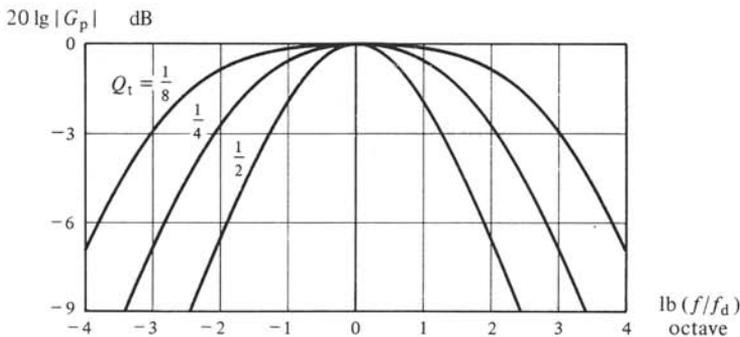


Fig. 7.90

Cette propriété démontre la nécessité d'un contrôle résistif pour le haut-parleur à pavillon (§ 5.4.21). L'exigence d'une largeur de bande suffisante impose en général un facteur de qualité total Q_t plus petit que $1/2$, comme l'illustre la figure 7.90.

7.4.5 Rendement de référence

Le rendement de référence η_p d'un haut-parleur à pavillon est le rapport exprimé en % de la puissance acoustique rayonnée P_{ap} (7.183) à celle électrique fournie totale P_{er} à la fréquence de résonance f_d . La puissance P_{er} est donc différente de celle adoptée pour les haut-parleurs à rayonnement direct (§ 7.1.14). D'après la figure 7.89 et avec (7.14), elle vaut

$$P_{er} = \tilde{p}_g^2 / R_{at} = \frac{U_g^2}{(R_e + R_g)} \cdot \frac{R_{ae}}{R_{at}} \quad \text{W} \quad (7.188)$$

Le rendement η_p est alors

$$\eta_p = \frac{P_{ap}}{P_{er}} \cdot 100 = \frac{Z_{ac}}{R_{at}} \cdot 100 = \frac{Q_t}{Q_{ap}} \cdot 100 \quad \% \quad (7.189)$$

Le plus grand rendement possible est de 50%. On l'obtient en réalisant

$$Z_{ac} = R_{ae} + R_{ad} \quad \Omega_a \quad (7.190)$$

comme le montre immédiatement le schéma de la figure 7.89 à la résonance. Cette condition s'écrit aussi $Q_{ap} = Q_{td}$, soit $Q_t = \frac{1}{2} Q_{ap}$.

7.4.6 Optimalisation

Les relations (7.187) et (7.189) montrent que les exigences d'une grande largeur de bande relative et d'un grand rendement sont incompatibles. Il s'agit de réaliser le meilleur compromis dans chaque situation. Le produit de ces deux relations correspond à un facteur de mérite qu'il faut rendre le plus élevé possible. En y faisant apparaître la valeur de ω_d en fonction de la masse m_d et de la compliance mécanique C_{md} équivalente à C_{ab} et C_{ms} , ce produit s'écrit

$$(B_3/f_d) \cdot \eta_p = 100 \frac{S_d Z_c}{(m_d/C_{md})} \cdot (S_d/S_g) \quad 1 \quad (7.191)$$

Le rapport (S_d/S_g) explique le rôle fondamental de la chambre de compression : elle permet d'augmenter le facteur de mérite du haut-parleur à pavillon, d'où plus grande largeur de bande à même rendement ou réciproquement, ou encore augmentation répartie entre l'une et l'autre.

Si l'on veut d'emblée le rendement maximal de 50%, le produit de (7.187) par (7.189) donne, avec $Q_{ap} = Q_{td} = 2Q_t$

$$(B/f_d) = 2/Q_{td} \cong 2/Q_{ed} \quad 1 \quad (7.192)$$

L'approximation résulte de ce que les facteurs de qualité mécaniques sont toujours plus grands que les électriques, si bien que pour le haut-parleur sur enceinte close $Q_{td} \cong Q_{ed}$ (§ 7.2.21). On constate qu'une grande largeur de bande exige un facteur de qualité électrique Q_{ed} le plus bas possible. Comme la résistance de la bobine mobile R_e est imposée

(selon l'impédance nominale Z_n), à f_d donné il faut un coefficient de couplage électrodynamique (Bl) le plus grand possible, d'où un circuit magnétique important et coûteux.

7.4.7 Comportement en hautes fréquences

Dans la région de la fréquence de coupure supérieure f_h , sans la chambre de compression on retrouverait le même comportement qu'au paragraphe 7.1.12: la courbe de réponse en puissance tendrait vers une asymptote de -12 dB/oct en raison d'une part du contrôle par la masse, d'autre part de l'influence de l'inductance propre L_e de la bobine (β_g décroît en $1/\omega L_e$). Il en découle que la courbe de réponse et la largeur de bande sont moins bonnes que prévu au paragraphe 7.4.4.

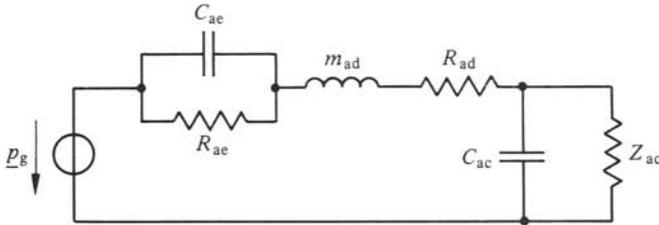


Fig. 7.91

Un dimensionnement approprié de la chambre de compression permet d'améliorer quelque peu la réponse en hautes fréquences. La figure 7.91 donne le schéma équivalent acoustique valable dans cette région. L'adjonction de la compliance C_{ac} , représentant la chambre de compression, fait passer à 3 l'ordre de la fonction de transfert G_p (asymptote passe-bas de -18 dB/oct), mais avec l'avantage d'une nouvelle fréquence de coupure f'_h en dessus de f_h . La figure 7.92 illustre cette possibilité: la courbe en trait plein correspond à une chambre de compression telle qu'à ω_d le rapport de sa réactance à celle de la masse m_{ad} soit de 30 (C_{ac} et R_{ad} ne sont pas pris en compte); la courbe en trait tiré correspond à $Q_t = \frac{1}{4}$, sans chambre de compression. Un bon dimensionnement ne permet guère de gagner plus d'un dixième d'octave, par contre un mauvais dimensionnement peut faire perdre une demi-octave, voire plus.

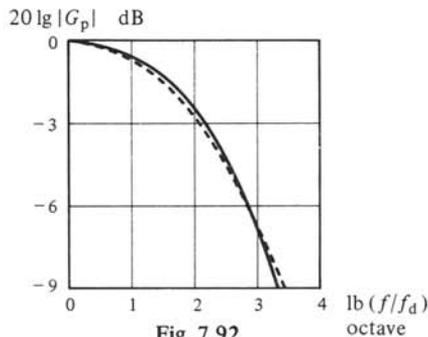


Fig. 7.92

7.4.8 Comportement en basses fréquences

Dans le domaine de fréquence au voisinage de f_b , l'impédance de gorge du pavillon Z_{ag} présente une réactance X_{ag} positive. Les valeurs de X_{ag} et R_{ag} varient avec la

fréquence, selon le facteur de forme M (fig. 4.13 et 14), d'où une réponse en puissance différente de celle prévue en admettant l'approximation (7.179).

Un bon choix du rapport (ω_c/ω_d) et du facteur de forme M permet une certaine compensation des réactances $1/\omega C_{ad}$ et X_{ag} , ainsi qu'une valeur de R_{ag} appropriée, d'où amélioration de la courbe de réponse. La figure 7.93 illustre cette possibilité : la courbe en trait tiré correspond au cas $X_{ag} = 0$ et $R_{ag} = Z_{ac}$, avec $Q_t = 1/8$; la courbe en trait plein montre la courbe de réponse calculée en tenant compte des valeurs de X_{ag} et R_{ag} d'un pavillon hyperbolique infini avec $M = \frac{1}{2}$, f_c ayant été fixée en tiers d'octave en dessous de f_b ($f_c/f_b = 1/\sqrt[3]{2}$). Une difficulté pratique est que dans ce domaine de fréquence, le pavillon n'est pas adapté (§ 4.4.14), si bien qu'il faut recourir à des essais pour optimiser le dimensionnement.

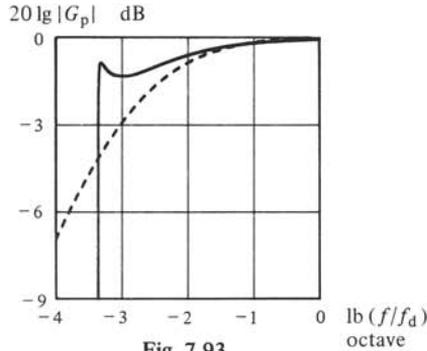


Fig. 7.93

7.4.9 Distorsions

Les non-linéarités du haut-parleur (§ 7.3.3) sont la première cause de distorsions. Comme au paragraphe 7.1.15, on définit une élévation limitée par la distorsion $\hat{\xi}_h$ et un volume de déplacement de crête limité par la distorsion \hat{V}_d . On trouve une puissance limitée par l'élévation

$$P_{ag} = \tilde{q}_h^2 \cdot Z_{ac} = \hat{V}_d^2 \omega^2 Z_c / 2S_g \quad \text{W} \quad (7.193)$$

où \tilde{q}_h est le débit correspondant à \hat{V}_d à la pulsation ω . Cette relation fixe la puissance maximale que peut rayonner le haut-parleur à pavillon en dessous de la fréquence f_b , domaine où l'élévation est maximale et sensiblement indépendante de la fréquence.

La seconde cause de distorsions est la non-linéarité des phénomènes dans la chambre de compression et dans le pavillon, la pression acoustique y prenant des valeurs importantes. L'étude théorique dans le cas d'une excitation sinusoïdale [11] montre principalement l'apparition d'une distorsion harmonique d'ordre 2 dont le taux en % est

$$d_2 \leq \frac{(\gamma + 1)}{2\gamma} \cdot \frac{\tilde{p}_c}{p_s} \cdot \frac{\omega}{\omega_c} \cdot 100 \quad \% \quad (7.194)$$

avec \tilde{p}_c , pression acoustique dans la chambre de compression (ou à la gorge du pavillon) p_s , pression statique et γ , rapport des chaleurs spécifiques (§ 1.2.15).

On déduit de cette relation une puissance acoustique limitée par la non-linéarité à la gorge du pavillon

$$P_{ag} = S_g \{100 d_2 / 1,71 (f/f_c)\}^2 \quad \text{W} \quad (7.195)$$

où d_2 est le taux de distorsion en % encore admissible à la fréquence f . La relation (7.195) fixe la puissance acoustique maximale en dessus de la fréquence de résonance f_d .

7.4.10 Dimensionnement du pavillon et de la chambre de compression

La réponse souhaitée dans les basses fréquences fixe les valeurs nécessaires du facteur de forme M et de la fréquence de coupure f_c , d'où l'on tire la constante de profil m par (4.87).

La condition d'adaptation, c'est-à-dire de comportement en pavillon infini (§ 4.4.14) dès une fréquence donnée, fixe la section de bouche S_b . Il faut $ka_e \geq 1$ où a_e est le rayon équivalent $\sqrt{S_b/\pi}$. Ainsi, si l'on veut l'adaptation dès $2f_c$, il faut

$$S_b = \pi a_e^2 = c^2/16 \pi f_c^2 \quad m^2 \quad (7.196)$$

La section de gorge S_g est fixée par la nécessité ou non d'une chambre de compression, par la puissance limitée par l'élongation (7.193) et par le rendement escompté (§ 7.4.6).

La longueur du pavillon s'obtient selon (4.81) connaissant M , m , S_g et S_b .

L'optimisation d'un pavillon n'est pas aisée et plusieurs itérations sont nécessaires pour trouver un compromis acceptable entre forme de la courbe de réponse, largeur de bande, rendement, puissance acoustique maximale et encombrement. Un pavillon sans chambre de compression est plus court. Ainsi, faible encombrement et haut rendement sont des exigences incompatibles. En fait, on retrouve les mêmes limitations que pour la synthèse des systèmes haut-parleurs (§ 7.2.4).

Le volume V_c de la chambre de compression doit correspondre à la valeur de C_{ac} nécessaire au comportement souhaité en hautes fréquences (§ 7.4.7). Mais il doit aussi être supérieur ou égal au volume limité par la distorsion \hat{V}_d du moteur. Comme la section de la chambre est au moins égale à S_d , sa profondeur doit être supérieure ou égale à $\hat{\xi}_h$. On est souvent conduit à faire un compromis entre largeur de bande et puissance $P_{a\xi}$. Par exemple une grande puissance $P_{a\xi}$ implique un \hat{V}_d donc un volume V_c supérieur à celui optimal pour le comportement en hautes fréquences, d'où sacrifice du haut de la largeur de bande. Il faut bien sûr que la chambre de compression ait une profondeur plus petite que la longueur d'onde à la limite supérieure de la largeur de bande, pour qu'elle s'y comporte en compliance acoustique.

7.4.11 Exemples de haut-parleurs à pavillon

Leurs réalisations sont très différentes selon les bandes de fréquence allouées. L'encombrement des haut-parleurs à pavillon de graves est souvent jugé prohibitif, aussi sont-ils peu utilisés. En pratique, leur pavillon est replié (fig. 7.94), voire enroulé. Le moteur est un haut-parleur électrodynamique à cône. Le plus souvent, il n'y a pas de chambre de compression. Le pavillon est construit au moyen de panneaux de bois aggloméré (approximation du profil par une ligne brisée) ou en tôle épaisse ou fonte à revêtir d'un matériau antivibratile (amortissement des modes propres des parois, § 7.2.23). L'enceinte close arrière est dimensionnée en fonction de la fréquence f_d prévue. Le plus souvent, on réalise un système à suspension acoustique (§ 7.2.8).

Pour les haut-parleurs à pavillon de médiums et d'aigus, on trouve sur le marché d'une part des moteurs complets (enceinte close, moteur proprement dit, chambre de

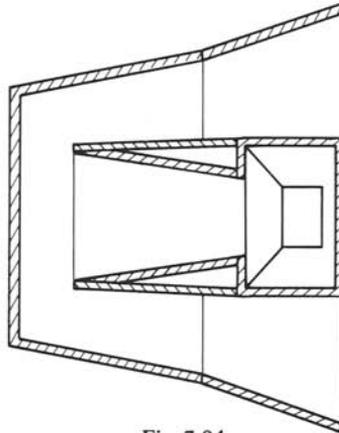


Fig. 7.94

compression), et d'autre part, des pavillons en différentes exécutions. Les sections de gorge et les raccords mécaniques sont standardisés. Les pavillons sont en tôle, fonte d'aluminium, matériaux plastiques, fibres de verre armées, etc. Il s'agit toujours d'amortir au mieux les modes propres des parois, tout en conservant une fabrication aisée à coût raisonnable.

La figure 7.95 montre un moteur moderne pour haut-parleur à pavillon médium (200 Hz à 2 kHz) [65]. Son diaphragme est du type sandwich (peaux d'aluminium avec remplissage de mousse), et est suspendu à la fois par un spider et une suspension externe. Pour une élévation limitée par la distorsion $\hat{\xi}_h$ de 2,5 mm, la puissance $P_{a\hat{\xi}}$ est

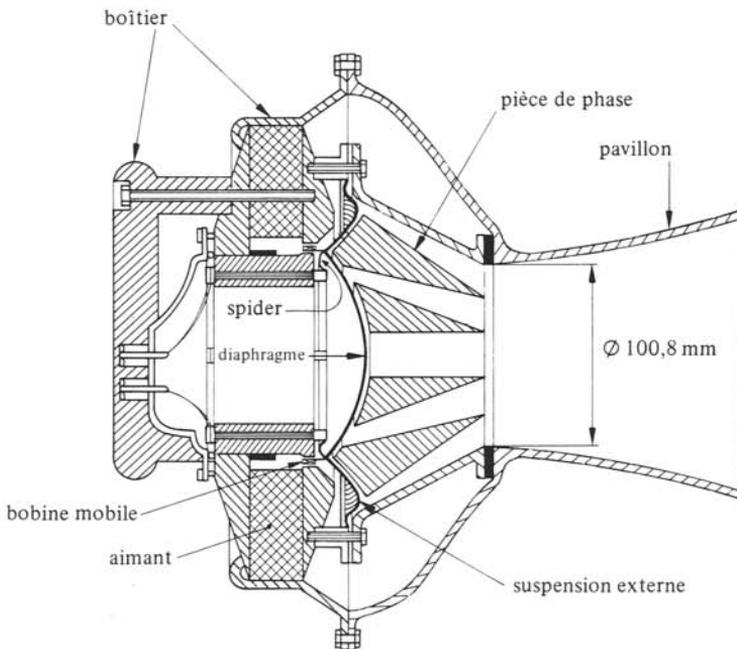


Fig. 7.95

de 100 W. Une partie très importante est la pièce de phase, entre chambre de compression et pavillon. Son rôle s'explique comme suit : dans la partie supérieure de la largeur de bande, les dimensions radiales de la chambre de compression sont généralement de l'ordre de la longueur d'onde (alors que ce n'est pas le cas pour sa hauteur). La chambre se comporte alors en espace clos et présente des modes radiaux (§ 4.2.16), susceptibles de perturber la courbe de réponse par des pics et creux. Pour atténuer au mieux ces effets, on raccorde chambre de compression et pavillon par une pièce de phase dont les ouvertures sont placées de manière à réduire l'excitation au moins des premiers modes propres [66]. Généralement, la pièce de phase comporte des fentes annulaires ou des trous disposés en cercles concentriques (voir également fig. 7.75). La pièce de phase doit être réalisée en un matériau présentant un facteur de pertes élevé, de manière à éviter ses résonances propres.

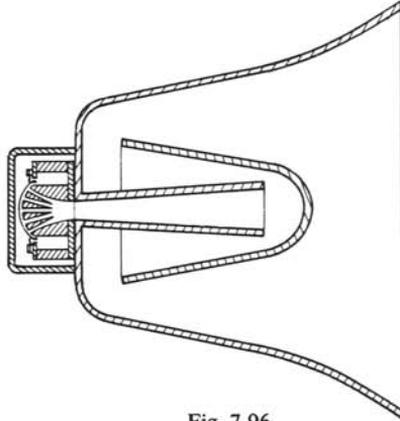


Fig. 7.96

La figure 7.96 montre la réalisation classique d'un haut-parleur à pavillon replié pour la sonorisation de parole en plein-air. Très souvent, un microphone et un amplificateur avec alimentation autonome sont incorporés, l'ensemble constituant un mégaphone, version moderne du porte-voix de marine.

MICROPHONES

8.1 PROPRIÉTÉS GÉNÉRALES

8.1.1 Introduction

Les applications très différentes entraînent une grande diversité de microphones. Les exigences requises portent sur :

- les performances électroacoustiques, sensibilité, largeur de bande, réponse transitoire, directivité, effets des non-linéarités, etc.;
- les caractéristiques mécaniques, encombrement, robustesse, etc.;
- les caractéristiques électriques en vue de l'adaptation aux équipements;
- l'insensibilité à des influences extérieures telles que chocs, vibrations, champs électriques et magnétiques, vent, etc.;
- le coût, la maniabilité, l'apparence extérieure, etc.

Pour la grande majorité des microphones, les exigences générales sont une courbe de réponse de la sensibilité aussi plate que possible et une directivité de type donné aussi constante que possible, dans la largeur de bande prévue, les irrégularités tolérées étant définies selon l'application.

Sommairement on distingue quatre grandes catégories de microphones :

- microphones de communications par exemple pour le téléphone, les prothèses auditives, pour lesquels sont primordiaux l'intelligibilité de la parole, une haute sensibilité, une grande robustesse, un faible encombrement et un bas prix;
- microphones de radiodiffusion et pour l'enregistrement professionnel, pour lesquels priment une très haute conformité et des caractéristiques de directivité bien définies;
- microphones d'usage général, par exemple sonorisation et applications grand public, ayant des exigences très variables liées au coût consenti;
- microphones de mesure, exigeant des caractéristiques très précises et stables dans le temps.

Les microphones sont représentés par le symbole de la figure 8.1.



Fig. 8.1

8.1.2 Définitions: sensibilités

Selon les conditions particulières d'utilisation d'un microphone, il est nécessaire de définir différentes sensibilités. D'après le sens général (§ 6.1.4), la *sensibilité* M à une fréquence ou dans une bande de fréquence donnée est

$$M = U/\tilde{p} \quad \text{V/Pa} \quad (8.1)$$

où U est la tension aux bornes et \tilde{p} , la pression acoustique en un *point de référence* du microphone. La *sensibilité relative* est

$$L_M = 20 \lg(M/M_r) \quad \text{dB} \quad (8.2)$$

où M_r est une sensibilité de référence de 1V/Pa. La variation de M ou L_M avec la fréquence définit la *courbe de réponse en sensibilité*.

Les conditions particulières dans lesquelles M a été mesurée ou est applicable, doivent être spécifiées, par exemple: structure du champ acoustique, angle d'incidence, impédance d'entrée de l'équipement auquel le microphone est relié, etc.

Ainsi la *sensibilité en champ libre* est définie pour une onde plane progressive, la pression \tilde{p} considérée étant celle au point de référence avant l'introduction du microphone.

8.1.3 Définition: directivité

La *directivité* est la variation de M ou L_M selon l'incidence d'une onde plane progressive ou sphérique, définie par rapport à un *axe de référence* passant par le point de référence et orienté vers l'extérieur.

L'étude et la spécification de la directivité se font comme pour les sources (sect. 2.4 et 5). Le plus souvent, le microphone présente une symétrie de révolution autour de son axe de référence. La directivité est alors définie par des diagrammes $M(\theta)$ à des fréquences spécifiées, où θ est l'angle d'incidence défini entre axe de référence et direction de propagation, orientée vers la source.

Généralement, les diagrammes de directivité donnent le rapport $M(\theta)/M_0$ ou le niveau $L_M(\text{re } M_0)$, où M_0 est la sensibilité dans l'axe de référence ($\theta = 0^\circ$), lequel est aussi l'axe du lobe principal.

8.1.4 Définitions: types de directivité

Selon la relation théorique donnant le rapport M/M_0 en fonction de l'angle θ , les microphones sont:

- *omnidirectionnels* si $M/M_0 = 1$,
- *bidirectionnels d'ordre n* , avec n entier positif, si

$$M/M_0 = (\cos \theta)^n \quad 1 \quad (8.3)$$

- *unidirectionnels d'ordre n* , avec n entier positif et $0 < \beta < 1$, si

$$M/M_0 = \{(1 - \beta) + \beta \cos \theta\} (\cos \theta)^{n-1} \quad 1 \quad (8.4)$$

Les unidirectionnels se partagent entre les familles principales *cardioides* ($\beta = 0,5$), *hypercardioides* ($\beta = 0,75$) et *supercardioides* ($\beta = 0,67$).

8.1.5 Exemples

La figure 8.2 donne les diagrammes de directivité : bidirectionnel d'ordre 1, cardioïdes d'ordre 1 et 2, hypercardioïde d'ordre 1 et supercardioïde d'ordre 1.

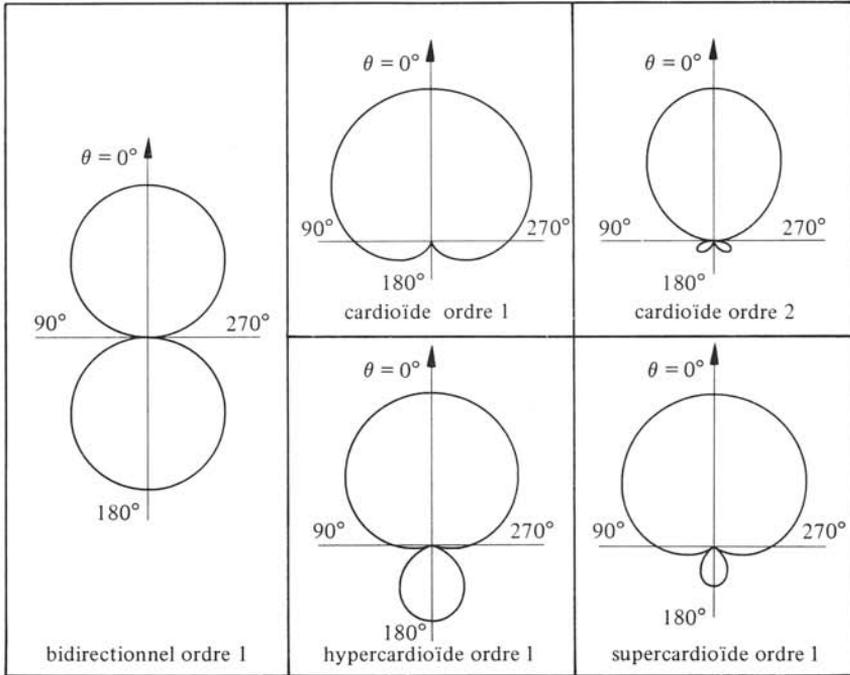


Fig. 8.2

8.1.6 Définition : sensibilité en champ diffus

Dans un *champ acoustique* idéalement *diffus* ou *isotrope* la pression acoustique résulte des contributions d'ondes planes non corrélées provenant de manière équiprobable de toutes les directions. En admettant une sommation énergétique pondérée en $M^2(\theta, \varphi)$ pour les contributions de ces ondes à la tension de sortie, on est conduit à la *sensibilité en champ diffus*

$$M_d = \sqrt{\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} M^2(\theta, \varphi) d\Omega} \quad \text{V/Pa} \quad (8.5)$$

où $M(\theta, \varphi)$ est la sensibilité en champ libre et $d\Omega$, l'angle solide élémentaire.

8.1.7 Définitions : facteur et indice de directivité

Soit un microphone soumis simultanément à une onde plane progressive ou sphérique selon son axe de référence ($\theta = 0^\circ$), et à un champ acoustique diffus de même valeur efficace \tilde{p} . Les tensions de sortie correspondantes sont dans le rapport M_0/M_d .

En considérant la première onde comme un signal et la seconde comme un bruit perturbateur, le rapport signal sur bruit en termes des puissances est $(M_0/M_d)^2$.

Le rapport $(M_0/M_d)^2$ est le *facteur de directivité* Δ . Son niveau $10 \lg \Delta$ est l'*indice de directivité* L_Δ en dB.

L'aptitude d'un microphone à discriminer une source située dans son axe principal d'un bruit ambiant isotrope est caractérisée par Δ ou L_Δ . En présence d'un bruit non isotrope, le calcul doit être repris en faisant intervenir les propriétés statistiques spatiales du bruit.

On remarque l'analogie des définitions de Δ et L_Δ et des relations les liant à la directivité, pour les microphones et les sources (sect. 2.5). Les procédures expérimentales pour déterminer Δ sont donc similaires.

8.1.8 Exemples

Le tableau 8.3 indique quelques valeurs caractéristiques des directivités de la figure 8.2. On donne : L_Δ , θ_{-3} (angle d'ouverture à -3 dB), L_M pour $\theta = 90^\circ$ et 180° , et les incidences θ ($M = 0$) pour lesquelles M s'annule.

Tableau 8.3

Microphone	L_Δ dB	θ_{-3} °	$L_M(90^\circ)$ dB	$L_M(180^\circ)$ dB	$\theta(M=0)$ °
omnidirectionnel	0	—	0	0	—
bidirectionnel $n = 1$	4,8	90	$-\infty$	0	± 90
cardioïde $n = 1$	4,8	131	-6	$-\infty$	180
cardioïde $n = 2$	8,8	76	$-\infty$	$-\infty$	$180, \pm 90$
hypercardioïde $n = 1$	6,0	105	-12	-6	± 110
supercardioïde $n = 1$	5,7	115	$-8,6$	$-11,7$	± 126

8.1.9 Diffraction

La présence d'un microphone perturbe le champ acoustique et la pression à laquelle il est soumis diffère de celle avant son introduction. Ce phénomène de diffraction s'étudie soit selon les principes décrits dans la section 3.4, soit par réciprocité de la diffraction à l'émission (sect. 2.3). Le plus souvent, on cherche le rapport de la pression acoustique \tilde{p}_+ au point de référence du microphone après son introduction dans le champ à celle \tilde{p} avant, en fonction de l'angle d'incidence θ et de la fréquence d'une onde plane progressive sinusoïdale. Le calcul théorique n'est raisonnablement possible que pour des formes simples idéalement rigides, par exemple sphère ou cylindre semi infini (fig. 8.4) [1,2].

Le tableau 8.5 concrétise les résultats théoriques obtenus en montrant l'application à des microphones sphériques et cylindriques (point de référence au centre de la base) de diamètres standards de 12,7 mm ($1/2''$) et 25,4 mm ($1''$). Il donne, en fonction de la fréquence, d'une part la différence $\Delta L(90^\circ)$ des niveaux L_p pour les incidences 90° et 0° et d'autre part, la plus grande différence ΔL_{\max} (incidence non indiquée) au niveau dans l'axe.

On constate que la diffraction se manifeste par l'apparition d'une directivité devant sensible lorsque le microphone est grand par rapport à la longueur d'onde λ , dépen-

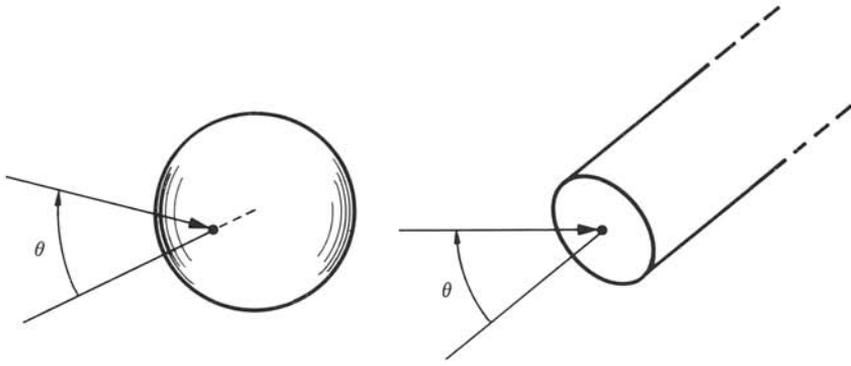


Fig. 8.4

dant de la forme et s'accroissant avec la fréquence. Un microphone petit par rapport à λ ne provoque pas de diffraction sensible : il est ignoré par le champ acoustique. La transition entre ces comportements correspond approximativement à des dimensions de l'ordre de $0,3$ à $0,6 \lambda$ (kd de 1 à 2), selon la forme du microphone et l'incidence de l'onde.

Dans la majorité des cas, ainsi pour les microphones omnidirectionnels, il faut réduire l'effet de la diffraction. On note l'importance et le rôle de la forme et des dimensions :

- la sphère, puis le cylindre sont les formes à préférer; il faut éviter toute partie concave et prévoir des formes très arrondies;
- en réduisant le plus possible les dimensions, on reporte les effets de la diffraction dans la partie supérieure, voire au-delà de la largeur de bande.

Tableau 8.5

f kHz	Sphère				Cylindre			
	1/2"		1"		1/2"		1"	
	ΔL (90°) dB	ΔL_{\max} dB						
1	0	0	0	0	0,5	0,5	1,5	1,5
5	1,0	1,2	3,5	5,0	2,5	3,0	5,0	6,5
10	3,5	5,0	4,5	7,2	5,0	6,5	8,5	13,0
12	4,0	5,7	4,7	9,0	6,5	8,5	9,5	14,0
15	4,2	6,2	5,0	10,0	7,5	10,0	9,5	15,5

8.1.10 Définition: sensibilité en pression

La *sensibilité en pression* M_p est le rapport de la tension de sortie à la pression acoustique effective \tilde{p}_+ , au point de référence du microphone. Elle est établie pour une onde sinusoïdale de fréquence donnée.

Pour une onde plane progressive d'incidence 0° , on a toujours $\tilde{p}_+ > \tilde{p}$. Par conséquent, $M_p < M$ où M est la sensibilité en champ libre.

La sensibilité en pression M_p est utile lorsque les conditions d'emploi du microphone sont telles qu'il n'y a pas lieu de tenir compte des effets de la diffraction. C'est le cas lorsque le microphone est incorporé à un dispositif de plus grande dimension, par exemple s'il est encastré dans un support (paroi, sol, écran), placé dans une cavité ou plus généralement dans un système acoustique. Dans ces situations en effet, on peut admettre que le microphone ne perturbe pas le champ ($\tilde{p}_+ = \tilde{p}$). Au contraire, lorsque la mise en œuvre du microphone est telle que les plus proches obstacles sont au moins à quelques λ , on utilise la sensibilité en champ libre (§ 8.1.2), corrigeant ainsi les effets de la diffraction.

8.1.11 Diffraction par un écran

Un obstacle proche, c'est-à-dire à une distance de l'ordre de grandeur ou inférieure à celle à la source de son, crée une diffraction sensible du champ acoustique, si bien que le comportement du microphone est modifié en sensibilité et en directivité, par rapport à celui en l'absence de l'obstacle. Le cas le plus simple est celui d'un écran rigide, par exemple sol ou paroi, que l'on traite par l'acoustique géométrique (§ 3.1.2).

La figure 8.6 montre que parviennent au microphone, un rayon sonore direct et un indirect. On se trouve dans la situation décrite au paragraphe 3.3.17 : des interférences vont se produire. La pression acoustique au droit du microphone, en négligeant sa diffraction est donnée par la relation (3.58). La discussion montre que la courbe de réponse en sensibilité du microphone peut être très affectée selon la différence et le rapport des trajets acoustiques l et l' , et la valeur de \underline{r} .

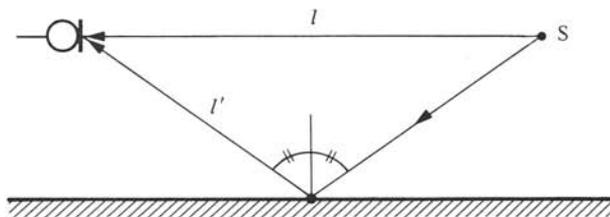


Fig. 8.6

Ainsi, la figure 8.7 donne en fonction de la fréquence, le niveau $20 \lg(\tilde{p}/\tilde{p}_d)$, explicitant la modification théorique de la courbe de réponse d'un microphone omnidirectionnel en présence d'un écran infini rigide ($\underline{r} = 1$) avec $l = 1$ m et $l' = 2$ puis 1,1 m.

Pour une distance l donnée, l'/l et $l' - l$ dépendent de l'angle d'incidence du rayon direct sur le microphone et par conséquent, la courbe de réponse en dépend aussi : un microphone omnidirectionnel devient directionnel, et un directionnel voit sa directivité s'accroître et se compliquer.

Ces effets indésirables sont supprimés en encastrant le microphone de manière à ce que son diaphragme soit dans le plan de l'écran (ni cavité, ni saillie). Cette technique est mise en œuvre aussi bien pour les mesures acoustiques que pour l'enregistrement et la sonorisation. On utilise pour cela des microphones omnidirectionnels, par exemple électrostatiques, de petites dimensions (diamètre $\frac{1}{2}$ "). Du fait du doublement de la pression acoustique au droit d'un écran rigide (selon (3.9), $\underline{r} = 1$ entraîne $\tilde{p}_r = \tilde{p}_i$, donc $\tilde{p} = 2\tilde{p}_i$) on bénéficie d'une amélioration de 6 dB du rapport signal/bruit du microphone.

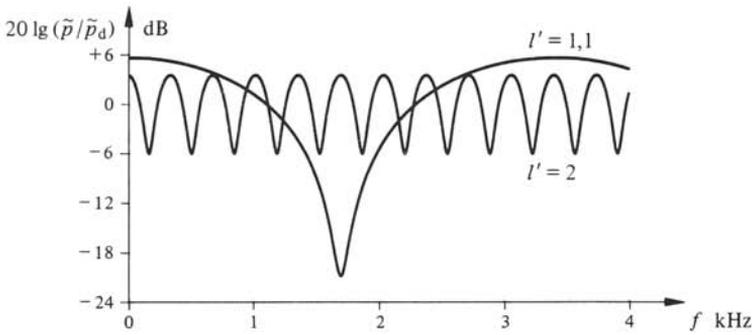


Fig. 8.7

Pour l'enregistrement et la sonorisation, le microphone est monté sur une plaque rigide (par exemple en plexiglass) ne jouant le rôle d'écran que dans le domaine de fréquence où ses dimensions sont plus grandes que les longueurs d'onde λ . Au lieu d'être encastré, le microphone est parfois placé face à l'écran, à une distance de l'ordre d'une fraction de mm. Ce procédé est discutable: le corps du microphone perturbe le champ et détériore réponse et directivité dès que les λ sont de l'ordre de grandeur de ses dimensions.

8.1.12 Adaptation microphone-équipement

Le schéma équivalent électrique d'un microphone se ramène toujours, par le théorème de Thévenin, à une source de tension \underline{E} d'impédance interne \underline{Z}_g (fig. 8.8). Soit \underline{Z}_e l'impédance d'entrée de l'équipement auquel est relié le microphone. La tension \underline{U} disponible dépend de \underline{Z}_g et \underline{Z}_e . Anciennement on recherchait l'adaptation ($\underline{Z}_e = \underline{Z}_g^*$) pour optimiser la puissance disponible. Actuellement, on tend à réaliser un fonctionnement du microphone en circuit ouvert: $\underline{U} \cong \underline{E}$. Pratiquement \underline{Z}_g et \underline{Z}_e doivent être des résistances dans la largeur de bande du microphone, au moins dans sa partie centrale, et $\underline{Z}_e > 5 \underline{Z}_g$.

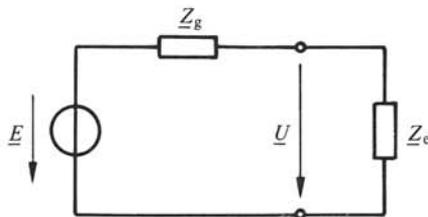


Fig. 8.8

Le plus souvent, le microphone est relié à l'équipement par un câble dont la longueur peut être importante. Aux fréquences considérées et avec les ordres de grandeur usuels, ce câble, généralement coaxial ou bifilaire sous blindage, présente une résistance série R_e et une capacité parallèle C_c susceptibles de réduire la tension \underline{U} disponible. Pour diminuer ces effets, \underline{Z}_g doit avoir une valeur appropriée, ni trop basse par rapport à R_e ni trop élevée par rapport à $1/\omega C_c$.

L'ordre de grandeur et la nature de \underline{Z}_g de certains types de microphones nécessitent de leur adjoindre un dispositif adaptateur d'impédance, généralement incorporé au

boîtier, tel que l'impédance de sortie résultante soit appropriée. Selon les cas, on utilise des translateurs éleveurs d'impédance ou des préamplificateurs abaisseurs.

8.1.13 Définitions : valeurs et conditions nominales

Pour faciliter spécification et essais des microphones, la CEI recommande des *valeurs nominales*, à indiquer par les constructeurs (CEI 268-4). Ce sont :

- l'*impédance nominale* Z_n , module de Z_g assimilable généralement à une résistance pure, à la fréquence de 1 kHz;
- l'*impédance nominale de charge* Z_{en} , module de Z_e assimilable à une résistance pure, à la fréquence de 1 kHz;
- la *tension nominale de sortie* U_n , valeur de U lorsque le microphone fonctionne dans les conditions nominales;
- la *sensibilité nominale* M_n en *champ libre*, déterminée dans les conditions nominales.

Les *conditions nominales* sont : impédance de charge égale à Z_{en} ; onde plane progressive selon l'axe de référence ($\theta = 0^\circ$), de fréquence 1 kHz et de *niveau nominal* $L_p = 80$ dB en l'absence du microphone; *alimentation nominale* lorsque le microphone est actif ou incorpore un préamplificateur. Ces conditions ont été fixées en tenant compte du fait que la plupart des microphones sont utilisés pour la transmission de parole. Le locuteur moyen produit à une distance d'un mètre un niveau L_p moyen à court terme d'environ 74 dB, avec des pointes de 80 dB, d'où le choix du niveau nominal.

L'intérêt de la tension nominale de sortie est de faciliter l'examen de l'adaptation d'un microphone et d'un équipement, par exemple amplificateur.

8.1.14 Définitions : microphone de proximité

Un *microphone de proximité* est conçu pour être placé tout près de la bouche du locuteur. C'est le cas par exemple du microphone du combiné téléphonique.

Pour les mesures et essais de tels microphones, on utilise une *bouche artificielle*, source acoustique de référence simulant la bouche et la tête humaine. Le microphone de proximité doit être placé à une distance de 50 mm au plus de l'ouverture rayonnante de la bouche artificielle. Tenant compte du niveau de parole moyen près de la bouche, la CEI recommande une pression acoustique nominale de 104 dB au point de référence du microphone en l'absence de ce dernier, alors que le CCITT prévoit 93 dB pour les appareils téléphoniques. La *sensibilité paraphonique* est celle déterminée dans ces conditions.

8.1.15 Valeurs nominales d'adaptation recommandées

Dans le but de permettre une adaptation convenable entre équipements et microphones, la CEI recommande des valeurs nominales en fonction des applications (CEI 268-15). Le tableau 8.9 donne à titre d'exemple les valeurs d'adaptation recommandées pour les microphones de radiodiffusion et d'usage professionnel analogue (à l'exclusion des piézoélectriques).

Au point de vue de l'impédance nominale Z_n , les microphones se classent grosso modo en trois gammes : basse impédance (de 15 à 60 Ω), impédance moyenne (100 à 1000 Ω) et haute impédance (2 à 100 k Ω).

Tableau 8.9

Radiodiffusion – Valeurs recommandées		
Grandeur	Bas niveau	Haut niveau
Z_n	$< 200 \Omega$	$< 200 \Omega$
Z_{en}	$> 1 \text{ k}\Omega$	$> 1 \text{ k}\Omega$
U_n	0,2 mV	2 mV

8.1.16 Connecteurs de sortie

La plupart des microphones présentent une sortie symétrique, c'est-à-dire non reliée à la masse électrique (boîtier ou blindage). La polarité ou phase est indiquée par un point de couleur sur la borne devenant positive lorsqu'une pression acoustique positive est appliquée au point de référence. Le boîtier est généralement relié à la masse électrique de l'équipement via le blindage du câble de liaison. Les microphones de radiodiffusion et d'usage général ont des connecteurs normalisés (CEI 268-14A).

Les microphones à sortie asymétrique ont une borne positive, l'autre étant reliée à la masse électrique, boîtier ou blindage.

8.1.17 Définitions: caractéristiques limites

Soumis à des pressions acoustiques élevées, un microphone n'est plus linéaire et peut subir des dégâts. On définit :

- la *pression acoustique limite* \tilde{p}_{\max} , valeur maximale d'une onde plane sinusoïdale pour laquelle la distorsion harmonique due aux non-linéarités du microphone ne dépasse pas une valeur spécifiée;
- la *pression acoustique de crête admissible* \hat{p}_{\max} , valeur maximale qu'un microphone peut supporter sans modification permanente de ses caractéristiques, quel que soit l'angle d'incidence.

8.1.18 Influences extérieures

Différents phénomènes extérieurs sont susceptibles de perturber le fonctionnement d'un microphone en donnant lieu à une tension de sortie ne correspondant pas à un champ acoustique. Ce sont par exemple :

- des sollicitations mécaniques, vibrations ou chocs;
- le vent, la respiration du locuteur;
- des champs électromagnétiques.

Des dispositions et moyens sont à prévoir pour réduire au mieux, selon l'application, leurs effets, par exemple : suspension mécanique du microphone dans son boîtier, écran ou bonnette anti-vent, blindage du microphone et des liaisons, etc.

Pour indiquer l'influence d'une grandeur extérieure, les constructeurs spécifient un niveau L_p équivalent, c'est-à-dire donnant lieu à la même tension de sortie que l'influence extérieure considérée dans des conditions données.

8.1.19 Bruit de fond

En l'absence de toute excitation extérieure, un microphone présente en sortie une tension de bruit de fond dont l'origine est le bruit d'agitation thermique de ses différentes parties constitutives et des dispositifs incorporés (translateurs, préamplificateurs). La limite inférieure théorique du bruit de fond correspond au bruit d'agitation thermique de l'air. Sont en fait déterminants les bruits dans les résistances acoustiques et mécaniques du microphone.

Le modèle de bruit utilisé généralise celui d'une résistance électrique (chap. VI.6). On a ainsi pour une résistance acoustique

$$\tilde{p}_b = \sqrt{\int_{f_1}^{f_2} 4k\Theta R_a df} \quad \text{Pa} \quad (8.6)$$

où \tilde{p}_b est la pression acoustique de bruit, k la constante de Boltzmann $1,38 \cdot 10^{-23}$ J/K, Θ la température absolue, f_1 et f_2 les fréquences limites inférieure et supérieure de la largeur de bande.

En pratique, on calcule la tension de bruit de fond en sortie U_b à partir du schéma équivalent électrique du microphone, en admettant la sommation énergétique des différentes contributions (§ 1.8.16).

8.1.20 Définitions

Le *bruit propre* est le bruit de fond intrinsèque du microphone, toutes influences extérieures exclues. Les constructeurs spécifient un *niveau nominal de pression acoustique équivalent au bruit propre* produisant la même tension de sortie.

La *dynamique* entre les niveaux de pression acoustique limite et nominal de bruit propre doit être appropriée à l'usage prévu en grandeur et en situation.

8.2 THÉORIE DES MICROPHONES

8.2.1 Cascade des phénomènes mis en jeu

L'étude des différents principes de fonctionnement des microphones conduit à considérer schématiquement une cascade de phénomènes :

- la pression acoustique s'exerce sur un diaphragme, par exemple une membrane tendue, et y développe des forces;
- sous l'action de ces forces le diaphragme, plus généralement un système mécanique, est mis en mouvement;
- un couplage électromécanique en fonctionnement générateur convertit une grandeur mécanique du mouvement en une grandeur électrique (§ 6.1.1).

8.2.2 Définitions : modes d'action acoustique

Le *mode d'action acoustique* est la manière dont la pression acoustique s'exerce sur le diaphragme. On distingue les *modes d'action* :

- *en pression* lorsque la pression acoustique ne s'exerce que sur une face du diaphragme;

- *en gradient de pression* lorsqu'elle s'exerce sur les deux faces;
- *mixte* lorsqu'elle s'exerce directement sur la face avant et via un système acoustique sur la face arrière.

8.2.3 Mouvement du diaphragme

Le système mécanique le plus simple d'un microphone est un diaphragme circulaire suspendu sur son pourtour, constituant un résonateur mécanique (§§ 5.2.18 et 21). Ce peut être aussi une plaque ou une membrane encastées, dont on sait qu'elles se ramènent à un résonateur mécanique équivalent (§§ 5.2.23 et 24). A ce résonateur mécanique sont associés des composants acoustiques et électriques si bien que de manière générale, la vitesse \underline{v}_d du diaphragme est

$$\underline{v}_d = \underline{F}_s / \underline{Z}_{mt} \quad \text{m/s} \quad (8.7)$$

où \underline{F}_s est la résultante des forces appliquées au diaphragme par le champ acoustique (composantes selon l'axe du mouvement du diaphragme) et \underline{Z}_{mt} , l'impédance mécanique équivalente à tous les composants influençant le mouvement du diaphragme.

8.2.4 Définitions: conversions en vitesse et en élévation

L'examen des équations de couplage des différents processus de conversion électromécanique décrits dans le chapitre 6 montre qu'en fonctionnement générateur, ils se classent en deux types:

- ceux à *conversion en vitesse*, pour lesquels la tension de sortie en circuit ouvert \underline{E} est couplée à une vitesse

$$\underline{E} = K_v \underline{v} \quad \text{V} \quad (8.8)$$

où K_v est un *coefficient de couplage en vitesse* en Vs/m;

- ceux à *conversion en élévation*, pour lesquels \underline{E} est couplée à une élévation

$$\underline{E} = K_\xi \underline{\xi} \quad \text{V} \quad (8.9)$$

où K_ξ est un *coefficient de couplage en élévation* en V/m.

Les conversions électrodynamique, électromagnétique et magnétostrictive sont en vitesse. Celles électrostatique et piézoélectrique sont en élévation. Les conversions non réversibles mises en œuvre dans les microphones se classent également selon ces types.

8.2.5 Force développée sur une face d'un diaphragme

Soit un diaphragme rigide en disque plan de rayon a , suspendu sur son pourtour et soumis à une onde sinusoïdale plane progressive d'incidence θ (fig. 8.10). On le suppose assez petit par rapport à λ pour que la diffraction soit négligeable.

Pour une incidence nulle, le diaphragme coïncide avec un front d'onde, et la pression acoustique \underline{p} sur l'une ou l'autre de ses faces est uniforme en module et en phase. La force résultante, selon l'axe du diaphragme, sur une seule face est

$$\underline{F}_d = S_d \underline{p} \quad \text{N} \quad (8.10)$$

où S_d est l'aire πa^2 .

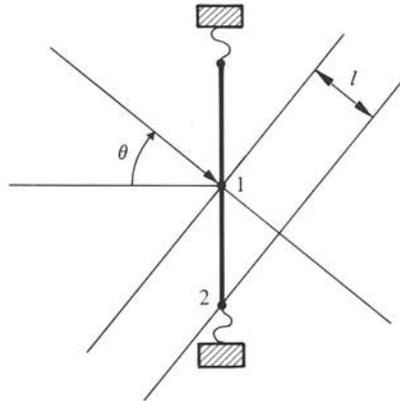


Fig. 8.10

Pour une incidence quelconque, la pression acoustique sur une face du diaphragme n'est plus uniforme en phase. Ainsi, entre les points 1 (centre) et 2 (bord), elle diffère d'un facteur $\exp(jkl)$, l étant la distance de 1 à 2 selon la direction de propagation et valant $a \sin \theta$. En conséquence, la force développée sur une face, calculée en intégrant p , est plus faible que celle en incidence normale (8.10) et dépend de l'incidence θ : une directivité apparaît. Le graphique de la figure 8.11 illustre cet effet de phase. Il montre le niveau L_F de la force exercée, référé à celle en incidence nulle, pour $\theta = 90^\circ$ et en fonction de ka , toujours sans tenir compte de la diffraction. Pour $ka < 1$, l'effet de phase devient négligeable et on admet que la force développée ne dépend pas de θ (omnidirectionnel).

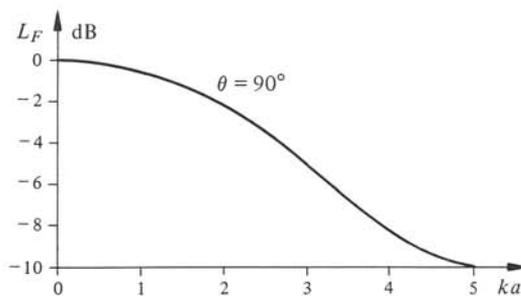


Fig. 8.11

En fait, diffraction et effet de phase interviennent et combinent leurs effets de manière complexe, si bien que la force développée sur une face d'un diaphragme dépend de l'incidence de l'onde et de manière d'autant plus accentuée que λ est petite devant a . Pour $ka < 1$, diffraction et effet de phase sont négligeables et on admet encore la validité de (8.10) pour toute incidence.

Cette dernière propriété se généralise à des diaphragmes non plan, par exemple en cône ou en dôme : S_d est alors l'aire projetée du diaphragme sur un plan perpendiculaire à la direction du mouvement. Cela revient à admettre que pour $ka < 1$, un diaphragme quelconque se comporte comme un piston rigide équivalent, ce que l'on avait déjà admis pour le haut-parleur électrodynamique (§ 7.1.1).

8.2.6 Hypothèse : petit microphone

Pour simplifier la théorie des microphones, en particulier l'étude des types fondamentaux, il est avantageux de supposer que l'on a affaire à un petit microphone, c'est-à-dire plus petit que λ . Cela permet, en première approximation, de négliger diffraction et effet de phase.

8.2.7 Mode d'action en pression

La figure 8.12 montre la réalisation de principe du mode d'action en pression. Un boîtier ou capsule soustrait la face arrière du diaphragme à l'action du champ acoustique. La cavité du boîtier est une compliance acoustique C_{ab} . Afin de permettre l'égalisation de la pression statique, un petit trou est ménagé dans le boîtier, correspondant à une masse m_{ap} et une résistance R_{ap} , de valeurs telles que dans la largeur de bande du microphone le débit q_p dans le trou soit négligeable.

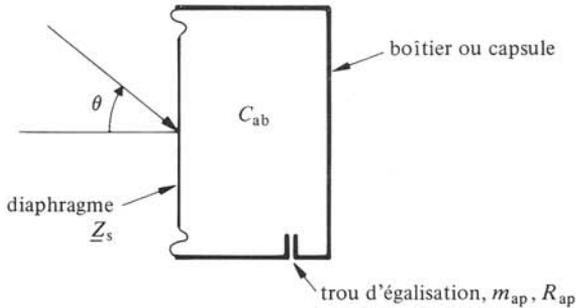


Fig. 8.12

Pour un petit microphone, la force totale développée $\underline{F}_s = \underline{F}_d$ selon (8.10), ne dépend pas de l'incidence de l'onde : les microphones à mode d'action en pression sont par principe omnidirectionnels. On remarque que \underline{F}_d ne dépend pas non plus de la fréquence.

La sensibilité M dépend de \tilde{F}_d donc de S_d : si l'on augmente S_d , c'est-à-dire la taille du microphone, on gagne en sensibilité. Mais ce faisant, on abaisse la fréquence au-delà de laquelle la diffraction et l'effet de phase deviennent sensibles. Par conséquent, on cherchera toujours à réaliser le meilleur compromis entre sensibilité élevée, omnidirectionnalité et largeur de bande en fonction de l'application prévue.

8.2.8 Impédance de source du champ acoustique

Mis en mouvement par un champ acoustique incident, le diaphragme d'un microphone à action en pression se comporte en piston sur un boîtier et rayonne un champ acoustique propre (§ 2.7.2). En théorie, cet effet correspond à la diffraction par un obstacle, le diaphragme, à réaction localisée d'impédance caractéristique $\underline{Z}_n = \underline{Z}_{mt}/S_d$ finie (§ 3.3.14).

En première approximation et pour un petit microphone, on peut tenir compte de cet effet en faisant intervenir une impédance de rayonnement \underline{Z}_{mr} selon le schéma de la figure 8.13 où \underline{F}_d est donné par (8.10) : \underline{Z}_{mr} correspond alors à l'impédance de source

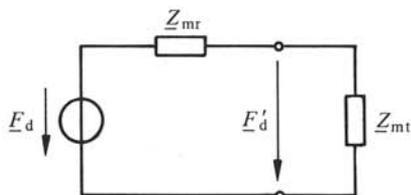


Fig. 8.13

du champ acoustique incident. Cette représentation se généralise à tout accès d'un microphone, face de diaphragme ou ouverture d'entrée d'un système acoustique associé. En pratique, comme pour les systèmes haut-parleurs, les résistances de rayonnement peuvent être négligées, et les masses de rayonnement sont combinées avec les différentes masses mécaniques et acoustiques du microphone.

8.2.9 Conditions de réalisation

Soit un petit microphone à action en pression et conversion en vitesse. En combinant les relations (8.8), (8.7) et (8.10), sa tension de sortie s'écrit

$$\underline{E} = (K_v S_d / \underline{Z}_{mt}) \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.11)$$

où le terme entre parenthèses définit la sensibilité \underline{M} .

L'exigence générale d'une sensibilité indépendante de la fréquence dans la largeur de bande prévue, conduit à la condition

$$\underline{Z}_{mt} \cong R_{mt} \quad \Omega_m \quad (8.12)$$

Le résonateur mécanoacoustique doit être contrôlé par résistance et sa fréquence de résonance principale f_s placée au milieu géométrique de la largeur de bande (§ 5.4.21).

Soit maintenant un petit microphone à action en pression et conversion en élévation. Un calcul similaire à partir de (8.9) au lieu de (8.8) et avec $\underline{\xi}_d = \underline{v}_d / j\omega$ conduit à

$$\underline{E} = (K_\xi S_d / j\omega \underline{Z}_{mt}) \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.13)$$

On en déduit la condition

$$\underline{Z}_{mt} \cong 1/j\omega C_{mt} \quad \Omega_m \quad (8.14)$$

Le résonateur doit être contrôlé par compliance: pour cela f_s doit être placée à la limite supérieure de la largeur de bande.

8.2.10 Définitions: types fondamentaux de microphones à action en pression

En vertu de ces résultats, seuls deux *types fondamentaux de microphones à action en pression* sont réalisables, à savoir:

- à conversion en vitesse et contrôle résistif;
- à conversion en élévation et contrôle par compliance.

8.2.11 Mode d'action en gradient de pression

La pression acoustique s'exerce sur les deux faces du diaphragme, celui-ci étant par exemple suspendu élastiquement sur son pourtour à un anneau support (fig. 8.14).

Pour un petit microphone, la force utile totale développée \underline{F}_s vaut

$$\underline{F}_s = \underline{F}_1 - \underline{F}_2 = S_d(\underline{p}_1 - \underline{p}_2) \quad \text{N} \quad (8.15)$$

où \underline{F}_1 et \underline{F}_2 sont les forces exercées par les pressions \underline{p}_1 et \underline{p}_2 sur les faces avant et arrière du diaphragme d'aire projetée S_d . La figure 8.15 représente le schéma équivalent mécanique général correspondant à ce mode, où l'on a négligé les impédances de rayonnement.

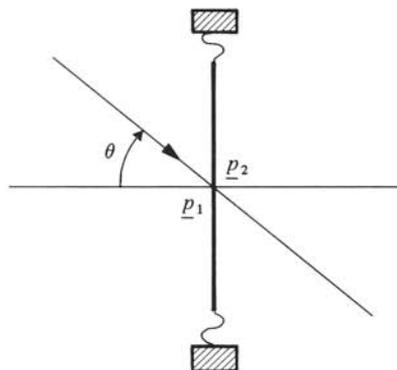


Fig. 8.14

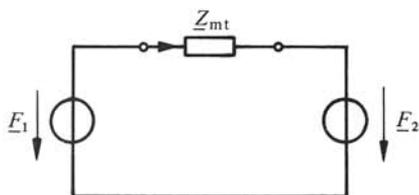


Fig. 8.15

Soit, selon la figure 8.16, les points homologues 1 et 2 des faces avant et arrière du diaphragme. La différence des pressions acoustiques en ces points, qui détermine la force utile \underline{F}_s selon l'axe du mouvement, s'écrit

$$(\underline{p}_1 - \underline{p}_2) = -\nabla \underline{p} \cdot \underline{n} l \quad \text{Pa} \quad (8.16)$$

où \underline{n} est un vecteur-unité selon la direction de propagation et l , la distance de 1 à 2 mesurée selon cette direction. Avec la relation (1.14) et

$$l = e \cos \theta \quad \text{m} \quad (8.17)$$

où e est l'épaisseur du diaphragme, on trouve finalement

$$\underline{F}_s = j\omega\rho \underline{v}_1 S_d e \cos \theta \quad \text{N} \quad (8.18)$$

avec \underline{v}_1 , vitesse acoustique en 1.

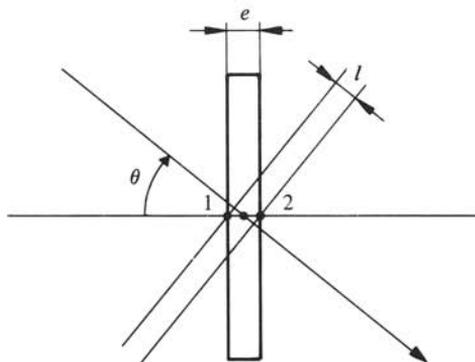


Fig. 8.16

8.2.12 Définition: microphones à vitesse

La force utile totale \underline{F}_s étant proportionnelle à \underline{v}_1 , les microphones à mode d'action en gradient de pression sont appelés *microphones à vitesse*.

8.2.13 Comportement en ondes planes progressives

Soit un petit microphone à vitesse soumis à une onde plane progressive. On sait que pression et vitesse acoustiques sont proportionnelles (1.80) et (8.18) devient

$$\underline{F}_s = (j\omega c^{-1} S_d e \cos \theta) \underline{p}_1 \quad \text{N} \quad (8.19)$$

On constate que \underline{F}_s :

- dépend de l'incidence de l'onde en $\cos \theta$, donc les microphones à vitesse sont par principe bidirectionnels;
- est proportionnelle à S_d et e , donc au volume du diaphragme, et comme pour le mode d'action en pression, il faut rechercher le meilleur compromis entre sensibilité et effets de la diffraction;
- est proportionnelle à la fréquence (pente de 6 dB/octave).

8.2.14 Comportement en ondes sphériques

Dans (8.18), on remplace \underline{v}_1 par $\underline{p}_1/\underline{Z}_S$ où \underline{Z}_S est l'impédance caractéristique d'une onde sphérique (1.118). Pour $kr > 1$, on retrouve (8.19) (on sait qu'à $r > \lambda/2\pi$, une onde sphérique est assimilable à une plane progressive). Pour $kr < 1$, c'est-à-dire $r < \lambda/2\pi$, il vient

$$\underline{F}_s \cong (r^{-1} S_d e \cos \theta) \underline{p}_1 \quad \text{N} \quad (8.20)$$

La force utile totale \underline{F}_s ne dépend plus de la fréquence, mais est inversement proportionnelle à la distance r à la source de son.

La figure 8.17 illustre cette propriété en donnant les courbes de réponse de \tilde{F}_s pour deux distances $r_1 > r_2$. En dessous d'une fréquence de transition f_t , définie par $kr = 1$ et donc égale à $c/2\pi r$, \tilde{F}_s est indépendante de f ; en dessus elle lui est proportionnelle (pente de +6 dB/octave). On constate qu'en rapprochant un microphone à vitesse de la source de son, on relève la réponse aux basses fréquences.

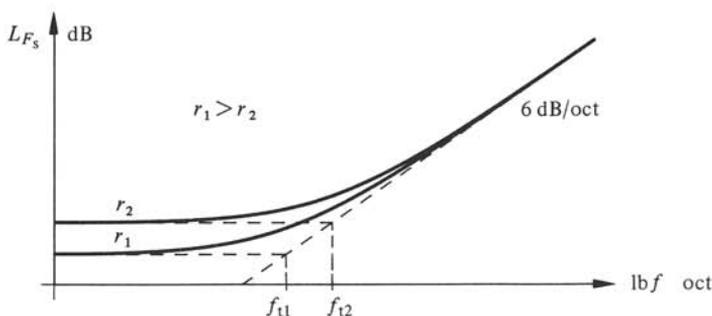


Fig. 8.17

8.2.15 Définitions: effet et microphone de proximité

L'effet de proximité est le relèvement de la courbe de réponse en fonction du rapprochement de la source. Favorisant les sources proches, cet effet est très utile pour améliorer la discrimination d'un signal, par exemple la voix, dans un bruit ambiant.

Un microphone de proximité est conçu pour être à proximité immédiate de la bouche du locuteur, ce qui place f_t dans la région supérieure de la largeur de bande nécessaire.

8.2.16 Comportement en hautes fréquences

Lorsque la fréquence augmente, λ devient de l'ordre de grandeur de l et la différence des pressions p_1 et p_2 n'est plus calculable par (8.16). En supposant toujours un petit microphone, on a pour une onde incidente plane progressive

$$\underline{p}_{12} = \underline{p}_1 - \underline{p}_2 = \underline{p}_1 [1 - \exp(-jkl)] \quad \text{Pa} \quad (8.21)$$

On voit que pour :

- $kl = 2n\pi$, avec n entier positif, soit $l = n\lambda$, \underline{p}_{12} s'annule;
- $kl = n\pi$, avec n impair, soit $l = n \frac{1}{2} \lambda$, \underline{p}_{12} passe par un maximum $2\underline{p}_1$.

La figure 8.18 donne le niveau $L_{p_{12}}$ référé à p_1 en fonction de $\text{lb}(e/\lambda)$ dans le cas de l'incidence nulle ($l = e$). Seule la partie de la courbe en dessous de $e/\lambda = 1$ (octave 0) est utilisable et il faut prévoir un filtrage passe-bas approprié par le système mécano-acoustique du microphone. La fréquence de coupure supérieure théorique de la largeur de bande d'un microphone à vitesse est par conséquent voisine de c/e .

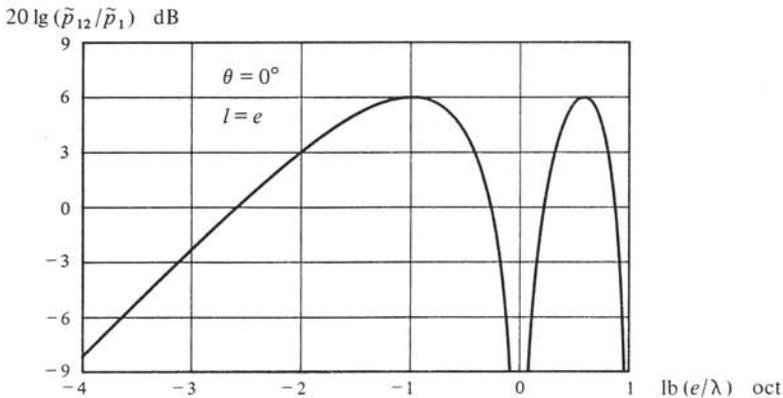


Fig. 8.18

8.2.17 Augmentation de sensibilité par un écran

Pour un microphone à vitesse, la force utile totale \underline{F}_s est plus petite en module que celle exercée sur une seule face du diaphragme. En conséquence, toutes choses comparables par ailleurs, la sensibilité d'un microphone à vitesse est nécessairement plus faible que celle d'un à action en pression.

Dans certaines situations, il faut accroître \tilde{F}_s . On y parvient en réalisant $\tilde{p}_2 < \tilde{p}_1$. Pour cela, le diaphragme est monté par exemple au milieu et dans le plan d'un écran plat

et mince, circulaire ou rectangulaire [11]. La diffraction de l'écran crée une ombre acoustique (§ 3.4.7) d'où $\tilde{p}_2 < \tilde{p}_1$, ce qui augmente la différence $|\underline{p}_1 - \underline{p}_2|$, donc \tilde{F}_s .

8.2.18 Conditions de réalisation

Soit un petit microphone à vitesse et conversion en vitesse, soumis à une onde plane progressive. En combinant (8.8), (8.7) et (8.19), sa tension de sortie s'écrit

$$\underline{E} = (K_v S_d e c^{-1} j \omega \cos \theta / Z_{mt}) \underline{p}_1 \quad \text{V} \quad (8.22)$$

L'exigence d'une sensibilité indépendante de la fréquence conduit à la condition

$$Z_{mt} \cong j \omega m_{mt} \quad \Omega_m \quad (8.23)$$

Le résonateur mécanoacoustique doit être contrôlé par la masse. Pour cela, sa fréquence de résonance f_s est placée à la limite inférieure de la largeur de bande prévue du microphone (§ 5.4.21).

Soit maintenant un petit microphone à vitesse et conversion en élongation. Un calcul similaire à partir de (8.9) au lieu de (8.8) conduit à

$$\underline{E} = (K_\xi S_d e c^{-1} \cos \theta / Z_{mt}) \underline{p}_1 \quad \text{V} \quad (8.24)$$

On en déduit la condition

$$Z_{mt} \cong R_{mt} \quad \Omega_m \quad (8.25)$$

Le résonateur doit être contrôlé par résistance, donc f_s placée au milieu géométrique de la largeur de bande prévue.

8.2.19 Définitions: types fondamentaux de microphones à vitesse

En vertu de ces résultats, sont réalisables deux *types fondamentaux de microphones à vitesse* ou à mode d'action en gradient de pression, à savoir:

- à conversion en vitesse et contrôle par masse;
- à conversion en élongation et contrôle résistif.

8.2.20 Définitions: types fondamentaux de microphones de proximité

Utilisés à proximité immédiate de la bouche, ces microphones ont un excellent rapport signal/bruit grâce à leur directivité d'une part, et à l'effet de proximité d'autre part. En reprenant les considérations du paragraphe 8.2.18 mais avec (8.20) au lieu de (8.19), on détermine deux *types fondamentaux de microphones de proximité à vitesse*, à savoir:

- à conversion en vitesse et contrôle résistif;
- à conversion en élongation et contrôle par compliance.

8.2.21 Microphone à mode d'action mixte

Selon la définition du paragraphe 8.2.2, un microphone à mode d'action mixte comprend un système acoustique. Ce dernier présente une (voire plusieurs) ouverture appelée accès arrière, soumise au champ acoustique incident. Le schéma équivalent

acoustique de l'ensemble diaphragme et système acoustique est donné à la figure 8.19 : il se présente généralement en T et se compose de l'impédance équivalente acoustique Z_{as} du diaphragme (plus généralement du système mobile) et de deux impédances Z_{ab} et Z_{ap} . Les pressions p_1 et p_2 sont celles sur la face avant du diaphragme et sur l'accès arrière.

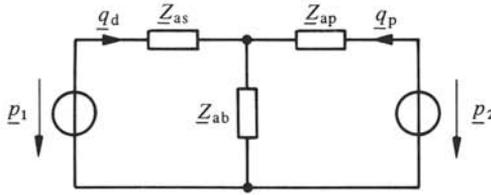


Fig. 8.19

Soit un petit microphone et d la distance selon l'axe du mouvement, entre la face avant du diaphragme et l'accès arrière. Pour une onde plane progressive d'incidence θ , p_1 et p_2 ne diffèrent qu'en phase et on établit sans peine

$$p_2 = p_1 \exp(-jkd \cos \theta) \cong p_1 (1 - jkd \cos \theta) \quad \text{Pa} \quad (8.26)$$

La distance $d \cos \theta$, analogue de $e \cos \theta$ du microphone à vitesse, est la distance entre points homologues de la face avant et de l'accès arrière, selon la direction de propagation.

Les équations des mailles du schéma équivalent sont

$$p_1 = q_d Z_{as} + (q_d + q_p) Z_{ab} \quad \text{Pa} \quad (8.27)$$

$$p_2 = q_p Z_{ap} + (q_d + q_p) Z_{ab} \quad \text{Pa} \quad (8.28)$$

où q_d est le débit du diaphragme valant $S_d v_d$, et q_p celui de l'accès arrière. L'élimination de q_p entre ces équations avec p_2 selon (8.26) conduit à

$$q_d = \frac{[1 + (Z_{ab}/Z_{ap})(jkd \cos \theta)]}{Z_{as} + Z_{as}(Z_{ab}/Z_{ap}) + Z_{ab}} p_1 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (8.29)$$

En le multipliant par $(1 - \beta)$ avec $0 < \beta < 1$, le numérateur devient

$$(1 - \beta) + (1 - \beta)(Z_{ab}/Z_{ap})(jkd \cos \theta) \quad 1 \quad (8.30)$$

Si l'on réalise Z_{ab} et Z_{ap} tels que

$$jkd(1 - \beta)(Z_{ab}/Z_{ap}) = \beta \quad 1 \quad (8.31)$$

ce numérateur devient

$$(1 - \beta) + \beta \cos \theta \quad 1 \quad (8.32)$$

et le microphone est unidirectionnel d'ordre 1 (§ 8.1.4). La condition (8.31) s'écrit aussi

$$j\omega(d/c)Z_{ab}/Z_{ap} = \beta/(1 - \beta) \quad 1 \quad (8.33)$$

Ainsi, le mode d'action mixte permet d'obtenir en principe n'importe quelle caractéristique unidirectionnelle d'ordre 1 définie par sa valeur de β . Cette propriété est à la base de la réalisation des microphones cardioïdes, hyper- et supercardioïdes. Plusieurs possibilités sont offertes pour réaliser la condition (8.33) et il y a lieu de les discuter en fonction de l'application prévue.

8.2.22 Exemple : réalisation d'une directivité cardioïde

Pour une directivité cardioïde, $\beta = \frac{1}{2}$ et (8.33) devient

$$\underline{Z}_{ab} = \underline{Z}_{ap} / j\omega(d/c) \quad \Omega_a \quad (8.34)$$

La première possibilité est de réaliser $\underline{Z}_{ap} \cong R_{ap}$ d'où

$$\underline{Z}_{ab} = R_{ap} / j\omega(d/c) = 1/j\omega C_{ab} \quad \Omega_a \quad (8.35)$$

où C_{ab} est une compliance acoustique valant $(d/c)/R_{ap}$ m^3/Pa . La figure 8.20 donne le schéma équivalent correspondant et le principe de réalisation. Le diaphragme est monté sur un boîtier de compliance C_{ab} (comme pour le mode d'action en pression), percé de fentes ou trous fins à l'arrière, qui constituent R_{ap} .

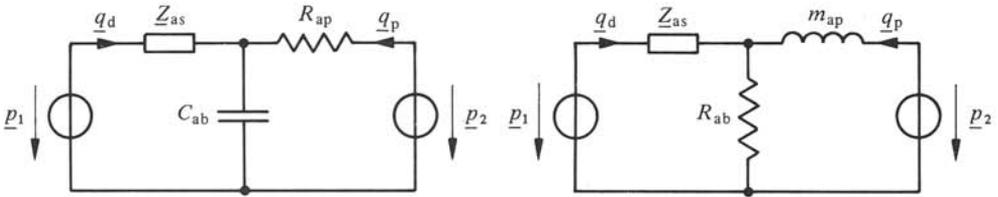


Fig. 8.20

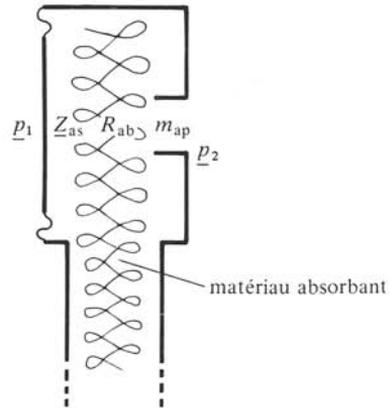


Fig. 8.21

La seconde possibilité est de réaliser $\underline{Z}_{ap} \cong j\omega m_{ap}$, d'où

$$\underline{Z}_{ab} = j\omega m_{ap} / j\omega(d/c) = R_{ab} \quad \Omega_a \quad (8.36)$$

où R_{ab} vaut $m_{ap}/(d/c)$ Ω_a . La figure 8.21 donne le schéma équivalent correspondant et le principe de réalisation. Le diaphragme est monté sur un boîtier, souvent prolongé par un conduit, rembourré(s) d'un matériau absorbant, qui constitue ainsi R_{ab} (§ 5.3.25). La masse m_{ap} est une portion de tube à l'arrière du boîtier.

8.2.23 Maîtrise de la courbe de réponse

Comme pour les microphones à action en pression et en gradient de pression, il s'agit de déterminer à quelles conditions on obtient une sensibilité indépendante de la fréquence. Lorsque la condition (8.33) est satisfaite, le numérateur (8.32) de q_d (8.29)

est indépendant de la fréquence. Le dénominateur de (8.29) s'écrit

$$\underline{Z}_{at} = \underline{Z}_{as} + \underline{Z}_{as} [\beta / (1 - \beta) j \omega (d/c)] + \underline{Z}_{ab} \quad \Omega_a \quad (8.37)$$

Soit un petit microphone à mode d'action mixte et conversion en vitesse : pour obtenir une sensibilité indépendante de la fréquence, le module \underline{Z}_{at} doit être aussi constant que possible dans la largeur de bande prévue.

Soit maintenant un petit microphone à conversion en élongation. Il faut cette fois réaliser un module \underline{Z}_{at} inversement proportionnel à la fréquence.

Ces conditions sont plus complexes que celles des autres modes d'action et doivent être discutées spécifiquement dans chaque situation.

8.2.24 Ombre acoustique et effet de proximité

Au paragraphe 8.2.21, on a considéré que les pressions \underline{p}_1 et \underline{p}_2 différaient en phase du fait d'une différence de trajet acoustique $d \cos \theta$. En raison principalement de la diffraction du boîtier créant une ombre acoustique, elles diffèrent aussi en amplitude et cela même pour un petit microphone. Expérimentalement, on constate que l'on peut rendre compte de ce phénomène en introduisant une distance d effective, plus grande que la distance géométrique et fonction de la fréquence [55].

L'effet de proximité, mis en évidence pour les microphones à vitesse (§ 8.2.15), existe aussi pour le mode d'action mixte. Il est aussi utilisé pour améliorer la réponse en basses fréquences dans le cas d'une source proche. On réalise donc des microphones de proximité à mode d'action mixte.

8.2.25 Définition : microphone combiné

Un *microphone combiné* est constitué de deux microphones, le premier omnidirectionnel et le second bidirectionnel, coïncidents, c'est-à-dire dont les points de référence sont confondus et dont les tensions de sortie \underline{E}_1 et \underline{E}_2 sont pondérées, puis sommées. Soit

$$\underline{E} = \alpha \underline{E}_1 + \beta \underline{E}_2 \quad \text{V} \quad (8.38)$$

où α et β sont des facteurs de pondération compris entre 0 et 1 et \underline{E} , la tension de sortie résultante.

Pour de petits microphones de sensibilité dans l'axe \underline{M}_1 et \underline{M}_2 , soumis à la pression acoustique \underline{p} , on a

$$\underline{E} = (\alpha \underline{M}_1 + \beta \underline{M}_2 \cos \theta) \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.39)$$

En réalisant la condition

$$\alpha \underline{M}_1 / \underline{M}_2 = (1 - \beta) \quad 1 \quad (8.40)$$

on obtient une caractéristique unidirectionnelle

$$\underline{E} = [(1 - \beta) + \beta \cos \theta] \underline{M}_2 \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.41)$$

La sommation pondérée est le plus souvent effectuée au moyen d'un translateur comportant deux primaires à prises multiples. Cela permet d'obtenir par simple commutation, plusieurs types de directivité allant de l'omnidirectionnel ($\beta = 0$) au bidirectionnel ($\beta = 1$), en passant par le cardioïde.

La coïncidence des points de référence des microphones n'est réalisable que de manière approchée, si bien qu'il existe un effet de phase modifiant quelque peu la directivité en fonction de la fréquence (la distance entre points de référence est à comparer à λ).

8.2.26 Systèmes de microphones

Soit deux petits microphones omnidirectionnels identiques à distance d l'un de l'autre telle que $kd < 1$ et dont les sorties sont connectées en série mais avec opposition de phase. Pour une onde plane progressive d'incidence θ selon la figure 8.22, la tension de sortie résultante est

$$\underline{E} = \underline{E}_1 - \underline{E}_2 = \underline{M}(\underline{p}_1 - \underline{p}_2) \cong \underline{M}\underline{p}_1 \cdot jkd \cos \theta \quad \text{V} \quad (8.42)$$

en vertu de (8.26), également applicable ici. Ainsi ces deux microphones omnidirectionnels constituent un système bidirectionnel. On remarque que la sensibilité résultante est beaucoup plus faible que $|\underline{M}|$ puisque $kd < 1$. Par ailleurs, la dépendance en fréquence doit être compensée par un contrôle approprié du système mécanoacoustique ($|\underline{M}|$ doit être inversement proportionnel à f).

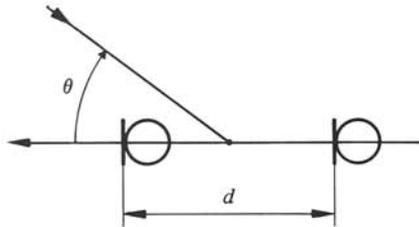


Fig. 8.22

Le même principe s'applique à deux microphones directionnels et conduit à des directivités d'ordre 2. Ainsi, avec deux microphones cardioïdes d'axes coïncidents, on obtient un cardioïde d'ordre 2 en $(1 + \cos \theta) \cos \theta$. De même deux bidirectionnels constituent un bidirectionnel d'ordre 2 en $(\cos \theta)^2$.

En pratique, les deux microphones sont montés dans un même boîtier. Mais il est aussi possible d'utiliser deux microphones séparés, par exemple deux cardioïdes, procédé mis en œuvre pour améliorer la prise de son des basses fréquences lors d'enregistrements dans des locaux aux parois insuffisamment absorbantes dans ce domaine [69].

8.2.27 Réseaux de microphones

Comme pour les sources, un réseau de microphones en ligne ou en surface permet de réaliser les directivités beaucoup plus accentuées, nécessaires dans certaines situations. La théorie faite pour les sources (sect. 2.6 et 7) se transpose aisément aux microphones (principe de réciprocité, § 1.6.7), en considérant le cas d'une onde plane progressive incidente, réciproque du champ lointain (distance r de la source ou de l'observateur au réseau beaucoup plus grande que λ).

Soit par exemple une antenne rectiligne de longueur l constituée d'un très grand nombre de petits microphones omnidirectionnels, soumise à une onde plane progressive

d'incidence θ , selon la figure 8.23. En transposant les démarches du paragraphe 2.6.5, on écrit qu'un élément dx donne lieu à une tension de sortie

$$d\underline{E} = \underline{M}(x) \underline{p}(x) dx \quad \text{V} \quad (8.43)$$

relation analogue à (2.145) où $\underline{M}(x)$ est la sensibilité en x . Par analogie avec (2.146), on pose

$$\underline{M}(x) = \underline{a}(x) \underline{M}_0 \quad \text{V/Pa} \quad (8.44)$$

où \underline{M}_0 est la sensibilité au milieu de l'antenne ($x = 0$) et $\underline{a}(x)$, une fonction de pondération de la sensibilité.

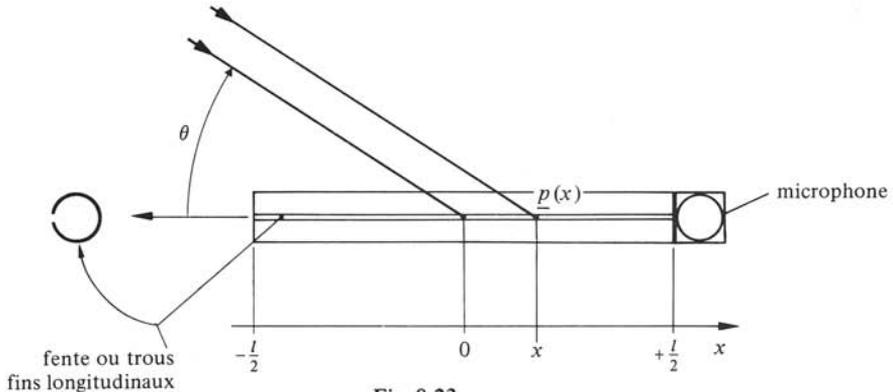


Fig. 8.23

Les microphones étant électriquement reliés en série, on intègre $d\underline{E}$ le long de l'antenne, ce qui conduit à la directivité

$$\underline{M}(\theta)/\underline{M}_0 = l^{-1} \int_{-l/2}^{+l/2} \underline{a}(x) \exp(-j k_{\theta} x) dx \quad 1 \quad (8.45)$$

relation identique à (2.149). Par conséquent, tous les calculs et propriétés de directivité des réseaux d'émission en ligne découlant de (2.149) sont transposables à ceux de réception.

8.2.28 Exemple : microphone en ligne ou à interférences

On réalise, sous cette dénomination, des microphones dont le comportement est celui d'une antenne rectiligne à lobe longitudinal, c'est-à-dire ayant un déphasage linéique $\beta = -k$ (§ 2.6.11). Les réalisations modernes comprennent un conduit cylindrique travaillant en mode plan (§ 4.3.4), percé de nombreux trous fins ou fendu longitudinalement sur sa longueur l et terminé par des charges adaptées, l'une de ces charges étant le diaphragme d'un microphone à action en pression (fig. 8.23).

Soit une onde plane progressive d'incidence θ par rapport à l'axe du conduit et $\underline{p}(x)$, la pression acoustique en l'abscisse x . En supposant que cette pression crée dans le conduit une onde plane progressive vers le microphone de même amplitude, il en résulte une tension de sortie selon une sensibilité

$$\underline{M}(x) = \underline{M}_p \exp[-j k (\frac{1}{2} l - x)] \quad \text{V/Pa} \quad (8.46)$$

où \underline{M}_p est la sensibilité en pression du microphone. En posant

$$\underline{M}(x) = \underline{M}_0 \exp(jkx) \quad \text{V/Pa} \quad (8.47)$$

où \underline{M}_0 vaut $\underline{M}_p \exp(-jk l/2)$, on trouve bien la pondération $\exp(jkx)$ d'une antenne rectiligne à déphasage linéique avec $\beta = -k$. La directivité correspondante est d'après (2.157), en tenant compte de la définition de θ

$$\underline{M}(\theta)/\underline{M}_0 = \sin \left\{ \frac{1}{2} kl (1 - \cos \theta) \right\} / \frac{1}{2} kl (1 - \cos \theta) \quad 1 \quad (8.48)$$

8.3 RÉALISATION DES MICROPHONES

8.3.1 Introduction

Comme déjà souligné au paragraphe 8.1.1, la grande diversité des applications et des exigences fait qu'il existe de très nombreux types de microphones. Ainsi, au contraire des haut-parleurs pour lesquels l'électrodynamique s'est rapidement imposé (§ 7.3.12), les microphones mettent en jeu tous les processus de conversion possibles et imaginables, l'évolution et les nouveautés de la technologie jouant un rôle déterminant (par exemple, apparition des films électrets, des films piézoélectriques PVDF, des aimants terres rares-cobalt, etc.).

Loin d'être une monographie, cette section se limite à la présentation de quelques types de microphones, dans le double but d'en illustrer la réalisation et d'en cerner les différents problèmes constructifs et technologiques.

8.3.2 Microphone omnidirectionnel électrodynamique à bobine mobile

La figure 8.24 donne une coupe schématique d'un microphone omnidirectionnel électrodynamique (sect. 6.2), dont le conducteur mobile est une bobine (à comparer au haut-parleur électrodynamique de la figure 7.1). S'agissant d'un microphone omnidirectionnel, le mode d'action est en pression. Puisque la conversion est en vitesse, le contrôle se fait nécessairement par résistance (§ 8.2.9), en l'occurrence par les résistances acoustiques R_{a1} (grille avant) et R_{a3} (anneau de matériau poreux, feutre par exemple, § 5.3.25). Le diaphragme en plastique ou en alliage léger est généralement en dôme, conjugant faible masse et bonne rigidité (le premier mode propre est rejeté à la limite supérieure, voire au-delà de la largeur de bande comme pour les haut-parleurs, § 7.3.5). La nécessité d'un bon comportement en basses fréquences (grandes elongations) impose une suspension en demi-rond ou tangentielle (fig. 8.25). D'autres réalisations comme le gaufrage du bord du diaphragme, à l'instar du spider du haut-parleur, sont aussi adoptées.

A partir de la coupe de la figure 8.24, on établit le schéma de la figure 8.26, permettant de déterminer les propriétés et performances du microphone. On a admis une même pression acoustique p au droit de la grille avant et au trou d'égalisation. Cela est licite car dans le domaine des très basses fréquences où le trou joue un rôle, la distance grille-trou est beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ . Le couplage mécanoacoustique est représenté par un biporte T de facteur ($S_d:1$) où S_d est l'aire projetée du diaphragme (§ 8.2.5). Le couplage mécanoélectrique est représenté par un biporte G de facteur (Bl), (§ 6.2.5). Le translateur adaptateur, impérativement néces-

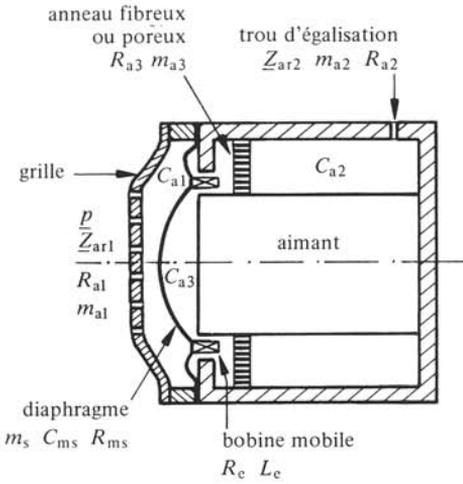


Fig. 8.24

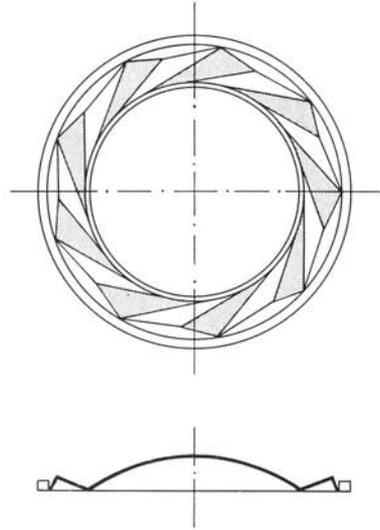


Fig. 8.25

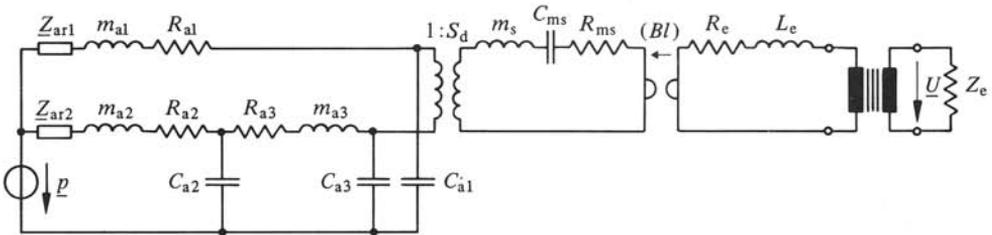


Fig. 8.26

saire (§ 8.1.12), figure également dans le schéma (en principe, il faudrait en donner les éléments équivalents détaillés). La résistance Z_e est celle d'entrée de l'équipement.

Le seul contrôle par les résistances acoustiques R_{a1} et R_{a3} ne permettrait pas d'obtenir une largeur de bande B appropriée à la plupart des applications, sans trop sacrifier sensibilité et dynamique : augmenter ces résistances a bien pour effet une augmentation corollaire de B (comme pour les haut-parleurs à pavillon, voir § 7.4.4 et surtout, fig. 7.90) mais aussi, réduit la vitesse du diaphragme et augmente le bruit de fond (§ 8.1.19). Deux dispositions constructives généralement adoptées permettent d'améliorer la courbe de réponse en ses deux extrémités. Du côté des basses fréquences, la résonance du trou d'égalisation (Z_{ar2} , m_{a2} , R_{a2}) et de la cavité arrière C_{a2} conduit à une asymptote de +12 dB/oct (au lieu de +6 dB/oct), d'où extension de B vers le bas. On remarque qu'à cette fréquence de résonance (de 40 à 100 Hz), la pression frontale est bien plus petite que celle s'exerçant à l'arrière du diaphragme. Au-dessous de cette résonance, le trou d'égalisation est pratiquement un court-circuit, si bien que la pression à l'arrière du diaphragme est égale à celle frontale. Du côté des hautes fréquences, c'est la résonance de la grille avant (Z_{ar1} , m_{a1} , R_{a1}) et de la cavité frontale C_{a1} qui permet une extension de B vers le haut.

Dans le domaine des hautes fréquences, il faut tenir compte des différents effets de diffraction (on n'a plus affaire à un « petit » microphone) et aussi, remettre en question la validité du schéma. Ce dernier devient en général imprécis dès que les dimensions, surtout des compliances acoustiques, excèdent $1/10$ de λ . En pratique, les cavités sont rembourrées de matériau fibreux (comportement en résistance acoustique aux fréquences élevées, § 4.3.16). La réduction des dimensions du microphone en vue d'étendre B vers le haut, sans en sacrifier la sensibilité, n'est possible qu'à la condition d'utiliser des aimants très puissants (par exemple aimants terres rares-cobalt).

8.3.3 Microphone cardioïde électrodynamique à bobine mobile

La figure 8.27 montre la coupe schématique d'un microphone cardioïde d'ordre 1 à bobine mobile. Il est à mode d'action mixte et sa réalisation se base sur le principe de la figure 8.20. La conversion étant en vitesse, un contrôle par la masse est ici nécessaire. Par rapport au microphone omnidirectionnel (fig. 8.24), on a suppression de R_{a3} et remplacement du petit trou d'égalisation par une résistance acoustique $R_{ap} = R_{a2}$. L'aimant est souvent creux (tubulaire), ce qui augmente la compliance C_{a3} . Cela place la résonance du système mobile aussi bas que nécessaire, sans trop devoir augmenter la masse m ce qui impliquerait pour une même sensibilité, un aimant plus puissant et plus volumineux.

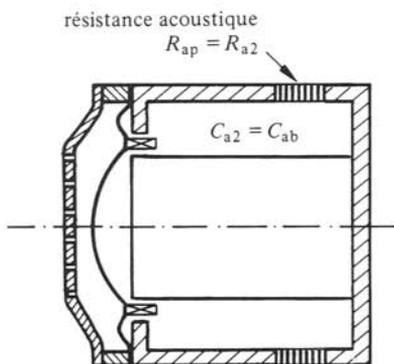


Fig. 8.27

8.3.4 Dispositions de protection contre les influences extérieures

Les microphones électrodynamiques sont protégés des influences extérieures par différentes dispositions constructives, comme l'illustre schématiquement la figure 8.28 :

- une bobine fixe, dite de compensation, concentrique et connectée en série avec la bobine mobile, mais en opposition de phase, permet de réduire les tensions induites par des champs électromagnétiques parasites;
- une suspension élastique évite la transmission de vibrations du boîtier (tenu en main par exemple) à la cartouche du microphone;
- une robuste grille métallique, souvent double, avec une couche (interne ou externe) de matériau poreux (mousse plastique), outre son rôle acoustique, protège la cartouche des effets du souffle du locuteur ou de brutales pointes sonores (plosives, p et t par exemple, sons de percussion), ainsi que des chocs.

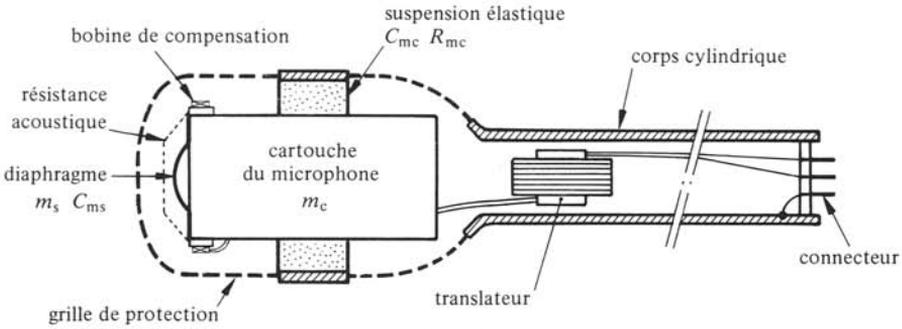


Fig. 8.28

Ces dispositions et la nécessité de pouvoir les tenir en main explique la forme générale des microphones: cylindre « renflé » ou terminé en boule. Le translateur et d'autres dispositifs éventuels sont logés dans la partie cylindrique, ou juste derrière la cartouche.

Le schéma de la figure 8.29 permet de comprendre le rôle de la suspension élastique, représentée par C_{mc} et R_{mc} ; m_c est la masse de la cartouche du microphone, m_s et C_{ms} sont respectivement la masse et la compliancance mécanique du diaphragme (pour simplifier, on ne fait pas apparaître les autres éléments). Le problème est d'éviter un mouvement axial de la cartouche du microphone, seul susceptible en principe de donner lieu à une tension de sortie. On admet alors que l'influence extérieure se manifeste par un mouvement axial du boîtier à vitesse \underline{v}_b imposée. Le schéma montre bien qu'en choisissant C_{mc} et m_c tels que leur fréquence de résonance f_c soit suffisamment basse par rapport à celle f_s du diaphragme, la vitesse \underline{v}_c transmise à la cartouche est négligeable. En fait, m_c est imposée et tout repose sur la possibilité de réaliser une compliancance C_{mc} assez élevée. Très souvent, lorsque le microphone n'a pas à être tenu en main, la suspension n'y est pas incorporée, mais intercalée entre celui-ci et son support (pied ou perche) sous forme d'une pince de fixation élastique.

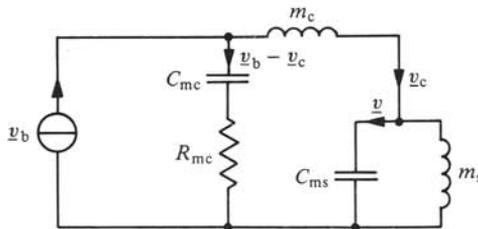


Fig. 8.29

Pour un microphone électrodynamique unidirectionnel contrôlé par la masse m_s , par exemple le cardioïde de la figure 8.27, il n'est guère possible de placer la résonance f_c bien au-dessous de f_s , puisqu'elle se situe nécessairement à la limite inférieure de la largeur de bande. Même si cela était possible, les grandes élongations de la cartouche aux très basses fréquences de vibrations obligerait à un dimensionnement très large du boîtier et de la grille de protection. Les constructeurs ont donc étudié et réalisé différents dispositifs aptes à réduire non seulement la vitesse transmise \underline{v}_c , mais surtout la différence de vitesse \underline{v} entre diaphragme et cartouche, laquelle est bien à l'origine de la tension

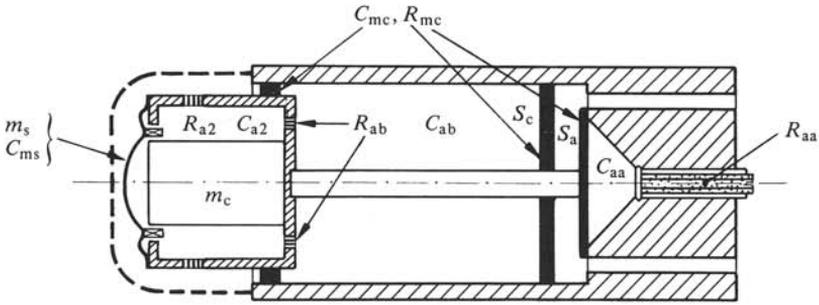


Fig. 8.30

induite parasite. La figure 8.30 en donne un exemple astucieux [70]. L'idée est de compenser la force d'inertie \underline{F}_m par une force \underline{F}_c développée sur le diaphragme par la pression acoustique dans un circuit acoustique de compensation C_{ab} et R_{ab} . Cette pression est due au mouvement de la cartouche par rapport au boîtier à vitesse $(\underline{v}_b - \underline{v}_c)$, créant un débit q_b dans C_{ab} . La figure 8.31 donne le schéma simplifié du dispositif obtenu en complétant celui de la figure 8.29 par le circuit acoustique de compensation et les composants acoustiques arrière C_{a2} et R_{a2} du microphone cardioïde considéré (voir fig. 8.27). Afin de réaliser une compensation optimale des forces en module et en phase dans le domaine de fréquence concerné, un circuit compensateur de phase est nécessaire. Il comprend une compliance C_{aa} (volume variable par un tube fileté) et une résistance R_{aa} (bouchon poreux fileté) ajustables. Les performances de ce dispositif sont excellentes et surpassent très largement celles d'une simple suspension élastique.

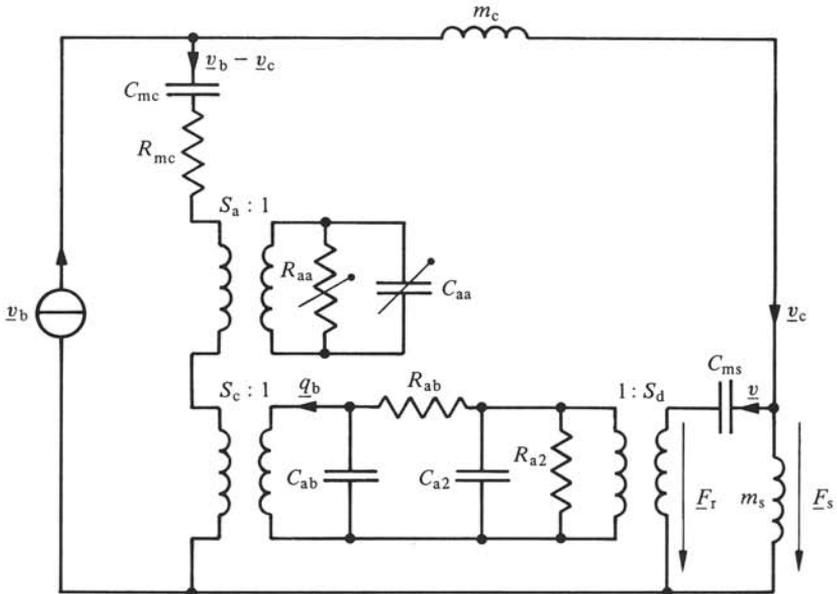


Fig. 8.31

8.3.5 Microphone cardioïde à deux voies

Pour les applications professionnelles (studio, radiodiffusion), les exigences d'une grande largeur de bande et d'une haute sensibilité ont conduit à la réalisation de microphones à deux voies, c'est-à-dire comprenant dans un même boîtier deux microphones, l'un dévolu aux basses fréquences, l'autre aux hautes, associés à des réseaux, à l'instar des haut-parleurs à voies multiples (§ 7.3.7). La figure 8.32 en indique le principe général. Les cartouches utilisées sont par exemple des cardioïdes électrodynamiques à bobine mobile. Dans le boîtier, la cartouche des hautes fréquences, de taille plus petite, est disposée devant celle des basses.

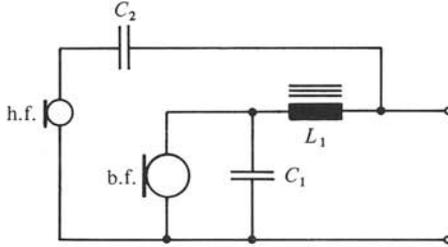


Fig. 8.32

La figure 8.33 montre une réalisation d'un microphone cardioïde à deux voies. La cartouche des basses fréquences couvre de 20 Hz à 800 Hz celle des hautes, de 800 Hz à 20 kHz.

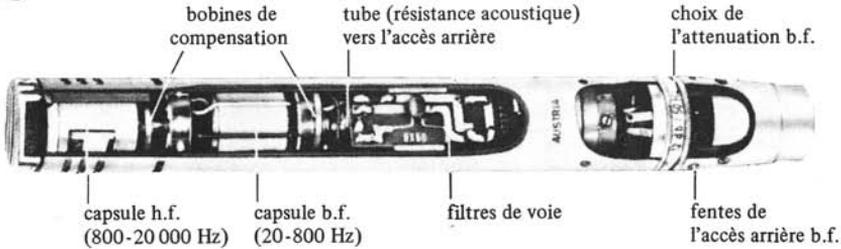


Fig. 8.33

8.3.6 Microphone électrodynamique à ruban

Dans un microphone électrodynamique à ruban, le conducteur mobile est un ruban gauffré suspendu dans l'entrefer d'un circuit magnétique, comme l'indique schématiquement la figure 8.34. La géométrie est prévue de manière à ce que l'induction B soit transversale au ruban et soit la plus constante possible sur la longueur l . On admet alors un coefficient de couplage électrodynamique (Bl).

Sans boîtier arrière, le ruban subit une pression acoustique sur ses deux faces : le mode d'action est en gradient de pression et le microphone est bidirectionnel ou à vitesse. La conversion en vitesse requiert un contrôle par la masse m_s (§ 8.2.18) : la fréquence de résonance du ruban doit être placée à la limite inférieure de la largeur de bande. Le ruban, à corrugations et très peu tendu, se comporte en première approximation comme une poutre en flexion encastrée aux deux extrémités et l'on calcule sa fréquence de résonance par (4.134), où γ_1 vaut 0,356 d'après le tableau 4.21. A partir du modèle en poutre encastrée, on trouve aussi les masses m_s et compliance C_{ms} équivalentes au ruban (§ 5.2.25). Usuellement, il est en aluminium ou alliage léger, sa longueur est de

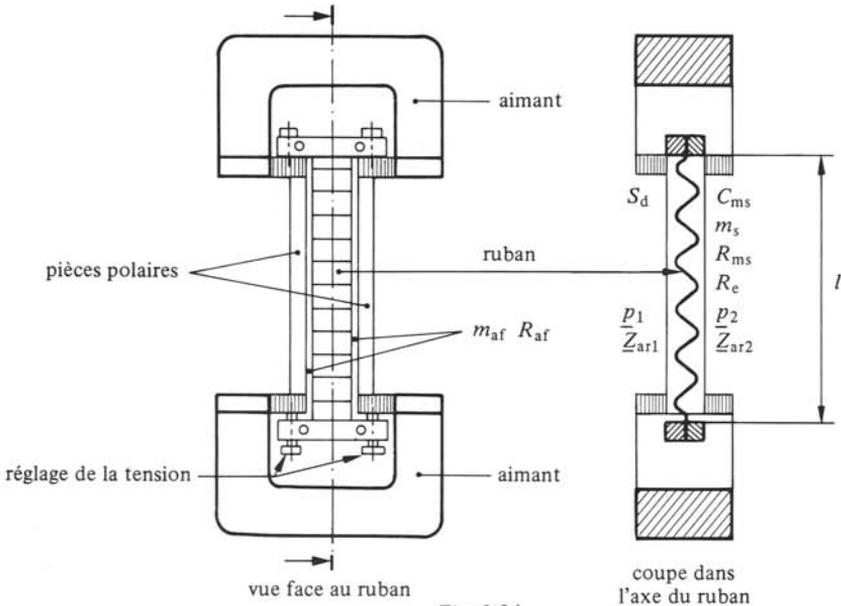


Fig. 8.34

20 à 50 mm, sa largeur de 2 à 3 mm et son épaisseur, de quelques μm . La figure 8.34 montre que l'ajustage de la tension du ruban est prévu en usine. La fréquence de résonance se situe généralement entre 10 et 30 Hz. Une masse m_s très faible, de l'ordre du mg, permet l'extension de la largeur de bande jusqu'à 15 voire 20 kHz. Un problème très délicat est d'amortir suffisamment les modes propres du ruban, lesquels peuvent dégrader la courbe de réponse (pics et creux), et surtout les transitoires. Matériau et dimensions du ruban sont aussi importants à cet égard. Ses corrugations augmentent l'amortissement. Les impédances de rayonnement le chargeant y contribuent aussi, de même que la résistance R_{af} des interstices entre ruban et pièces polaires. Des tissus de soie, formant des résistances acoustiques, sont parfois placés frontalement et de part et d'autre du ruban, dans le but d'en augmenter encore l'amortissement.

La figure 8.35 donne le schéma de principe du microphone à vitesse à ruban : p_1 et p_2 sont les pressions acoustiques avant et arrière; le ruban est représenté par ses éléments équivalents m_s , C_{ms} et R_{ms} ; on remarque la branche shunt m_{af} et R_{af} des interstices; la résistance R_e du ruban est typiquement de $0,25 \Omega$. Sont aussi représentés, le translateur élévateur d'impédance et une inductance L_p commutable, nécessaire pour compenser l'effet de proximité, parfois gênant pour la parole.

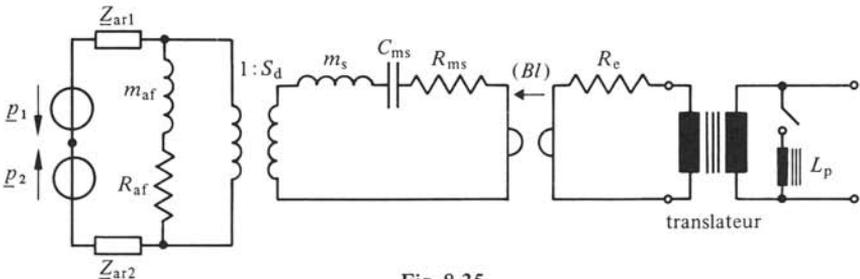


Fig. 8.35

En basses fréquences ($kl < 1$), la directivité du microphone à ruban à vitesse vérifie très bien la loi théorique en $\cos \theta$. Par contre aux hautes fréquences ($kl > 1$), elle ne présente plus de symétrie de révolution et l'on distingue usuellement directivités horizontale et verticale, dépendant respectivement de la largeur et de la longueur l du ruban. Alors que la directivité horizontale vérifie la loi en $\cos \theta$ sur toute la largeur de bande, la verticale est plus accentuée à cause de l'effet de phase (§ 8.2.5), et devient dissymétrique par diffraction du circuit magnétique et du boîtier de protection. Pour les applications critiques, studio par exemple, on cherche à réaliser un ruban le plus court possible, ce qui nécessite à sensibilité et dynamique imposées, des aimants très puissants. Un bon comportement dans les hautes fréquences, aussi bien au point de vue de la courbe de réponse que de la directivité, exige des dimensions et formes des pièces polaires très bien étudiées: il s'agit à la fois d'assurer un bon dégagement acoustique du ruban, et de mettre à profit les effets de diffraction (§ 8.2.17). La figure 8.36 montre une réalisation typique d'un microphone à ruban à vitesse.



Fig. 8.36

On réalise aussi des microphones à ruban unidirectionnels (mode d'action mixte), des microphones combinés (§ 8.2.25) et des systèmes de microphones (§ 8.2.26) [71]. La figure 8.37 illustre schématiquement les principes d'obtention de directivités d'ordre deux au moyen de deux cartouches à ruban.

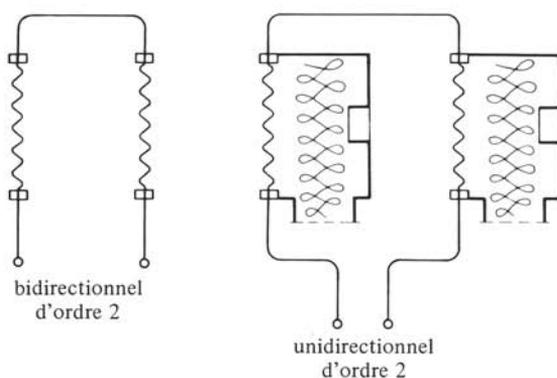


Fig. 8.37

8.3.7 Microphone électrodynamique en ligne

La réalisation d'un microphone en ligne selon le principe décrit au paragraphe 8.2.28 est délicate, car il s'agit d'assurer tout à la fois une grande sensibilité et le meilleur compromis entre encombrement, directivité et largeur de bande. On sait que la directivité d'une antenne rectiligne à déphasage dépend de la fréquence (§ 2.6.11). Or, les applications impliquant une grande largeur de bande du microphone exigent aussi une directivité très peu dépendante de la fréquence et un microphone en ligne convient mal. Aussi les constructeurs ont-ils développé des microphones associant une cartouche électrodynamique hypercardioïde (à mode d'action mixte) et une ligne d'interférences à l'avant de la cartouche, si bien que la directivité est hypercardioïde en basses fréquences

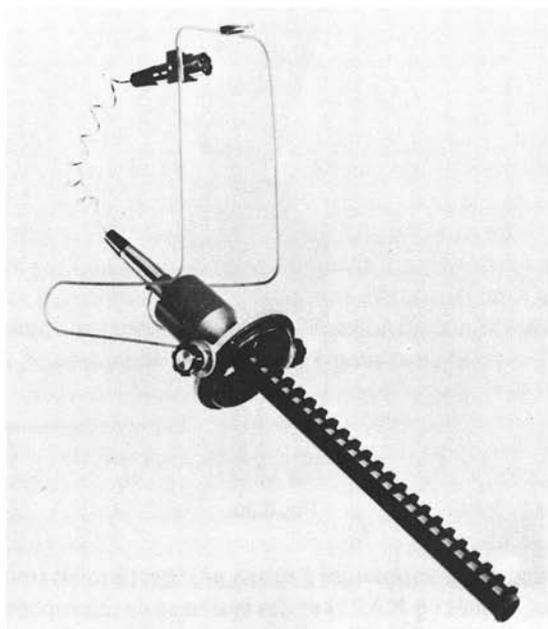


Fig. 8.38

et en ligne, en hautes (transition vers 500 Hz). Une réalisation très bien étudiée permet d'atteindre des indices de directivité L_{Δ} de l'ordre de 5 à 6 dB en basses fréquences et de 7 à 9 dB en hautes. La figure 8.38 montre un tel microphone, voué principalement à la prise de son pour la TV et le cinéma, où le microphone doit obligatoirement être hors du champ de la caméra, donc à distance suffisante des acteurs ou musiciens, ce qui nécessite des indices L_{Δ} élevés. La longueur totale du microphone est de 426 mm (connecteur du câble de liaison non compris). Il est toujours monté à l'extrémité d'une perche au moyen d'une suspension élastique, bien apparente sur l'illustration. En extérieur, des bonnettes antivent doivent envelopper la ligne et l'arrière de la cartouche (protection de l'accès arrière de l'action mixte).

8.3.8 Microphones électrostatiques de mesures

Actuellement, les microphones électrostatiques ou à condensateur sont globalement les mieux adaptés pour les mesures acoustiques. L'exigence fondamentale d'un microphone omnidirectionnel impose le mode d'action en pression. La conversion électrostatique étant en elongation, le contrôle doit se faire par la compliance et la fréquence de résonance du diaphragme se situe donc à la limite supérieure de la largeur de bande. Cela conduit à réaliser le diaphragme sous forme d'une membrane tendue. La figure 8.39 montre la constitution de principe d'un tel microphone. Le boîtier comporte un trou d'égalisation de la pression statique, et est fermé à l'arrière par le support isolant de l'armature fixe. Cette dernière comporte un certain nombre de trous, résistance acoustique destinée à amortir la résonance de la membrane. La capacité C_0 est celle au repos entre armatures selon (6.26). Celle parasite, entre armature fixe et boîtier est notée C_p .

La figure 8.40 donne le schéma du microphone selon le modèle du paragraphe 6.3.10. Le couplage électrostatique y est représenté selon le premier schéma de la figure 6.17. Côté acoustique, on admet comme au paragraphe 8.3.2, une même pression à la face avant de la membrane et au trou d'égalisation. La membrane est représentée par ses composants équivalents, au sens du paragraphe 5.2.23, R_{ms} , m_s et C'_{ms} , cette dernière étant donnée par (6.55). Côté électrique, R_0 et C_d sont la résistance et le condensateur de découplage du dispositif de polarisation dont il n'est pas nécessaire de représenter la source U_0 (fig. 6.26). La capacité C_e et la résistance R_e représentent la liaison et le préamplificateur auquel est relié le microphone.

Dans le domaine de fréquence concerné, le trou capillaire d'égalisation se comporte en résistance acoustique. Il constitue avec la cavité arrière C_{a1} un filtre acoustique passe-bas d'ordre 1 dont la fréquence de coupure f_a à -3 dB vaut $1/2 \pi R_{a2} C_{a1}$ et se situe typiquement au voisinage du Hz. Cette fréquence fixe la limite inférieure absolue de la largeur de bande. Pour certaines applications, le trou peut être partiellement obturé ce qui abaisse f_a . Le microphone peut aussi être placé de manière à ce que le trou ne soit pas soumis au champ acoustique, par exemple au moyen d'un écran. Enfin le trou d'égalisation peut être ménagé vers l'arrière du boîtier, plutôt que latéralement.

La figure 8.41 donne un des schémas électriques équivalents possibles, déduit des figures 6.20 et 8.40. La capacité C'_{et} est équivalente aux compliances C_{a1} et C'_{ms} , \underline{U}_p équivaut à \underline{p} , \underline{Z}'_{et} représente m_{a1} , R_{a1} , m_s et R_{ms} , C est la somme des capacités C_0 , C_p et C_e et R résulte de la mise en parallèle de R_0 et R_e . Pour simplifier, on a admis la fréquence

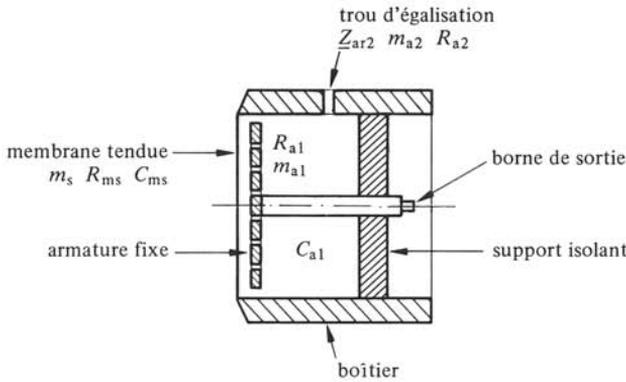


Fig. 8.39

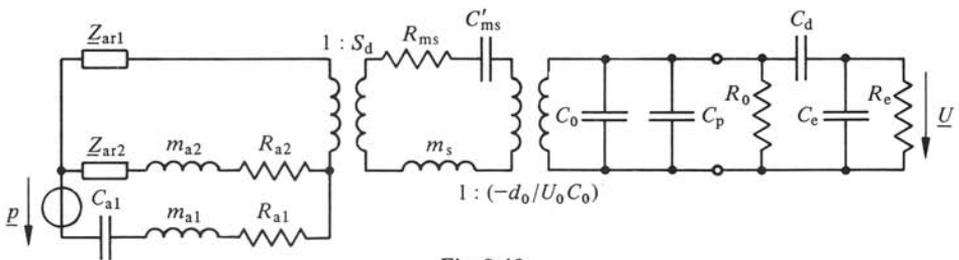


Fig. 8.40

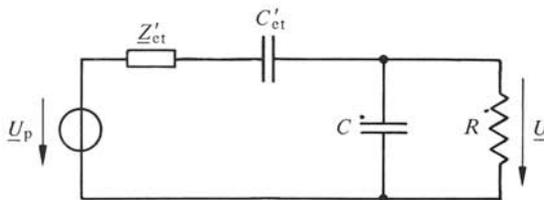


Fig. 8.41

plus grande que f_a et le condensateur de découplage C_d de valeur assez élevée (cela ne pose aucune difficulté) pour être ignoré. Au-dessous de la fréquence de résonance de la membrane, donc dans la largeur de bande du microphone, Z'_{et} peut être négligée (contrôle par C'_{et}). La tension de sortie \underline{U} vaut alors

$$\underline{U} = \frac{U_0 C'_{mt} S_d}{d_0} \cdot \frac{C_0}{C} \cdot \frac{(j\omega/\omega_e)}{1 + (j\omega/\omega_e)} \cdot \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.49)$$

où C'_{mt} est la compliance mécanique équivalente à C_{a1} et C'_{ms} , et ω_e une pulsation de coupure électrique égale à $1/RC$. On constate que la sensibilité du microphone dépend du rapport de C_0 à C : il s'agit de réaliser des capacités C_p et C_e les plus faibles possible par rapport à C_0 . La courbe de réponse de \underline{U} correspond à celle d'un filtre passe-haut du premier ordre (asymptote de coupure de 6 dB/oct) dont la fréquence de coupure f_e est inversement proportionnelle à R : il est impératif de réaliser des valeurs de R_0 et R_e les plus élevées possible si l'on veut placer f_e près de f_a . En pratique, il faut

exclure tout câble de liaison et l'on réduit C_e à un minimum en vissant directement le microphone, avec éventuellement un court raccord flexible, en tête d'un boîtier cylindrique contenant les composants R_0 et C_d ($> C_0$) et un préamplificateur adaptateur d'impédance à très grande résistance d'entrée. Lorsque f_e est placée très près de f_a , la courbe de réponse dans ce domaine est finalement du deuxième ordre (un pic est possible).

La relation (8.49) montre aussi que la sensibilité dépend du rapport (U_0/d_0), donc du champ électrique entre armatures. En considérant les effets des forces statiques, en particulier l'augmentation de C_0 (§ 6.3.9), on est conduit à des d_0 typiques de $20 \mu\text{m}$ et des champs de l'ordre de 10^7 V/m .

Avec un contrôle par la compliance, la limite théorique supérieure de la largeur de bande est le premier mode propre de la membrane f_{01} (§ 4.5.10). Autour de cette résonance, la forme de la courbe de réponse est maîtrisée par amortissement: c'est le rôle de R_{a1} . En pratique, les constructeurs ajustent la réponse de manière à compenser ou non l'effet de la diffraction (§ 8.1.9). Ainsi sont réalisés des microphones de mesure à réponse en champ libre et à réponse en pression. Les premiers ont une sensibilité en champ libre M (§ 8.1.2) en incidence normale ($\theta = 0$) aussi constante que possible dans la largeur de bande. Au contraire, les seconds ont une sensibilité en pression M_p (§ 8.1.10) la plus constante possible sur la largeur de bande grâce à un amortissement moindre. Dans tous les cas, R_{a1} est assez élevée pour amortir fortement le deuxième mode propre f_{02} à $2,30 f_{01}$.

Les microphones électrostatiques de mesure sont réalisés en diamètres normalisés de 1", 1/2", 1/4" et 1/8", leurs capacités C_0 allant de 3,5 à 66 pF. En pratique, l'application envisagée dicte le choix de la réponse (en pression ou en champ libre) et le compromis entre sensibilité et largeur de bande, donc le diamètre (le microphone doit souvent être petit au sens du paragraphe 8.2.6, donc diffraction et effet de phase sont encore négligeables). La figure 8.42 montre la constitution des microphones de mesure de la firme Brüel et Kjaer [72]. Les matériaux sont les suivants: boîtier et armature fixe en monel (alliage Cu, Ni, Al et Fe); membrane en nickel (1,6 à 6,5 μm d'épaisseur); support isolant en quartz pur, rubis ou saphir synthétiques (on veut une résistance de fuite très élevée). Par ces choix, on recherche en particulier une très grande stabilité des caractéristiques et des influences des agents extérieurs aussi faibles que possible. Les microphones sont munis d'une grille de protection amovible, soigneusement étudiée en vue de maintenir une directivité de diffraction faible et symétrique. Un microphone de mesure est toujours accompagné d'une fiche individuelle d'étalonnage spécifiant ses principales caractéristiques, comme l'illustre la figure 8.43 pour le modèle 4165 d'un diamètre 1/2" et à réponse en champ libre. On remarque en particulier que le constructeur fournit les courbes de réponse en pression et en champ libre pour l'incidence normale. Pour chaque modèle, des jeux de courbes de correction permettent de connaître la courbe de réponse en champ diffus (§ 8.1.6) ou en champ libre pour diverses incidences (fig. 8.44). La directivité due à la diffraction du boîtier et à l'effet de phase, est spécifiée par des diagrammes polaires référés, pour chaque fréquence, à la sensibilité en incidence normale, comme le montre la figure 8.45.

Les préamplificateurs associés à JFET et transistors bipolaires, présentent des résistances d'entrée R_e de quelques $\text{G}\Omega$ et des capacités C_e de l'ordre du pF. Leur gain en tension est très légèrement inférieur à l'unité ($-0,02$ à $-0,1 \text{ dB}$) pour une impédance de sortie de typiquement 25Ω (alimentation de 120 V).

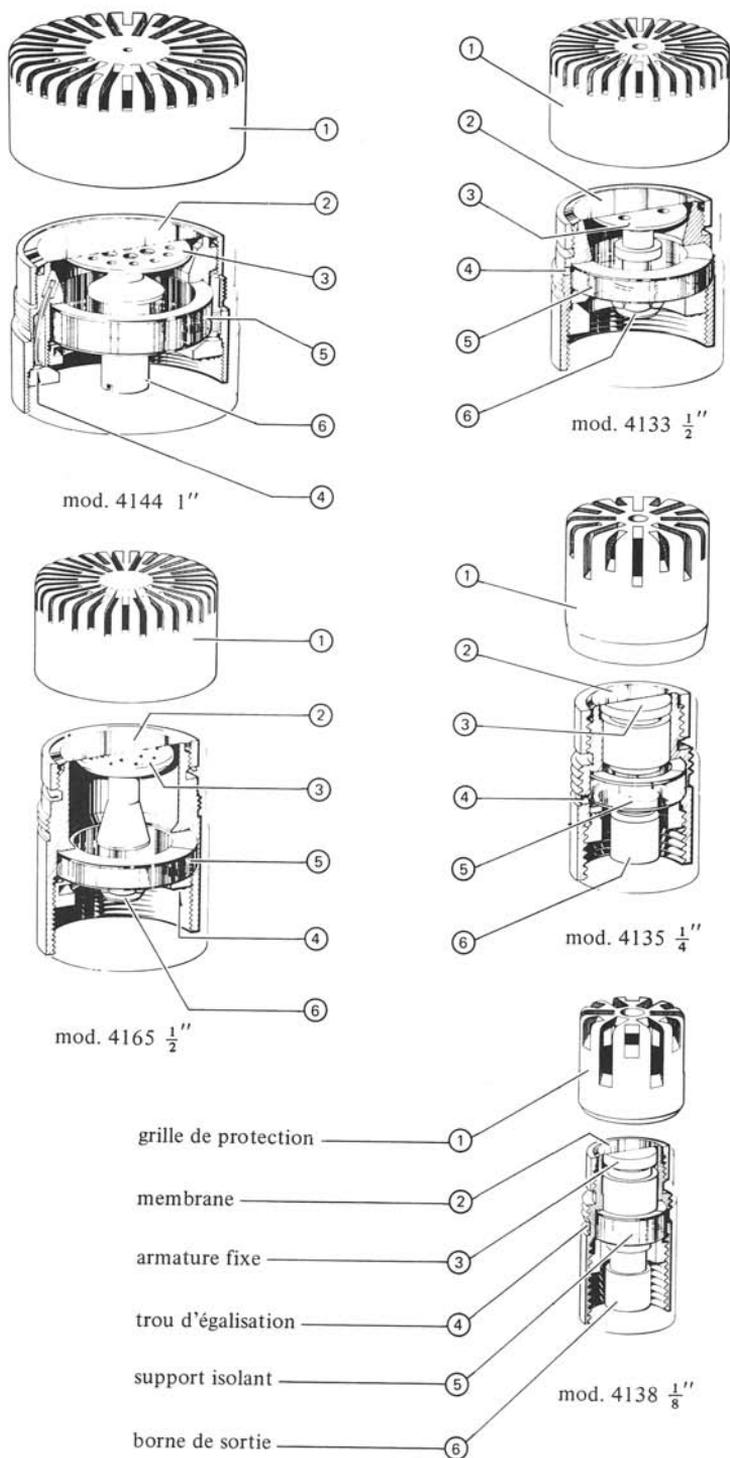
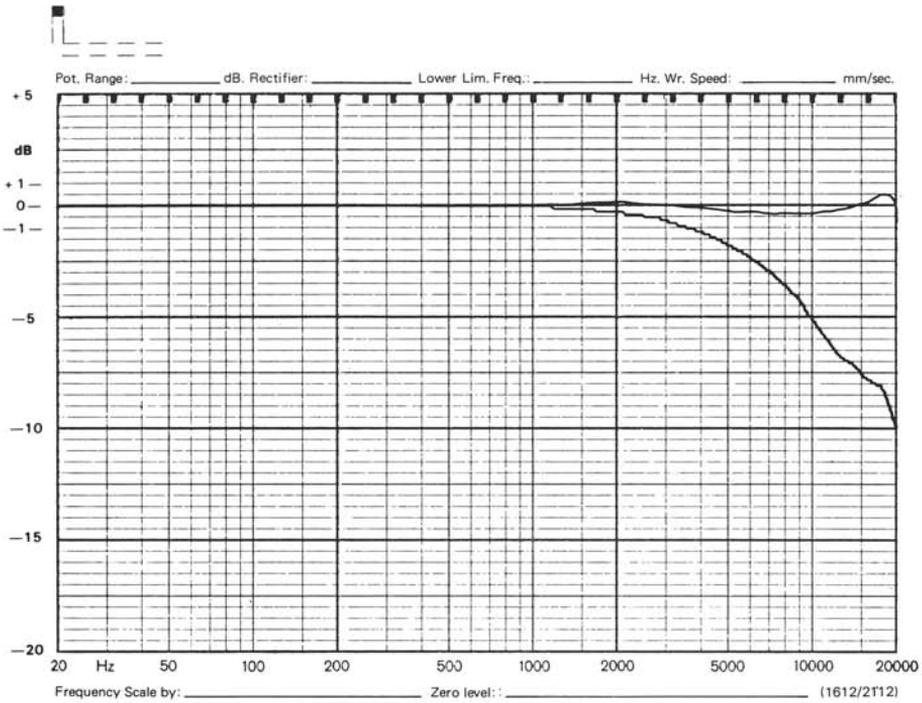


Fig. 8.42



**Calibration Chart for
Condenser Microphone
Cartridge Type 4165**



Serial No. 908508

Open Circuit Sensitivity at 1013 mbar, 23°C and 50% R.H.

= 26.3 dB re. 1 V per Pa or 48.4 mV per Pa

This Calibration is traceable to the National Bureau of Standards, Washington D.C.

Open Circuit Correction Factor:

K_0^* = +0.3 dB

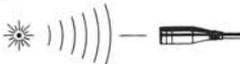
Cartridge Capacitance:

C = 20.0 pF

Leakage Resistance tested at 52% relative humidity > 10¹⁶ Ω

Frequency Response Characteristics:

The upper curve is the open circuit free field characteristic, valid for the microphone Cartridge with protecting grid (JA 0646) Sound waves perpendicular to diaphragm (see Fig.). The lower curve is the open circuit pressure response recorded with electrostatic actuator.



Subtract the gain of the preamplifier (see back of this card) from K_0^* to get the actual correction factor K. (see instruction manual for the use of K).

1 Pa = 1 N/m² = 10 dynes/cm² = 10 μbar

BC 0089

Conditions of Tests:

Polarization voltage 200V

Frequency: 250 Hz

Barometric Pressure: 1020 mbar

Relative Humidity: 36 %

Temperature: 23 °C

Date: 1-4-81 Signature: SPQ

Summarized Specifications

Outside Diameter:

0.52 in. (13.2 mm) with protecting grid
0.50 in. (12.7 mm) without protecting grid

Coupler Mounting Thread (grid thread):
0.50 in. (12.7 mm) 60 UNS 2

Frequency Response Characteristic:

Frequency below which free-field response shall be flat within ± 2 dB: 20 kHz

Lower Limiting Frequency (−3 dB) as determined by pressure equalization is between 1 Hz and 3 Hz

Resonance Frequency: approx. 14 kHz (overdamped)

Equivalent Air Volume at 1 atm. about 0.04 cm³

Ambient Pressure Coefficient: approx. −0.1 dB for +10% pressure change at 250 Hz.

Temperature Coefficient between −10 and +50°C. Approx. −0.01 dB/°C at 250 Hz.

Humidity Coefficient: approx. 0.004 dB/% R.H. at 23°C.

Dynamic Range: Sound Pressure Level below which the total harmonic distortion remains less than 1%: 140 dB

Fig. 8.43

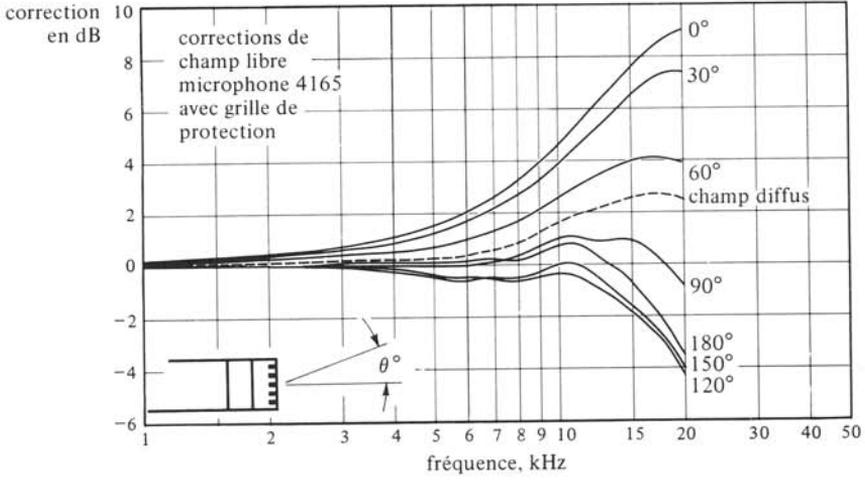


Fig. 8.44

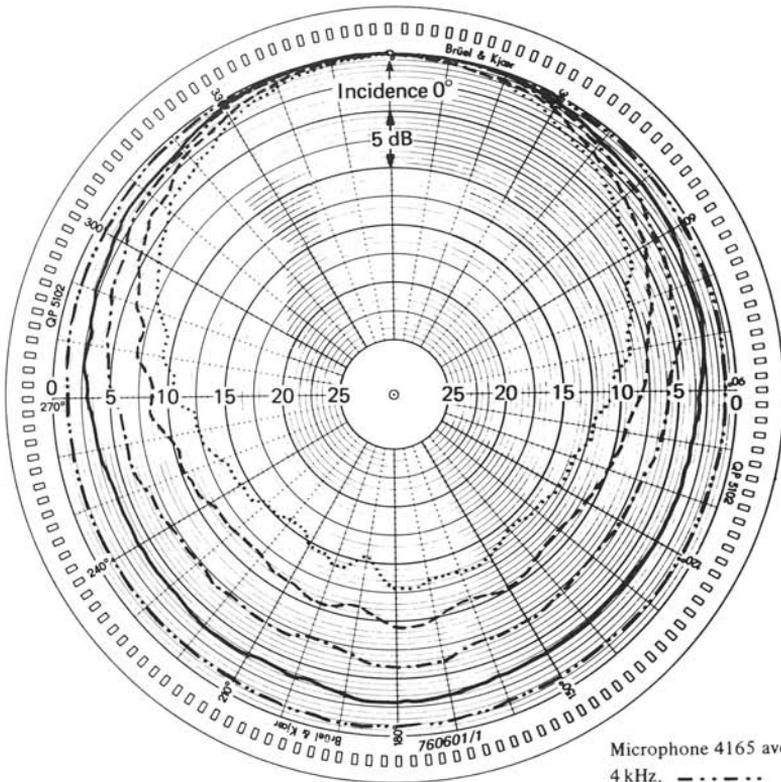


Fig. 8.45

8.3.9 Définitions: coupleur acoustique, oreille artificielle

Un *coupleur acoustique* est un dispositif de mesure des écouteurs ou des microphones. Il comprend une cavité de forme et volume déterminés, plus généralement un système acoustique bien spécifié, et un microphone de mesure étalonné à réponse en pression.

Une *oreille artificielle* est un coupleur particulier prévu pour l'étalonnage des écouteurs et dimensionné de manière à ce que son impédance acoustique d'entrée soit sensiblement la même que celle de l'oreille humaine moyenne dans une bande de fréquence prescrite.

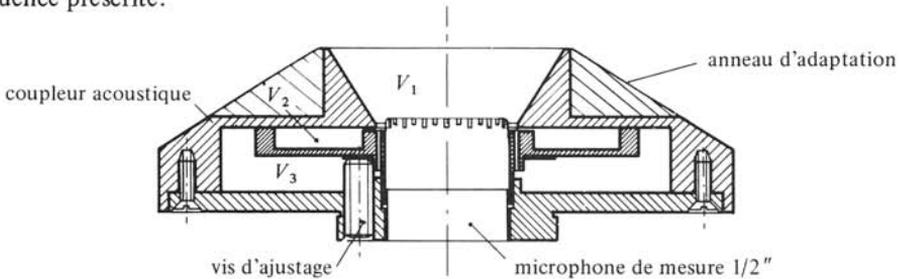


Fig. 8.46

Il existe différents modèles normalisés CEI et ANSI de coupleurs acoustiques et d'oreilles artificielles. La figure 8.46 donne une coupe du système acoustique, ou coupleur proprement dit, de l'oreille artificielle Brüel et Kjaer 4153 réalisée selon la recommandation CEI 318. Elle comprend trois cavités de volumes prescrits ($V_1 = 2,5 \text{ cm}^3$, $V_2 = 1,8 \text{ cm}^3$, $V_3 = 7,5 \text{ cm}^3$) communiquant par une étroite fente annulaire (V_1 à V_2) et par quatre trous capillaires en parallèle (V_1 à V_3). Un microphone électrostatique de mesure d'un 1/2" à réponse en pression est monté au fond de V_1 . Deux modèles d'anneaux d'adaptation sont disponibles selon le type d'écouteur à mesurer. Un dispositif de serrage non représenté réduit au mieux les fuites entre écouteur et oreille. La figure 8.47 donne le schéma acoustique équivalent de l'ensemble écouteur, coupleur et microphone. L'écouteur est représenté par une source de débit q_g et une impédance Z_{ag} (y compris les éventuelles fuites et une cavité frontale à V_1). Les valeurs des compliances des cavités du coupleur sont établies selon (5.40) pour une pression statique p_s de $1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Le microphone de mesure est représenté par ses éléments équivalents

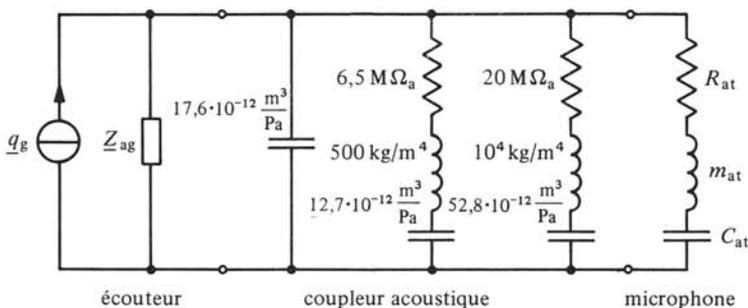


Fig. 8.47

m_{at} , R_{at} et C_{at} . Il suffit souvent de spécifier le volume d'air V_{at} équivalent à C_{at} s'ajoutant à V_1 . Par exemple, pour le microphone 4134 on a, selon le constructeur [72] aux conditions nominales : $m_{at} \cong 7,5 \text{ kg/m}^4$, $R_{at} = 120 \text{ M}\Omega_a$, $C_{at} \cong 0,7 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3/\text{Pa}$ et $V_{at} \cong 10 \text{ mm}^3$.

8.3.10 Intensimétrie acoustique

Dans beaucoup de situations expérimentales, la détermination de l'intensité acoustique I par (1.125) n'est pas licite. La définition de I (§ 1.3.11) montre que sa mesure en grandeur, direction et sens, implique celles de p et \mathbf{v} . La difficulté est justement la mesure de la vitesse acoustique \mathbf{v} . Ce n'est que récemment qu'ont été mis au point, surtout grâce au progrès de l'instrumentation numérique, des intensimètres acoustiques, comprenant une sonde de mesure et un analyseur.

La mesure de \mathbf{v} s'effectue de manière approchée par le gradient de la pression acoustique. A partir de la relation (1.14), on écrit

$$v_\delta = -\frac{1}{\rho} \int \partial_\delta p \, dt \quad \text{m/s} \quad (8.50)$$

où v_δ est la composante de \mathbf{v} dans une direction et un sens définis par un vecteur δ , et $\partial_\delta p$, le gradient de p selon δ . En remplaçant le gradient par une approximation obtenue à partir de la différence des pressions acoustiques p_1 et p_2 en deux points distants de δ , avec $\delta \ll \lambda$, il vient

$$v_\delta = +\frac{1}{\rho\delta} \int (p_1 - p_2) \, dt \quad \text{m/s} \quad (8.51)$$

Avec ce résultat et en posant $p = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, l'intensité I_δ selon δ s'écrit

$$I_\delta = \frac{1}{2\rho\delta} \overline{\left[(p_1 + p_2) \int (p_1 - p_2) \, dt \right]} \quad \text{W/m}^2 \quad (8.52)$$

La figure 8.48 montre le schéma-bloc de principe d'un intensimètre acoustique basé sur la relation (8.52). En pratique, il est nécessaire d'obtenir une représentation spectrale de I_δ (on sait par exemple que la structure du champ proche d'une source dépend de la fréquence, § 2.2.15). On démontre alors que le spectre de I_δ est proportionnel à la partie imaginaire de l'interspectre de la somme $(p_1 + p_2)$ et de la différence $(p_1 - p_2)$ [73]. Les analyseurs actuels d'intensimétrie sont numériques en temps réel

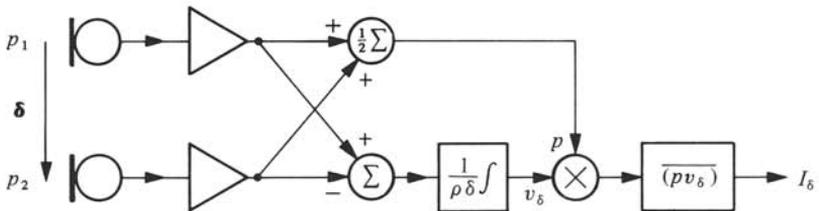


Fig. 8.48

[74] et utilisent soit deux bancs de filtres numériques d'octave ou tiers d'octave, soit un calculateur TFR à deux canaux (§ 1.8.22).

Une sonde d'intensimétrie comprend deux microphones électrostatiques de mesure précisément espacés au moyen d'une cale. La figure 8.49 montre la sonde Brüel & Kjaer type 3519 munie de microphones 1/2" et d'une cale d'espacement de 12 mm. Une cale de 50 mm et des microphones 1/4" avec cales de 12 ou 6 mm peuvent également être montés. La combinaison choisie de microphones et de cale, fixe la largeur de bande d'utilisation de la sonde. Soit θ l'angle entre I et δ . La mesure de I_δ donne évidemment $I \cos \theta$ puisque $v_\delta = v \cos \theta$: la sonde de mesure est donc bidirectionnelle. Le sens de propagation et la valeur de I sont trouvés en recherchant le maximum de I_δ par orientation de la sonde dans l'espace.

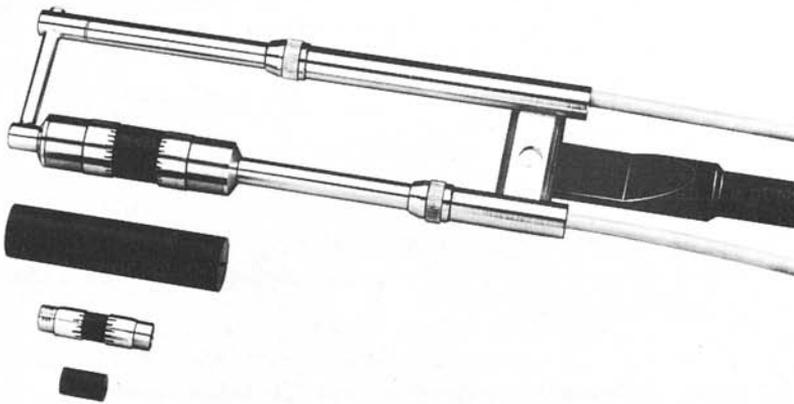


Fig. 8.49

8.3.11 Microphone électrostatique multidirectionnel

La figure 8.50 montre le principe du microphone électrostatique multidirectionnel de Braunmühl-Weber. Il comprend deux membranes (films plastiques métallisés) tendues de part et d'autre d'une armature fixe. Cette dernière est percée de trous fins, certains borgnes (résistances d'amortissement des résonances des membranes), les autres formant une résistance R_{ap} placée entre les compliances acoustiques des espaces à l'arrière des membranes. Sans R_{ap} , on a affaire à deux microphones électrostatiques à mode d'action en pression, dont le contrôle se fait par compliance. Électriquement, les microphones sont branchés selon le schéma général de la figure 8.51: un potentiomètre permet de varier en grandeur et en signe la polarisation du microphone de gauche. Lorsque les polarisations sont égales (potentiomètre tout à droite), on obtient une caractéristique omnidirectionnelle. Lorsque les polarisations sont égales en grandeur, mais opposées en signe (potentiomètre tout à gauche), la caractéristique est bidirectionnelle. Une directivité cardioïde est obtenue en position médiane, pour laquelle le microphone de gauche n'est plus polarisé: on a alors affaire à un seul microphone associé à un système mécanoacous-

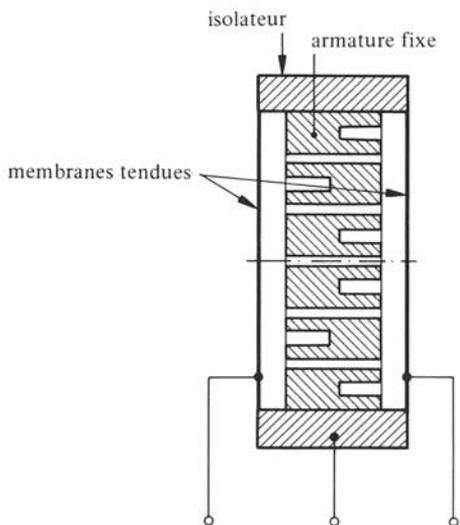


Fig. 8.50

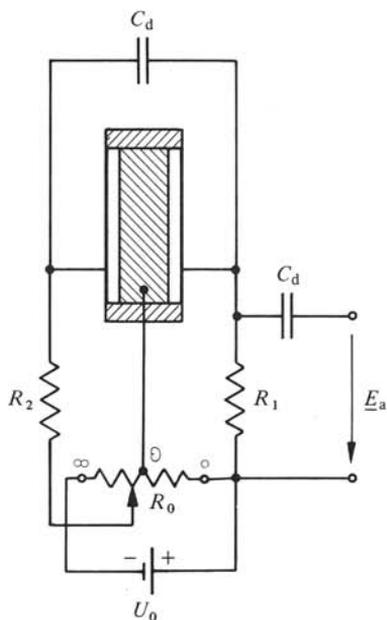


Fig. 8.51

tique du type de la figure 8.20, grâce à la résistance R_{ap} (mode d'action mixte). En pratique, le potentiomètre est accessible et permet à l'utilisateur de choisir la directivité, de manière continue ou par plots.

8.3.12 Systèmes d'alimentation pour microphones électrostatiques

Les microphones électrostatiques nécessitent une alimentation de polarisation et une alimentation pour leur préamplificateur adaptateur d'impédance. Dans certaines applications, par exemple sonorisation, enregistrement et radiodiffusion, des systèmes d'alimentation utilisant les conducteurs du signal audio sont prévus de manière à éviter des liaisons supplémentaires et permettre l'emploi des câbles symétriques des microphones ne nécessitant pas de source auxiliaire. Il existe deux systèmes normalisés (CEI 268-15 A), tous deux avec un amplificateur à entrée symétrique flottante (usuellement grâce à un translateur).

Dans le système fantôme, les conducteurs du signal audio sont au même potentiel continu et reliés à la borne positive d'une source auxiliaire par des résistances formant un point milieu électrique selon le schéma de principe de la figure 8.52. La borne négative de la source auxiliaire est reliée au blindage du câble. Les tensions d'alimentation sont normalisées à 48, 24 et 12 V, et les valeurs correspondantes des résistances sont conseillées. Il est possible de réaliser des microphones pour les applications concernées, avec une polarisation U_0 de l'ordre de 48 V auquel cas, comme l'illustre la figure 8.52, ne sont nécessaires côté microphone qu'un translateur à prise médiane et deux cellules de filtrage RC. Par contre, les tensions de 24 et 12 V sont trop basses pour assurer une polarisation appropriée et un convertisseur-élévateur de tension continue est impérativement requis. Comme le montre la relation (8.49), pour une sensibilité donnée, une élévation de la tension de polarisation U_0 permet de réduire les dimensions du micro-

phone, en particulier le diamètre de la membrane. C'est pourquoi l'option d'un convertisseur fournissant une polarisation de 100 à 200 V à partir d'une tension de 12 à 50 V est souvent globalement très avantageuse. Dans ce cas, un régulateur de tension est prévu pour l'alimentation du préamplificateur, ce qui autorise une source auxiliaire non stabilisée. La tendance actuelle est de remplacer les translateurs, cause de distorsions, par des dispositifs à semi-conducteurs assurant les conversions asymétrique à symétrique et inverse [75].

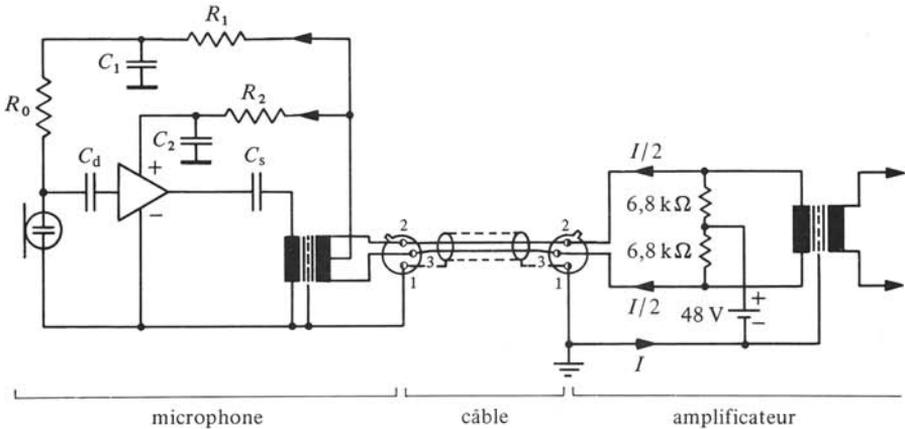


Fig. 8.52

Dans le système A-B, le courant d'alimentation ne parcourt que les deux conducteurs du signal audio, selon le schéma de principe de la figure 8.53. L'amplificateur doit normalement être équipé d'un translateur à prise médiane avec un condensateur de découplage. Si ce n'est pas le cas, des condensateurs de découplage placés en série doivent être prévus.

Enfin, certains microphones incluent des piles alcalines, ce qui les rend autonomes des équipements auxquels ils sont reliés.

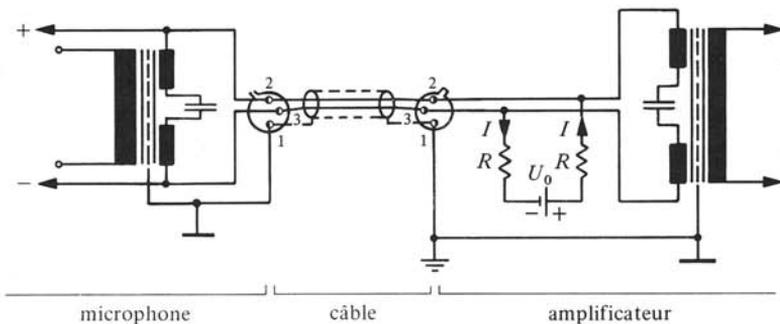


Fig. 8.53

8.3.13 Microphones à électret

Les électrets modernes (§§ 6.3.12 et 13) permettent la construction de microphones de tous types, aussi bien de bas de gamme et à faible coût pour les équipements audio grand public que de mesure, aux très hautes performances.

On trouve actuellement d'excellents microphones à électret pour les applications professionnelles en radiodiffusion, enregistrement et sonorisation. A titre d'exemple, on va détailler la construction, le fonctionnement et les performances d'un microphone cardioïde à électret. La figure 8.54 en donne une coupe schématique: le mode d'action est mixte selon la figure 8.20, mais avec deux cellules $R_a C_a$, comme mis en évidence dans le schéma équivalent acoustique de la figure 8.55, ce qui augmente le domaine de fréquence du système. En fait dans la partie supérieure de la largeur de bande, la directivité résulte des effets de phase et de diffraction du boîtier: le constructeur prévoit formes et dimensions de manière à obtenir une directivité aussi proche que possible de la cardioïde voulue. Il est à noter que l'emploi de deux cellules $R_a C_a$ et la mise à profit des effets de diffraction du boîtier sont des principes mis en œuvre dans d'autres types de microphones unidirectionnels, des électrodynamiques par exemple. Dans le schéma équivalent, \underline{Z}'_{at} représente les masses et résistances mécaniques et acoustiques, associées au mouvement de la membrane; C'_{at} est équivalente à la compliance mécanique C'_m du couplage électrostatique (fig. 6.21), y compris la contribution du film d'air; C_{ae} est équivalente aux capacités du microphone (C_0 , C_p et C_e de la fig. 8.40) et R_{ae} représente la résistance d'entrée du préamplificateur. Les impédances de source sont incluses dans \underline{Z}'_{at} , R'_{a1} et m'_{a1} .

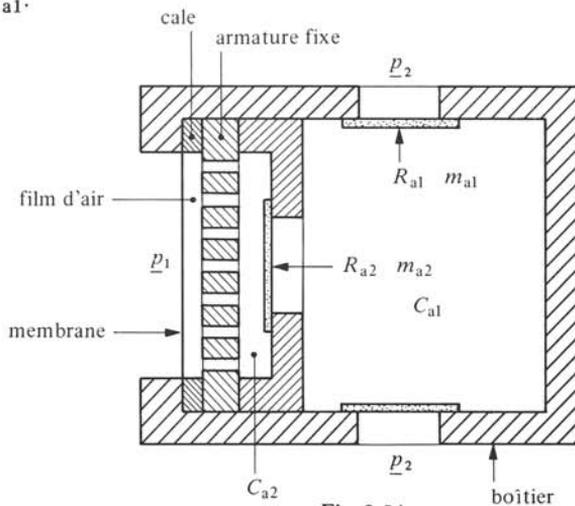


Fig. 8.54

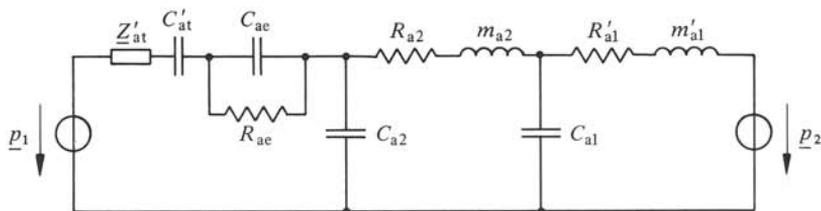


Fig. 8.55

Une vue en coupe du microphone est représentée à la figure 8.56. La partie encadrée est reprise agrandie dans la figure 8.57. Pour les raisons explicitées au paragraphe 6.3.13, la membrane est un film Mylar de $5 \mu\text{m}$ doré sur les deux faces, et le film électret en Teflon de $30 \mu\text{m}$ est déposé sur l'armature fixe. Le film d'air les séparant est de

25 μm environ. Le diamètre externe de 23,5 mm du boîtier résulte du nécessaire compromis entre les exigences d'une part d'une sensibilité et d'un rapport signal/bruit élevés et d'autre part, de l'extension de la réponse en hautes fréquences. Une bonne conception de la partie arrière du microphone et des matériaux adéquats permettent de réduire au mieux la capacité parasite C_p .

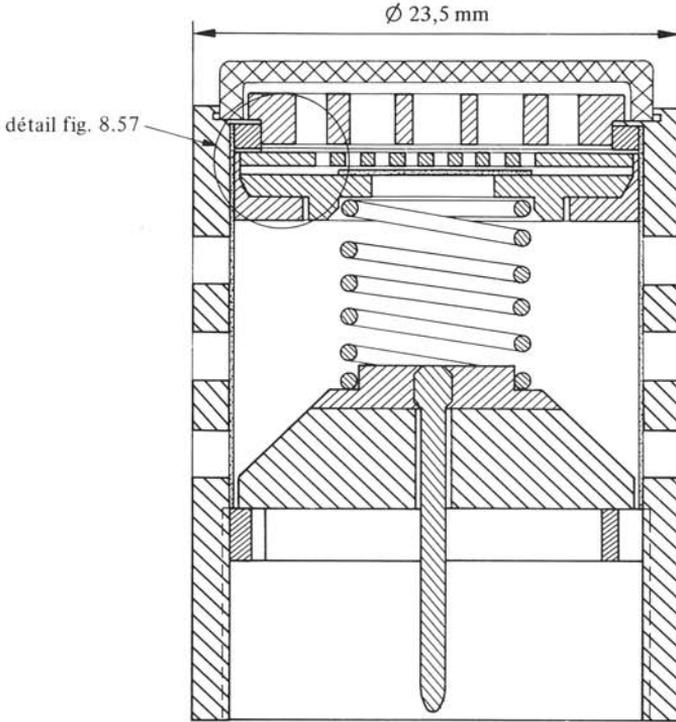


Fig. 8.56

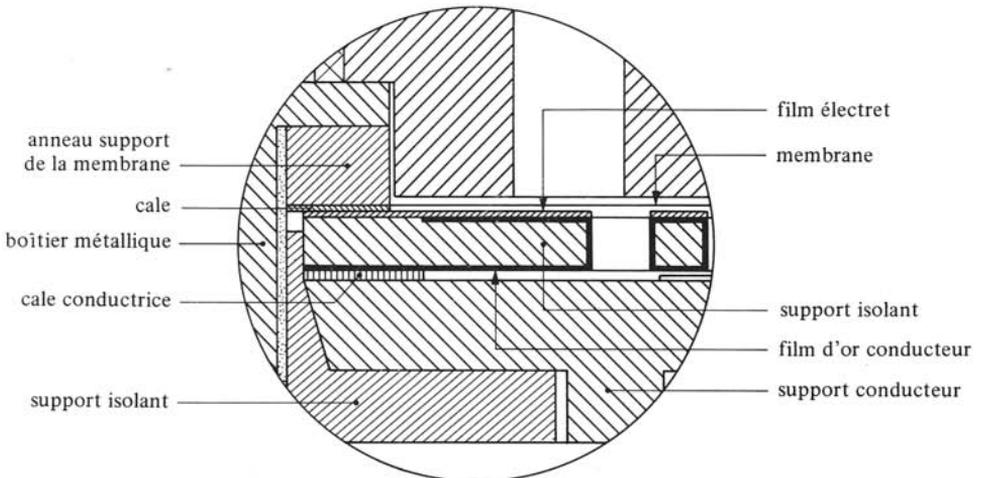


Fig. 8.57

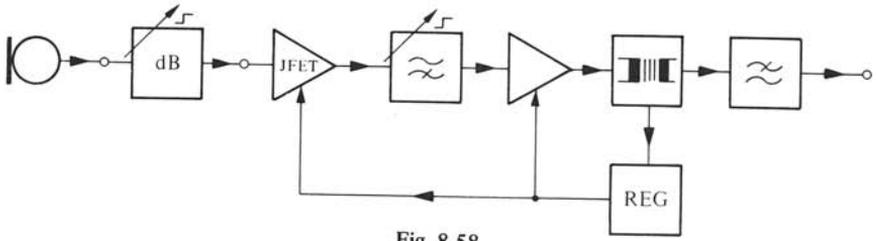


Fig. 8.58

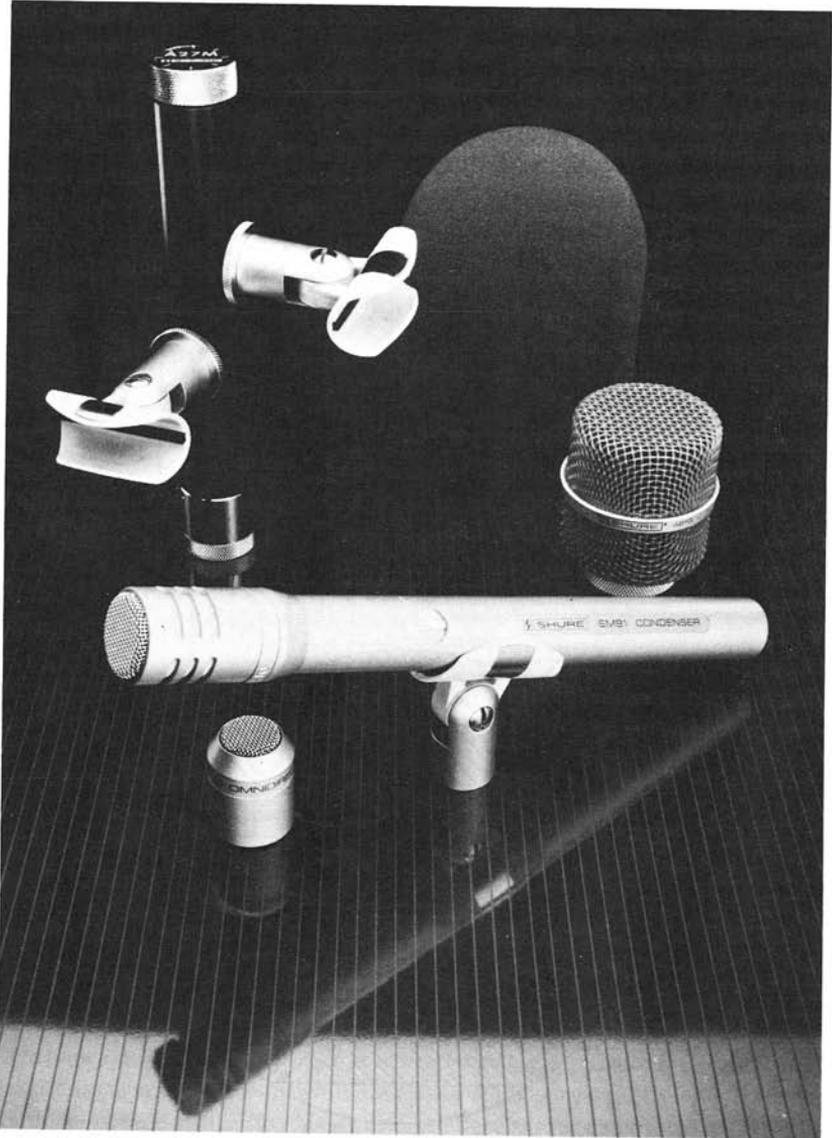


Fig. 8.59

Comme pour les microphones de mesure, un préamplificateur adaptateur d'impédance est immédiatement placé en sortie selon le schéma-bloc de la figure 8.58: l'atténuateur (diviseur capacitif) à deux positions (0 et -10 dB) permet d'adapter la sensibilité au signal acoustique; l'étage convertisseur d'impédance à JFET est suivi d'abord d'un filtre passe-haut commutable (passe-tout; « rolloff » de 6 dB/octave en dessous de 100 Hz « cutoff » de 18 dB/octave en dessous de 80 Hz) destiné à compenser l'effet de proximité, puis d'un amplificateur et d'un translateur; l'alimentation des amplificateurs est assurée par un système fantôme avec un régulateur incorporé; un filtre passe-bas de protection contre les interférences aux radiofréquences est placé en sortie (une cellule LC sur chaque conducteur).

La figure 8.59 montre le microphone monté sur son préamplificateur et différents accessoires: une cartouche omnidirectionnelle (mode d'action en pression), une grille de protection contre les plosives et les percussions, une bonnette antivent et un adaptateur pour prise de son stéréophonique. La courbe de réponse à une distance de 1 m est représentée dans la figure 8.60, pour les trois positions du filtre passe-bas. Le gabarit indique les tolérances fixées par le constructeur. La figure 8.61 montre les diagrammes de directivité mesurés à différentes fréquences.

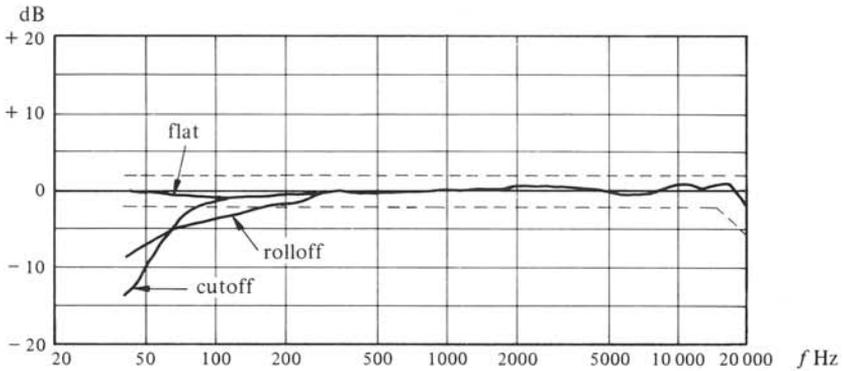


Fig. 8.60

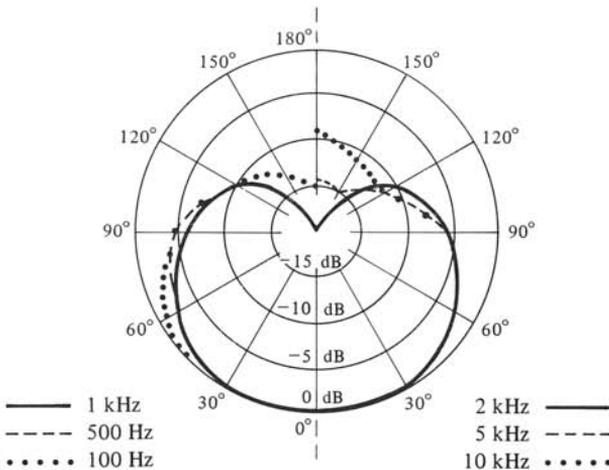


Fig. 8.61

La figure 8.62 représente la coupe schématique d'un microphone de proximité à électret destiné à un combiné de télécommunications porté par l'opérateur, où petites dimensions ($20 \times 12 \times 5$ mm) et faible poids (quelques g) sont essentiels [77]. La membrane rectangulaire (8×10 mm) est en Teflon TFE de $25 \mu\text{m}$ métallisé du côté supérieur. Elle est légèrement tendue et repose sur trois arêtes de l'armature arrière, celle du milieu étant plus haute si bien qu'il s'agit en fait de deux microphones indépendants, mais connectés en parallèle mécaniquement et électriquement. L'armature fixe est perforée et permet le mode d'action mixte voulu. Le contrôle se fait par la compliance équivalente de la membrane et des cavités avant et arrière. La fréquence de résonance est donc placée à la limite supérieure de la largeur de bande nécessaire, soit pour la téléphonie à 3 kHz. La tension requise de la membrane est calculée en modélisant celle-ci par une corde tendue chargée uniformément, ce qui fournit aussi la compliance équivalente de la membrane.

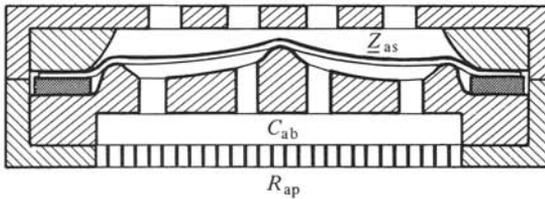


Fig. 8.62

8.3.14 Microphones piézoélectriques

Les microphones piézoélectriques sont réalisés selon deux principes généraux. Dans le premier, un élément piézoélectrique ou ferroélectrique (barreau, plaque, etc.) est mécaniquement associé à un diaphragme séparé soumis à la pression acoustique selon le mode d'action souhaité. On a donc la même constitution de base que pour le haut-parleur d'aigus de la figure 7.85 (réversibilité). Dans le second principe, l'élément piézoélectrique est lui-même soumis à la pression acoustique, sur une ou deux faces selon le mode d'action voulu.

La figure 8.63 montre un hydrophone piézoélectrique conçu selon le second principe: la pression acoustique s'exerce sur la face extérieure d'un empilage d'anneaux en céramique ferroélectrique (§ 6.6.14), connectés électriquement en parallèle. Le mode d'action est en pression et comme la conversion est en élongation, le contrôle se fait par la compliance mécanique de l'empilage. Une enveloppe en néoprène, appelé aussi caoutchouc ρc , protège l'ensemble, tout en assurant une bonne transparence acoustique (§ 3.3.8). Le transducteur est immédiatement suivi d'un préamplificateur adaptateur d'impédance.

Les schémas équivalents d'un microphone piézoélectrique s'obtiennent à partir des schémas du couplage de la figure 6.36. Plus simplement, la parenté de ces derniers avec ceux du couplage électrostatique permet de transposer les schémas équivalents des microphones électrostatiques à même mode d'action. Ainsi, le schéma équivalent électrique de la figure 8.64, dérivé de celui de la figure 8.41, permet l'étude d'un microphone piézoélectrique à mode d'action en pression, par exemple l'hydrophone de la figure 8.63. Le câble de liaison à l'amplificateur est caractérisé par une capacité C_c et une résistance de fuite R_c en parallèle. La résistance R_0 représente les pertes diélectriques de l'élément

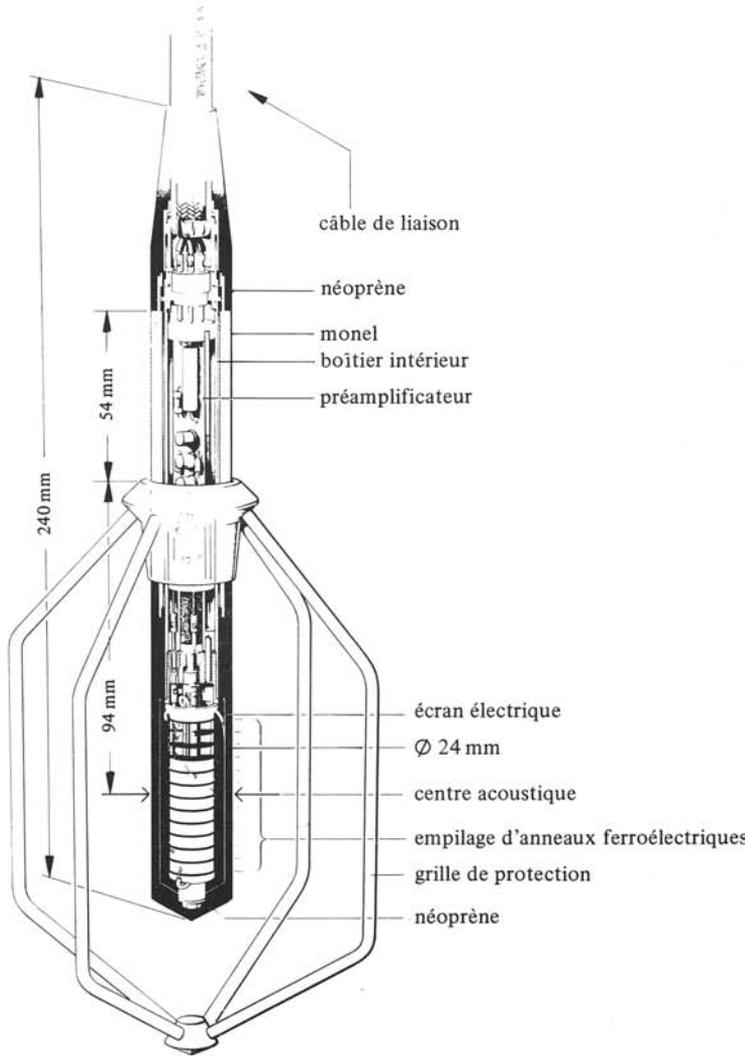


Fig. 8.63

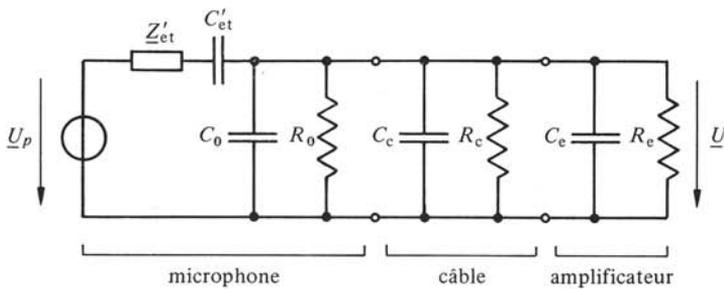


Fig. 8.64

piézoélectrique (§ 6.6.7). L'amplificateur est représenté par une résistance d'entrée R_e en parallèle avec une capacité C_e .

Dans le domaine du contrôle par la compliance, l'impédance Z'_{et} est négligeable, et la tension de sortie disponible vaut

$$\underline{U} = \frac{dS_p}{C} \cdot \frac{(j\omega/\omega_e)}{1 + (j\omega/\omega_e)} \cdot \underline{p} \quad \text{V} \quad (8.53)$$

où C est la somme $C_0 + C_c + C_e$ et d , le module piézoélectrique de charge du mode de travail de l'élément ferroélectrique selon la figure 6.39 (par exemple d_{33} pour le tube en expansion en épaisseur de l'hydrophone de la fig. 8.63). Comme pour le microphone électrostatique, il y a une pulsation de coupure électrique $\omega_e = 1/RC$, où R est la résistance résultant de la mise en parallèle de R_0 , R_c et R_e . De même, la sensibilité dans la largeur de bande dépend de la capacité totale C . En pratique, l'ordre de grandeur de C_0 (de 1000 à 10 000 pF) n'exclut pas l'emploi d'une certaine longueur de câble, à condition pour les applications en mesures acoustiques, d'en connaître précisément la capacité C_c . Les résistances R_0 et R_c sont généralement beaucoup plus grandes que R_e , si bien que c'est cette dernière qui fixe la fréquence de coupure en basses fréquences. Il est à noter que les valeurs nécessaires de R_e sont moins élevées que pour les microphones électrostatiques, puisque les capacités C_0 sont plus grandes. Pour les applications où une grande longueur du câble de liaison est imposée, en acoustique sous marine par exemple, il y a avantage à placer un préamplificateur adaptateur d'impédance juste derrière le microphone. C'est le cas de l'hydrophone de la figure 8.63.

La réalisation de microphones piézoélectriques à diaphragme en polymère ferroélectrique PVDF (§ 6.6.15) a été entreprise dès l'apparition de films appropriés, et se poursuit très activement [68, 78, 79, 80]. Un diaphragme en calotte sphérique est certainement la meilleure forme, mais il s'agit d'en optimiser la géométrie en fonction du mode d'action et des performances exigées. La figure 8.65 montre une coupe schématique d'un microphone à dôme PVDF, dont le mode d'action est en pression, donc à contrôle par la compliance. La géométrie du diaphragme est définie par l'épaisseur e , le diamètre d et le rayon de courbure r . Ces paramètres et les composants acoustiques associés déterminent les performances et la maîtrise de la réponse du microphone. Un étage préamplificateur adaptateur d'impédance à JFET est généralement prévu directement en sortie du microphone.

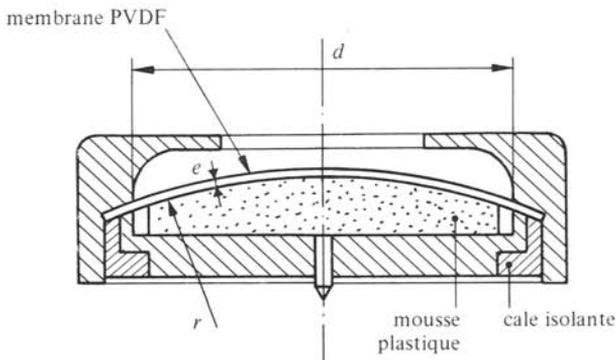


Fig. 8.65

8.3.15 Microphones téléphoniques

Les microphones ou capsules microphoniques destinés aux postes téléphoniques doivent répondre aux nombreuses et sévères exigences des différentes administrations, services et organismes de télécommunications, portant sur les performances électro-acoustiques, mais aussi sur la robustesse, les dimensions, la consommation (transducteurs actifs ou avec préamplificateurs), la fiabilité et le coût.

La capsule la plus ancienne, mais encore la plus répandue, est le microphone à charbon qui met en jeu la variation de résistance de contact entre des granules de charbon. Il s'agit d'un processus de conversion non réversible et actif. La figure 8.66 montre la coupe d'un modèle classique de microphone à charbon. La conversion est en élongation, le mode d'action en pression et le contrôle, par compliance. Une alimentation auxiliaire de courant continu est nécessaire pour transformer la variation de résistance en une variation correspondante de tension. Un translateur est prévu pour le découplage de la composante continue. Le microphone à charbon est très robuste, bon marché et présente une sensibilité appropriée. Ses principaux défauts restent une courbe de réponse irrégulière et des non-linéarités importantes.

Des capsules microphoniques ont été et sont actuellement réalisées: électrodynamiques à bobine mobile; piézoélectriques à éléments céramiques ou PVDF; électromagnétiques et électrostatiques à électret. Leur réalisation a été possible, sauf pour le premier, grâce à l'apparition d'amplificateurs à faible consommation (transistors bipo-

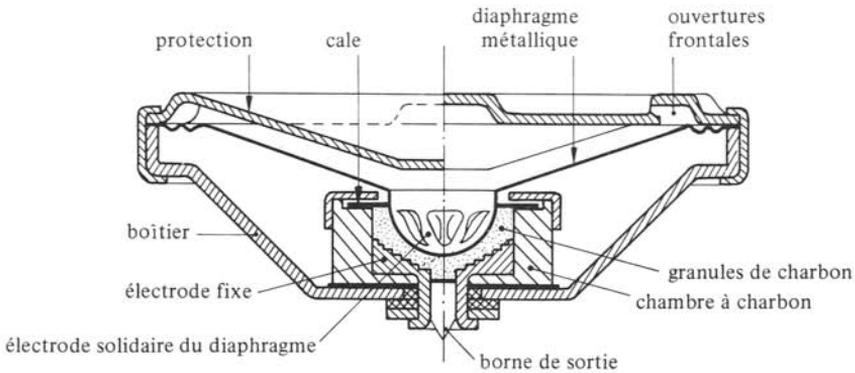


Fig. 8.66

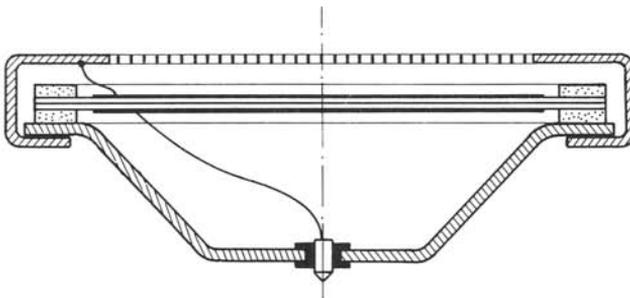


Fig. 8.67

lares ou JFET) montés dans le boîtier de la capsule. A titre d'exemples, les figures 8.67 et 8.68 donnent les coupes schématiques d'une capsule piézoélectrique à disque ferro-électrique et d'une capsule électromagnétique (sect. 6.4).

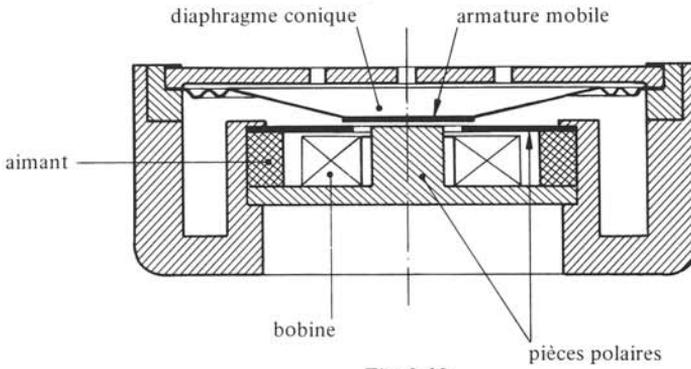


Fig. 8.68

ENREGISTREMENT DU SON

9.1 INTRODUCTION

9.1.1 Terminologie

Un *enregistrement du son* ou *audio* est l'action par laquelle des signaux audio sont fixés sur un support matériel, le *support d'enregistrement*. C'est aussi le support lui-même. C'est encore l'ensemble des techniques visant à fixer des signaux audio sur un support en vue de leur conservation et de leur restitution ultérieure. De manière générale, les signaux audio concernés sont appelés *modulation*.

Un *système d'enregistrement* est le dispositif par lequel l'état ou la géométrie du support d'enregistrement est modifié par la modulation.

Une *voie d'enregistrement* est une voie de transmission de la modulation de sa source au support d'enregistrement. Un système d'enregistrement peut comporter une ou plusieurs voies, auquel cas il est dit *multivoies*.

Un *enregistrement monophonique* ne comprend qu'une seule voie. Un enregistrement *stéréophonique* (*tétraphonique*) comprend deux (quatre) voies et est conçu pour fournir en restitution une sensation de localisation spatiale des sources.

La *lecture* d'un enregistrement est la restitution de la modulation sous sa forme initiale, par un *système de lecture*, à une ou plusieurs voies entre support et bornes de sortie. La *lecture* est *monophonique* lorsque la restitution d'un enregistrement multivoies ou non, se fait sur une seule voie de sortie. Elle est *stéréophonique* (*tétraphonique*) lorsque la restitution d'un enregistrement à multivoies, à au moins deux (quatre) voies, se fait sur deux (quatre) voies séparées en vue de créer une sensation de localisation spatiale des sources.

Le *bruit de fond* est le signal parasite produit en sortie d'une voie en l'absence de toute modulation et dans les conditions normales d'utilisation.

Le *bruit de modulation* est le signal parasite en sortie d'une voie, produit par une modulation donnée, à l'exclusion des composantes des distorsions harmoniques et d'intermodulation.

La *séparation des voies* est le niveau relatif de deux signaux apparaissant à la sortie d'une voie, produits par l'application d'une modulation donnée, pour le premier à la voie en question et pour le second, à une autre voie. La *diaphonie* est le niveau relatif de deux signaux produits en sortie de deux voies par l'application d'une modulation à une des voies, le premier en sortie de la voie en question, le second engendré dans l'autre voie. Séparation et diaphonie sont deux manières d'exprimer les modulations parasites engendrées dans une voie par la modulation dans une autre voie.

9.1.2 Supports d'enregistrements usuels

Ce chapitre traite des supports usuels suivants :

- le *disque* moulé où la modulation est enregistrée sous forme analogique (sect. VI.2.4) par déformation mécanique permanente;
- l'*enregistrement magnétique* analogique où la modulation est enregistrée sous forme d'aimantation d'un matériau ferromagnétique;
- le disque et l'enregistrement magnétique *audionumériques* où la modulation est enregistrée après numérisation (chap. VI.10), à l'aide de déformations mécaniques ou aimantations élémentaires, représentant des valeurs 0 et 1.

9.2 DISQUES

9.2.1 Caractéristiques générales et définitions

Le disque comprend sur chaque face un *sillon* spiralé obtenu par moulage et portant la modulation. Dans ce qui suit, on s'intéresse uniquement au disque *microsillon*, à vitesse de rotation de $33 \frac{1}{3}$ tr/min et dont le sillon a normalement des dimensions inférieures à 0,12 mm. Le profil du sillon selon un rayon du disque est un V ouvert à 90° (fig. 9.1), dont les parois sont inclinées de 45° avec un rayon de fond maximal de $8 \mu\text{m}$.

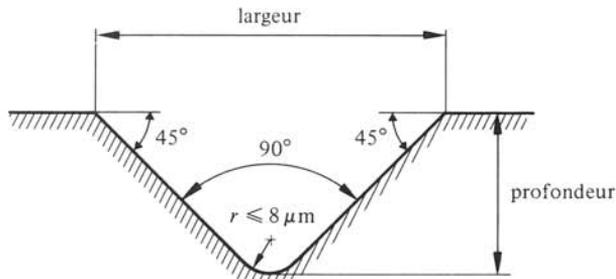


Fig. 9.1

Le disque monophonique est en *gravure latérale* : la modulation correspond à un déplacement du sillon, par rapport à sa spirale sans modulation, en surface du disque (fig. 9.2). La largeur du sillon en surface est comprise entre 51 et $70 \mu\text{m}$.

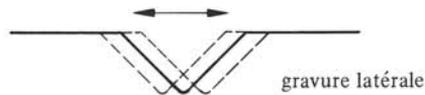


Fig. 9.2

Le disque stéréophonique est en *gravure $45^\circ \times 45^\circ$* : les parois interne (proche du centre) et externe du sillon portent respectivement les modulations dites *gauche* G et *droite* D. Ces dernières correspondent à des déplacements indépendants des parois perpendiculairement à leur plan (fig. 9.3). Les sens positifs (indiqués par des points) sont tels que l'on a :

- une gravure latérale pour des modulations G et D identiques (fig. 9.4(a));

- une *gravure verticale* pour des modulations G et D identiques, mais en opposition de phase (fig. 9.4(b)), pour laquelle le sillon voit sa profondeur varier, donc aussi sa largeur, mais pas sa position en surface du disque.

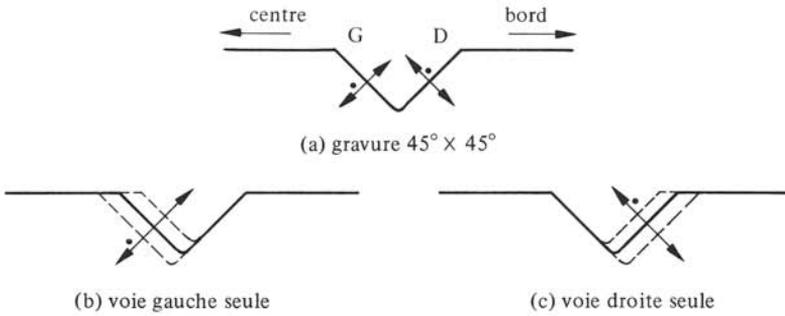


Fig. 9.3

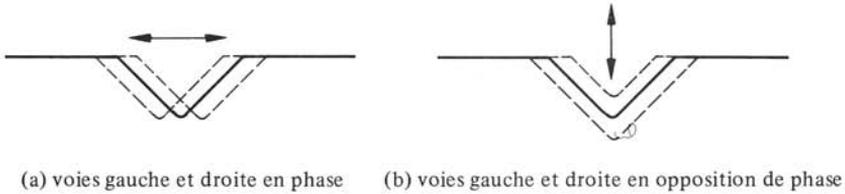


Fig. 9.4

La largeur moyenne du sillon stéréophonique va de 35 à 100 μm . En valeur instantanée, elle ne doit pas être inférieure à 25 μm .

Les choix des types de gravure assurent la *compatibilité* : un disque monophonique peut être restitué par un système de lecture stéréophonique, auquel cas on obtient des modulations gauche et droite identiques, ce qui correspond à une lecture monophonique. Réciproquement, un disque stéréophonique peut en principe être lu par un système monophonique.

Le *pas de sillonnage* est l'inverse du nombre de spires par unité de largeur. Il est usuellement compris entre 0,05 et 0,33 mm. Une partie de la surface d'un disque contenant un sillon modulé est une *plage de modulation*. Un *sillon blanc*, c'est-à-dire une partie de sillon non modulée relie deux plages consécutives. La première plage est précédée d'un *sillon blanc de départ*, la dernière est suivie d'un *sillon blanc de sortie*, puis d'un *sillon final* circulaire destiné à arrêter le mouvement radial de la tête de lecture. Le pas des sillons blancs est supérieur au pas de sillonnage normal. La *glace* est la surface centrale du disque, sans sillon.

La publication CEI 98 donne les caractéristiques dimensionnelles des disques, plus généralement celles nécessaires à l'interchangeabilité des disques et des systèmes de lecture. Pour situer les ordres de grandeur, la plage totale de modulation d'un microsillon de 30 cm de diamètre (dit 12", en fait 11 $\frac{7}{8}$ ") est comprise entre un diamètre de bord de 292,6 mm au plus, et un diamètre central de 120,7 mm au moins (sillon final: 106,4 mm). Pour une durée d'enregistrement de 30 min, le pas de sillonnage moyen est de 0,085 mm (environ 12 spires/mm).

9.2.2 Définitions: longueur d'onde gravée et vitesse de défilement

La *longueur d'onde gravée* λ_g explicite la périodicité du déplacement du sillon (ou d'une de ses parois) pour une modulation sinusoïdale. On a

$$\lambda_g = T \cdot v_d = v_d/f \quad \text{m} \quad (9.1)$$

où T est la période, f la fréquence et v_d , la *vitesse de défilement*, vitesse tangentielle du sillon par rapport à la pointe de gravure ou de lecture. Soit r , le rayon au point considéré du sillon et n , la vitesse de rotation en tr/min; on a

$$\lambda_g = \pi nr/30f \quad \text{m} \quad (9.2)$$

La longueur d'onde gravée λ_g diminue donc du bord au centre du disque. Ainsi, pour un microsillon de 30 cm de diamètre à 30 Hz, λ_g vaut 17 mm au bord et 7 mm près du centre; à 15 kHz λ_g ne vaut plus que respectivement 34 μm et 14 μm environ.

9.2.3 Définitions: modes d'enregistrement

Le *mode d'enregistrement* définit quelle grandeur du déplacement du sillon (monophonie) ou d'une paroi (stéréophonie) représente la modulation.

Le mode à *amplitude constante* associe à la modulation, l'élongation $\xi(t)$ par rapport à la position non modulée du sillon ou de la paroi.

Dans le mode à *vélocité constante*, la grandeur associée est la vitesse $v(t)$, dérivée $\dot{\xi}(t)$.

Soit une modulation sinusoïdale, représentée par la tension $u(t) = \hat{U} \sin \omega t$, aux bornes d'entrée du système d'enregistrement ou à celles de sortie du système de lecture. Dans le mode à amplitude constante, l'élongation $\xi(t)$ est $\hat{\xi} \sin \omega t$, où $\hat{\xi}$ est proportionnelle à \hat{U} , mais ne dépend pas de ω , d'où la désignation du mode. De même, dans le mode à vitesse constante, l'amplitude \hat{v} valant $\omega \hat{\xi}$ est proportionnelle à \hat{U} mais ne dépend pas de la fréquence.

9.2.4 Propriétés

On sait que la puissance mise en jeu dans un système mécanique est proportionnelle au carré de la vitesse (§§ 5.2.10 et 12). Dans le mode à amplitude constante, la puissance d'enregistrement nécessaire est donc proportionnelle au carré de la fréquence, puisque la vitesse \hat{v} vaut $\omega \hat{\xi}$: la courbe de réponse théorique de la puissance est une droite de pente +6 dB/oct. Pour une modulation sinusoïdale dans le domaine audio (environ dix octaves), la dynamique de puissance correspondante est de l'ordre de 60 dB, à laquelle s'ajoute la dynamique de la modulation (c'est-à-dire de \hat{U}). Techniquement, la réalisation d'un système d'enregistrement d'une aussi grande dynamique est impossible. On est limité aussi bien par le bruit de fond que l'on ne peut réduire au-dessous de certaines limites, que par les puissances maximales des couplages électromécaniques (technologie, échauffement, effets des non-linéarités).

Par contre, pour le mode à vitesse constante la puissance mécanique d'enregistrement ne dépend plus de la fréquence, par principe même: la dynamique requise est celle de la modulation. Par ailleurs, il est relativement aisé de construire un système d'enregistrement à vitesse constante (la conversion électrodynamique est universel-

lement adoptée) et réciproquement en lecture, de convertir la vitesse enregistrée en une tension.

Le mode à vitesse constante semble donc préférable à celui à amplitude constante. Il présente toutefois deux défauts :

- dans le bas du domaine audio, l'élongation $\hat{\xi} = \hat{v}/\omega$ devient grande et oblige à augmenter le pas de sillonnage pour éviter le chevauchement du sillon spiralé, avec comme corollaire une diminution de la durée d'enregistrement ;
- au contraire, dans le haut du domaine audio, l'élongation devient petite et une faible modulation est noyée dans le bruit de fond dû au grain du disque.

Un compromis a été finalement choisi : l'enregistrement est à vitesse constante, avec des corrections en basses et hautes fréquences telles que l'on y a sensiblement affaire au mode à amplitude constante. On réalise ainsi un gain de place aux basses fréquences (durée d'enregistrement augmentée) et de dynamique aux hautes (rapport signal/bruit amélioré).

9.2.5 Définitions : caractéristiques d'enregistrement et de lecture

Ces corrections sont définies par une *caractéristique d'enregistrement*, pondération fréquentielle réalisée à l'enregistrement par un *circuit correcteur* approprié. Elle est normalisée internationalement : proposée à l'origine par la firme RCA, elle a été adoptée par la Record Industry Association of America (RIAA) puis finalement par la CEI (publication CEI 98). Elle est définie par la fonction de transfert de module carré

$$|H_g|^2 = \frac{(1 + \omega^2 \tau_1^2) \cdot \left(1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_3^2}\right)}{1 + \frac{1}{\omega^2 \tau_2^2}} \quad (9.3)$$

où les constantes de temps valent : $\tau_1 = 75 \mu\text{s}$, $\tau_2 = 318 \mu\text{s}$ et $\tau_3 = 3180 \mu\text{s}$. La figure 9.5 représente la courbe de réponse correspondante : elle donne, en fonction de la fréquence, le niveau relatif de vitesse enregistrée, référé à la valeur à 1000 Hz, pour une modulation sinusoïdale d'amplitude constante.

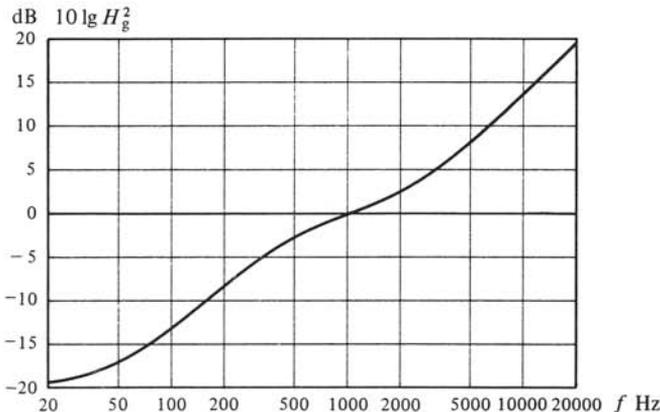


Fig. 9.5

A la restitution, la modulation délivrée par le système de lecture doit bien entendu être pondérée par une *caractéristique de lecture* H_1 , inverse de celle H_g d'enregistrement.

9.2.6 Gravure : principe et définitions

Pour les disques, l'action d'enregistrement proprement dite est la *gravure*. La figure 9.6 représente schématiquement la partie électromécanique du système d'enregistrement. Il s'agit de reporter la modulation, après pondération par la caractéristique d'enregistrement, sur une *laque* et former ainsi l'*original*. La laque est un disque vierge parfaitement plan et lisse, constitué d'un *flan* solide (aluminium) enduit d'un vernis plastifié à base de nitrate de cellulose. Elle est animée d'un mouvement de rotation à la vitesse requise sur une *table de gravure*. Un chariot portant le *graveur* est entraîné par une vis-mère de manière à ce qu'un *burin*, l'outil de coupe proprement dit, se déplace selon un rayon de la laque. L'avance se fait par une boîte à vitesse asservie de manière à obtenir un *pas de sillonnage* moyen variable en fonction de la modulation, c'est-à-dire dépendant des elongations latérales ou verticales du burin : le sillon est dit à *pas variable*. Sa profondeur moyenne dépend de l'élongation verticale du burin : le sillon est dit à *profondeur variable*.

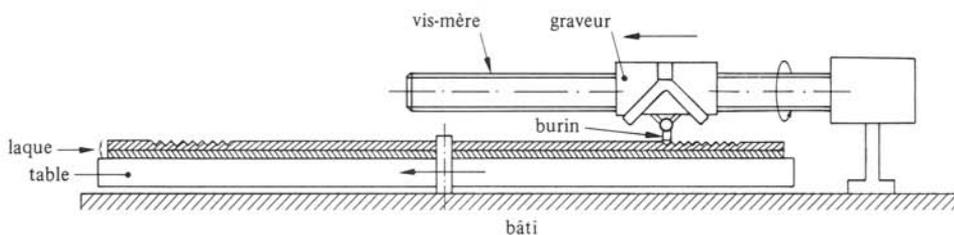


Fig. 9.6

9.2.7 Graveurs

En gravure monophonique, le mouvement de la pointe du burin se fait dans le plan de la laque (gravure latérale). Le burin est animé par un moteur électrodynamique à bobine mobile (§ 6.2.4) lui conférant une vitesse proportionnelle à la modulation appliquée (mode à vitesse constante).

En gravure stéréophonique $45^\circ \times 45^\circ$, le mouvement de la pointe du burin est la résultante de mouvements perpendiculaires entre eux et inclinés de 45° par rapport à

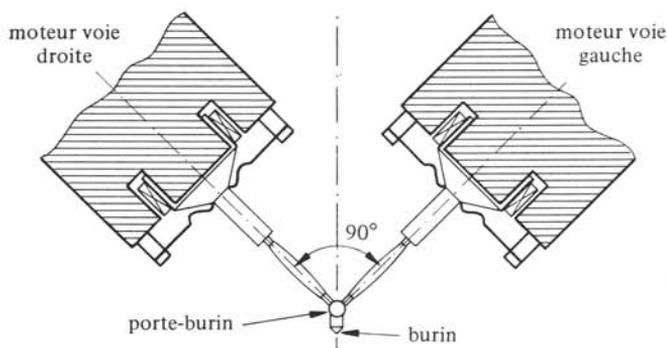


Fig. 9.7

la surface de la laque. Deux types de graveurs sont utilisés. Dans celui en V (Westrex, Neumann, Haeco), on a deux moteurs électrodynamiques dont les axes sont perpendiculaires (fig. 9.7). Dans le graveur en T (Ortofon) deux moteurs électrodynamiques à axes parallèles appliquent des mouvements aux sommets de la base d'un triangle rectangle isocèle, perpendiculairement à cette base, l'extrémité du burin occupant le troisième sommet (fig. 9.8).

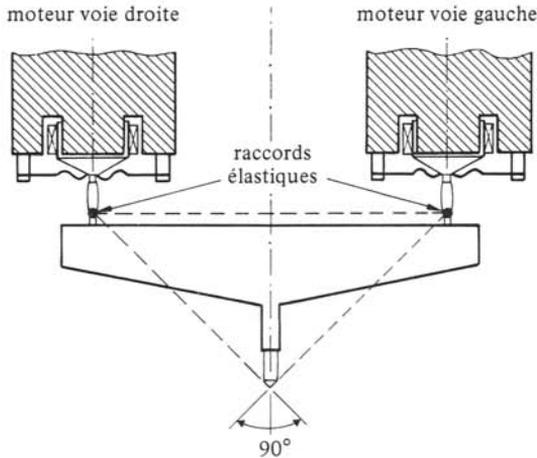


Fig. 9.8

Il est nécessaire de linéariser la courbe de réponse en vitesse des graveurs (compensation de la résonance de l'impédance cinétique du système mobile, § 6.2.9). De même, il faut linéariser la caractéristique tension-vitesse (compensation des effets des non-linéarités). Pour cela, les moteurs sont asservis (un contrôle par résistance mécanique a été mis en œuvre dans le passé). Les vitesses sont mesurées grâce à des bobines de mesure solidaires des mouvements (circuits magnétiques communs ou non aux moteurs). Le découplage de ces bobines et de celles motrices est délicat. Il est réalisé par blindage ou compensation des tensions induites grâce à des bobines fixes (§ 8.3.4). La résonance des moteurs est placée vers le milieu géométrique de la largeur de bande prévue, soit entre 1 et 2 kHz. L'asservissement est proportionnel pour les graveurs en V et proportionnel-

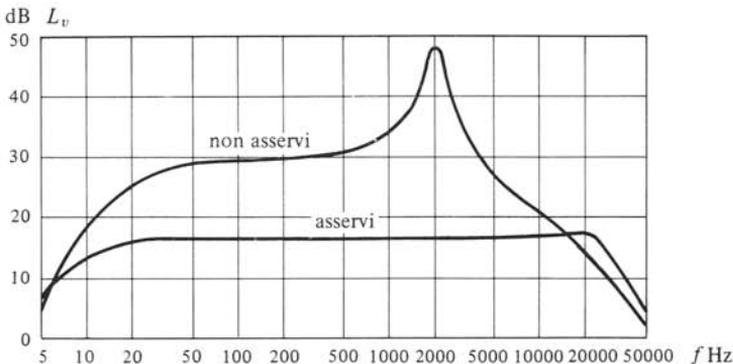


Fig. 9.9

intégrateur pour le graveur en T d'Ortofon (amélioration de la réponse en basses fréquences). La figure 9.9 montre les courbes de réponse sans et avec asservissement optimal d'un tel graveur. Le refroidissement des graveurs est impératif. Il se fait à l'hélium (meilleure conductibilité thermique que l'air), par simple conduction.

9.2.8 Burins de gravure

Les burins de gravure sont en acier, ou en saphir, rubis voire en diamant, synthétiques. La figure 9.10 représente un burin pour le graveur en V de Neumann. Les cotes indiquées sont en mm. Le burin est chauffé par un enroulement de quelques spires, fixé par une colle haute température et bonne conductrice de chaleur. Cela facilite la coupe sans arrachage de matière, d'où réduction du bruit de fond. Le courant continu de chauff-

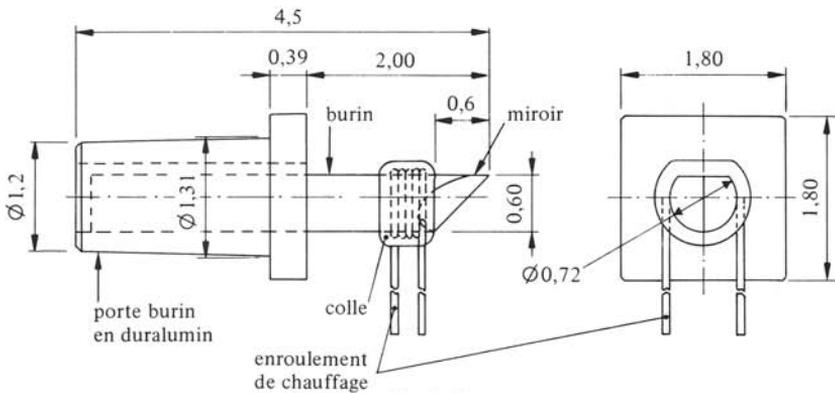


Fig. 9.10

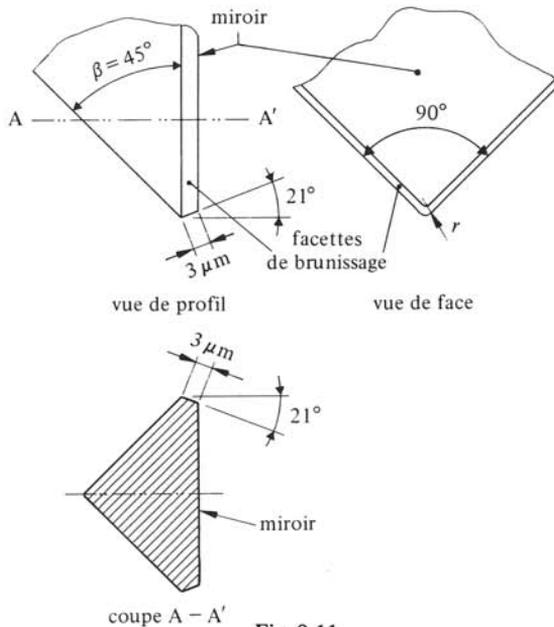


Fig. 9.11

fage est soigneusement ajusté en fonction des conditions de gravure, de manière à obtenir un bruit de fond minimal. Les copeaux sont enlevés à mesure de la coupe par un tube aspirateur débouchant à proximité de la pointe du burin.

La figure 9.11 représente les vues de profil, de face et en coupe de la pointe d'un burin pour graveur stéréophonique. Le rayon r est de 1 ou 3 μm selon le modèle de graveur. Les facettes de brunissage (chanfreins) facilitent une coupe sans arrachage et polissent les parois du sillon, donc contribuent à l'obtention d'un bruit de fond minimal. Le cliché de la figure 9.12 montre un burin au travail : on distingue très bien le sillon fraîchement découpé et le copeau enlevé par aspiration.

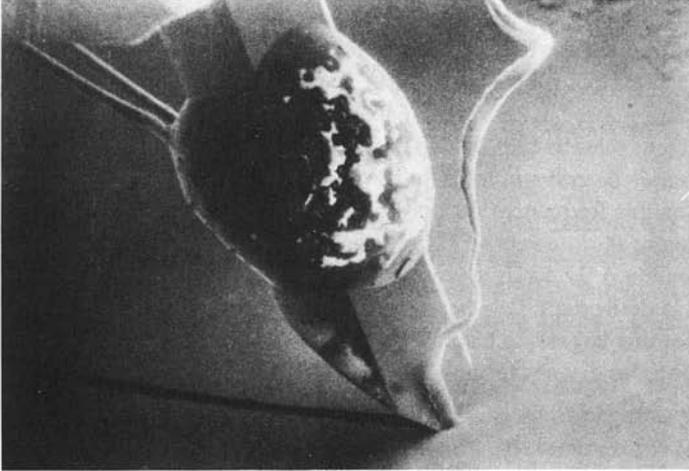


Fig. 9.12

9.2.9 Définitions: inclinaisons verticales et distorsion d'inclinaison

Comme le montre la figure 9.13, son centre de rotation effectif se situant nécessairement au-dessus de la laque, la pointe du burin se meut, en approximant sa rotation par une translation, dans un plan incliné d'un angle α d'*inclinaison verticale de gravure*. En fait, les forces développées sur le burin et son système mécanique sont telles que cet angle se modifie et prend une valeur δ d'*inclinaison de modulation*.

De même à la restitution, le mouvement de la pointe de lecture se fait avec une *inclinaison verticale de lecture* γ comme le montre la figure 9.14. Pour que le mouve-

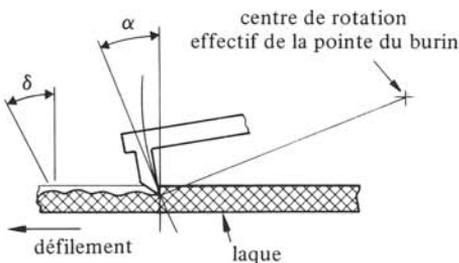


Fig. 9.13

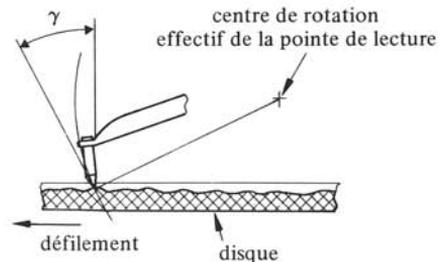


Fig. 9.14

ment de la pointe de lecture soit conforme à celui de la pointe du burin, il s'agit de réaliser des inclinaisons δ et γ égales. On montre qu'une différence d'angle est une cause de non-linéarité, appelée *distorsion d'inclinaison* [83]. En principe, les inclinaisons δ et γ sont fixées à $20^\circ \pm 5^\circ$ (CEI 581-4). Une récente étude de disques et de phonoclecteurs commerciaux a montré que les inclinaisons de modulation δ sont comprises entre 15° et 23° , et celles de lecture γ entre 22° et 35° [81]. La distorsion d'inclinaison est objectivée par des taux de distorsion d'intermodulation à l'aide d'un disque d'essai dont la modulation comprend des couples de sons purs (par exemple 400 et 4000 Hz). Pour une différence de 10° (par exemple $\delta = 15^\circ$, $\gamma = 25^\circ$), le taux d'intermodulation atteint 4,5%.

9.2.10 Etouffement des hautes fréquences

Les facettes de brunissage du burin, par leur action de polissage, ont un comportement en filtre passe-bas: la demi-longueur d'onde $\frac{1}{2}\lambda_g$ minimale gravable est à peu près leur largeur selon le sens de défilement. Il en résulte une limitation par le haut de la largeur de bande de gravure, qui dépend du rayon instantané: on a un étouffement progressif des hautes fréquences du bord au centre de la laque. Actuellement, la limite haute fréquence se situe vers 45 kHz au centre, soit au-delà de la largeur de bande des graveurs, limitée à 22,5 kHz environ (fig. 9.9). La gravure à demi-vitesse de rotation (idem pour le défilement de la bande magnétique mère, source secondaire de la modulation), permet une largeur de bande effective allant jusqu'à 45 kHz. Cette technique a été employée pour les disques tétraphoniques CD 4.

9.2.11 Définitions et propriétés: surcharges de gravure

Le *chevauchement* du sillon, intersection de deux spires adjacentes, est le premier type de surcharge. Du fait du mode de gravure, il peut survenir aux basses fréquences. Pour l'éviter, on réalise l'asservissement du pas de sillonnage en fonction de la modulation. Pour ne pas devoir trop augmenter le pas, donc diminuer la durée de l'enregistrement, les élongations maximales des basses fréquences sont limitées via le contrôle de la vitesse gravée ($\hat{v}_{\max} = \omega \hat{\xi}_{\max}$, en modulation sinusoïdale).

Le *talonnement* ou *surcharge de pente*, est le deuxième type de surcharge: il s'agit de la destruction du sillon par la partie arrière du burin. Il se produit lorsque la vitesse du burin devient importante par rapport à la vitesse de défilement v_d . La figure 9.15 illustre ce phénomène en modulation latérale: v est la vitesse relative du burin par rapport à la laque, somme vectorielle de $-v_d$ et v_1 . Comme on le voit, pour ne pas talonner il faut $\theta < \frac{1}{2}\varphi$, où θ est l'angle entre $-v_d$ et v ($\tan \theta = v_1/v_d$) et φ , l'angle arrière du burin. En gravure stéréophonique, on a le même problème avec la composante verticale de modulation de vitesse v_v , et on trouve la condition $\theta < (90^\circ - \beta)$ où β est l'angle de pointe du burin comme indiqué à la figure 9.11. Le talonnement peut être évité d'une part en étudiant très soigneusement la forme du burin (φ maximal, β minimal), tout en lui conférant la résistance mécanique nécessaire et d'autre part, en limitant les valeurs maximales de la vitesse gravée. Les valeurs actuelles des angles φ et β sont respectivement d'environ 90° et 45° . Avec ces valeurs et en gravure $45^\circ \times 45^\circ$, la vitesse de gravure maximale v_{\max} vaut $(\pi/30\sqrt{2})nr$ où n est la vitesse de rotation en tr/min et r , le rayon

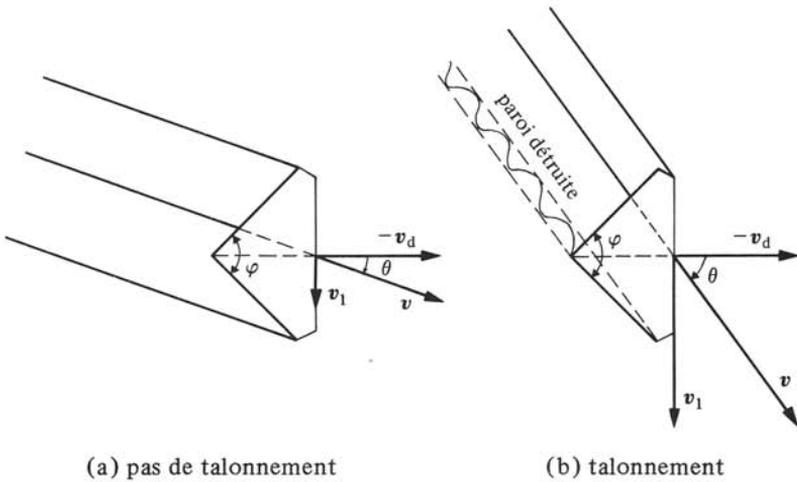


Fig. 9.15

instantané. On remarque que v_{\max} dépend de r et diminue donc du bord au centre du disque. Cela explique la place relativement importante des microsillons de haute qualité : augmenter la surface gravée, donc la durée de l'enregistrement impliquerait une réduction de dynamique (le bruit de fond dépend du grain de la matière) puisque l'on réduit v_{\max} .

La *surcharge de courbure* est le troisième type de surcharge : lorsque la courbure du sillon (ou d'une paroi de sillon) est plus grande que la courbure de la pointe de lecture (supposée sphérique dans l'illustration en modulation verticale à la fig. 9.16), cette dernière peut toucher le sillon en deux points, d'où distorsions non linéaires et dommages au sillon. Le cliché de la figure 9.17 montre un sillon surchargé en courbure et talonné. Pour éviter une telle surcharge, la vitesse de gravure est limitée à une valeur maximale telle que le rayon de courbure du sillon (ou d'une paroi) soit supérieur au rayon de la pointe de lecture. Cette valeur est inversement proportionnelle à la longueur d'onde gravée λ_g , donc selon (9.2) décroît en $1/f$ et en r , du bord au centre du disque.

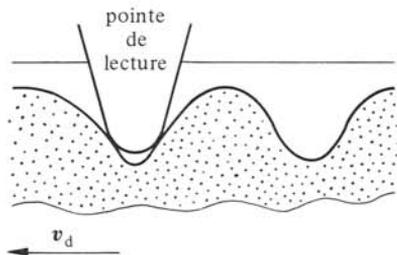


Fig. 9.16

Ces trois types de surcharge définissent en modulation sinusoïdale un gabarit de la vitesse de gravure maximale \hat{v}_{\max} en fonction de la fréquence, et avec en paramètres le rayon instantané r (talonnement et courbure), le pas moyen de sillonnage (chevauchement) et le rayon de la pointe de lecture. La figure 9.18 montre l'allure d'un tel gabarit.

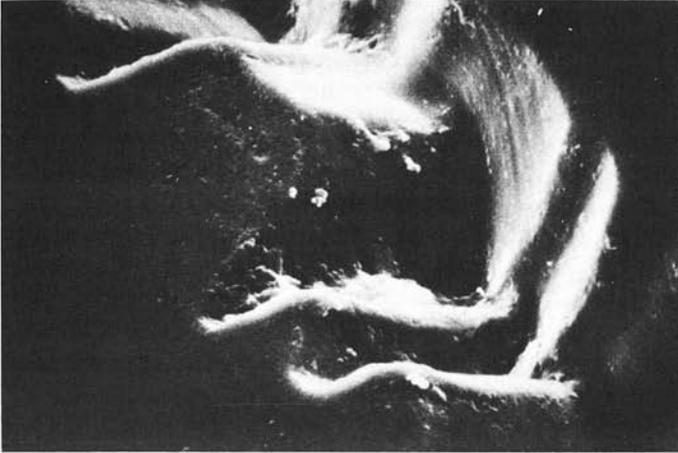


Fig. 9.17

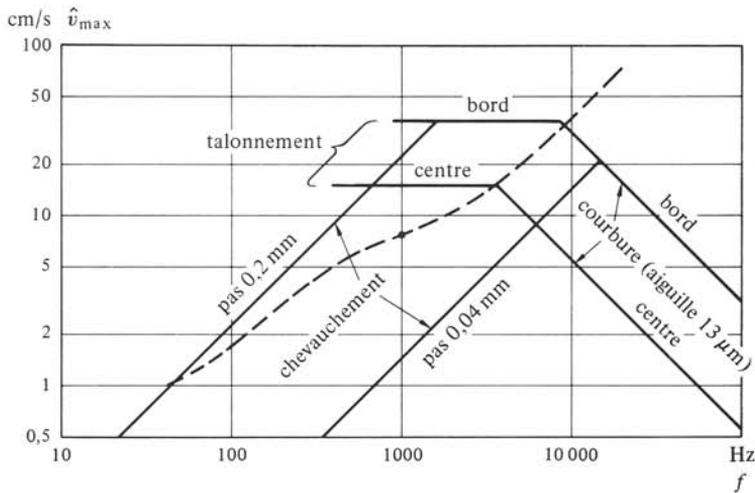


Fig. 9.18

Les droites limites en basses fréquences de pente de +6 dB/oct correspondent à la surcharge de chevauchement pour les pas de sillonnage indiqués. Les horizontales donnent les limites de talonnement au bord et au centre du disque. Enfin, les droites en hautes fréquences de pente -6 dB/oct définissent les limites de la surcharge de gravure au bord et au centre du disque pour une pointe de lecture sphérique de rayon de 13 μm au plus.

En reportant en trait tiré dans le gabarit la réponse en vitesse, après pondération par la caractéristique d'enregistrement, d'une modulation constante, on voit que le chevauchement est évité par un choix approprié du pas. La nécessité d'une dynamique aussi grande que possible a conduit à une vitesse de gravure de référence à 1000 Hz, de 5,5 cm/s en valeur efficace, soit $\hat{v} \cong 7,8$ cm/s. Dans ces conditions, talonnement et surcharge de courbure sont évités en limitant l'amplitude de la modulation, en fonction du rayon instantané : la limitation est plus sévère au centre du disque qu'au bord. Pour ne

pas trop sacrifier les fréquences élevées, la limitation se fait à l'aide d'un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est commandée (entre 5 et 12 kHz) par leur niveau, avec des temps de réaction suffisamment courts pour ne pas donner lieu à des effets audibles.

9.2.12 Optimisation de l'enregistrement

Pour optimiser durée et dynamique, c'est-à-dire utiliser au mieux la surface disponible de la laque, le pas et la profondeur moyenne du sillon sont commandés automatiquement en fonction de la modulation. Selon que celle-ci est forte ou faible, pas et profondeur sont augmentés ou diminués. En fait, la profondeur moyenne est fixée en fonction de la composante de modulation verticale, c'est-à-dire de la différence des modulations gauche et droite, de manière à ce que la largeur minimale instantanée du sillon soit au moins de $25 \mu\text{m}$. Quant au pas, il est fixé en fonction de la composante latérale, c'est-à-dire de la somme des modulations gauche et droite, mais aussi en fonction de la largeur moyenne du sillon, donc de la profondeur moyenne, donc de la différence des modulations gauche et droite. Pour assurer la commande, il faut disposer des modulations en avance d'au moins 0,6 s, soit 1/3 de tour (tête de lecture supplémentaire du magnétophone, ligne à retard analogique ou numérique).

Comme le montre la figure 9.19, pour une largeur de sillon minimale b_{\min} imposée à même élongation ξ , la largeur maximale b_{\max} est plus importante en gravure verticale qu'en latérale. En limitant l'amplitude de la composante verticale d'une modulation stéréophonique, on réalise un gain de place substantiel. Ce procédé est employé pour les fréquences en dessous de 150 Hz. La réduction de l'effet stéréophonique qui en résulte n'est pas perceptible, même pour des auditeurs entraînés. Un avantage secondaire est de faciliter la lecture d'un disque stéréophonique par un phonocapteur monophonique : prévu pour une gravure latérale, un tel phonocapteur supporte mal la composante verticale (pertes de contact, rebonds et dégâts au sillon) d'où l'intérêt d'une réduction de cette dernière.

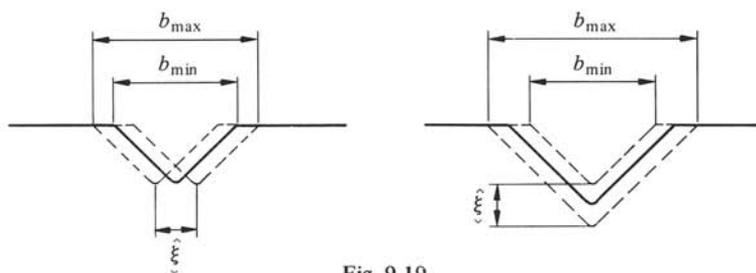


Fig. 9.19

9.2.13 Calibration et contrôle

La calibration d'un système de gravure se fait par des méthodes optiques permettant la mesure des niveaux de modulation d'un enregistrement. La plus ancienne est la méthode de la largeur du faisceau réfléchi, due à Buchmann et Meyer. Elle consiste à observer l'image obtenue par réflexion d'un faisceau de lumière parallèle et rasante sur l'une ou l'autre paroi du sillon, lorsque celle-ci est vue dans la direction incidente de la source lumineuse [46]. Récemment, des méthodes plus simples et plus précises par interférométrie [86], par exemple à faisceau laser [87], ont été mises au point.

Ces méthodes permettent l'étalonnage et le contrôle des graveurs, et aussi des disques tests utilisés pour la mesure des réponses des phonocapteurs.

9.2.14 Fabrication des disques : description et définitions

Après inspection très sévère, l'original est nettoyé, sensibilisé puis argenté par réduction d'une solution de nitrate d'argent, sa surface devenant ainsi conductrice. Le dépôt d'argent est d'environ $0,1 \mu\text{m}$.

Par galvanoplastie on forme ensuite une couche de nickel massif qui, séparée de la laque, en constitue une réplique en relief : le *père*. L'électrolyse se fait en deux phases, faible puis forte densité de courant, dans un bain de sulfate de nickel avec une anode en nickel massif. La durée de l'opération est de l'ordre de trois heures.

Après traitement convenable (passivation de la surface), on dresse à nouveau par galvanoplastie, une réplique en creux du père, la *mère*. Son écoute, possible jusqu'à vingt fois sans détérioration, est de très haute qualité.

Si la mère est exempte de défaut on dresse, toujours par galvanoplastie, plusieurs *films* (en relief) qui constituent autant de *matrices* de pressage. A noter que le père est utilisable comme matrice. L'écoute des matrices, en vue du contrôle de leur qualité, est possible grâce à une aiguille-cavalier comme le montre le cliché de la figure 9.20.

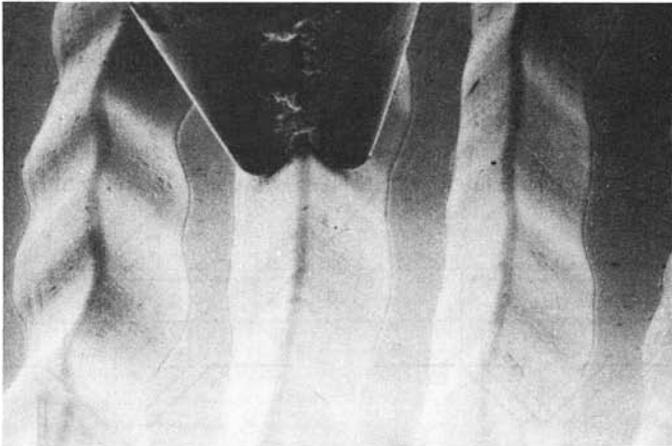


Fig. 9.20

Les disques sont moulés dans des presses automatiques à 150°C sous 15 mégapascals. La durée de pressage est d'environ 30 s. Un refroidissement rapide par circulation d'eau facilite le démoulage (le disque n'adhère pas aux matrices). La matière de base est du plastique vinylique (mélange de polychlorure de vinyle PVC et de polyacétate de vinyle PVA), poudre blanche à laquelle sont ajoutés des stabilisateurs (contrôle de la stabilité thermique, de la lubrification et de la compatibilité des composants), un colorant (noir de fumée), des liants pour adapter les propriétés viscoélastiques et certains additifs (lubrifiants, plastifiants, catalyseurs, agents antistatiques, etc.). Les presses sont chargées manuellement par une boule chaude de pâte vinylique. Les étiquettes sont placées lors de cette opération. Une seule personne contrôle plusieurs presses.

9.2.15 Définitions: pré- et post-échos

Les *pré-échos* et *post-échos* sont des effets de diaphonie sur une spire du sillon, de celles suivante et précédente: on entend leurs modulations. Ces effets, surtout le pré-écho, sont particulièrement gênants. De nombreux phénomènes sont à leur origine, aussi bien à la gravure, à la galvanoplastie qu'au moulage [85]. Une cause première est l'instabilité de l'original (en fonction de l'environnement et du temps). Certaines dispositions visant à réduire ces effets sont connues et appliquées. Les plus générales sont un pas de sillonnage assez grand, la conservation de l'original dans des conditions appropriées, et son traitement dans les plus courts délais.

9.2.16 Qualité du disque

Outre l'absence de surcharge de gravure et d'échos, la qualité d'un disque moulé est surtout déterminée par son bruit de fond, dû principalement à la gravure elle-même, puis au grain de vinyle, et à la plus ou moins bonne exécution du moulage. Face à la concurrence des autres supports d'enregistrement, de grandes améliorations ont été réalisées ces dernières années, aussi bien pour les originaux qu'au moulage grâce en particulier à des exigences plus strictes quant à la finesse et la pureté des composants de base, impliquant un coût consenti plus élevé.

Le spectre 1 en tiers d'octave, de la figure 9.21, est celui du bruit de fond d'un disque neuf actuel de très bonne qualité (compilation de données de fabricants pour leurs bons produits).

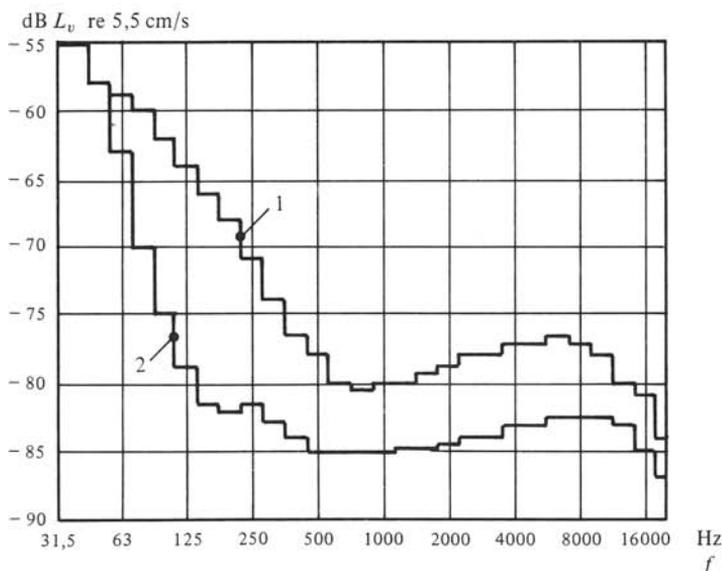


Fig. 9.21

La séparation des voies gauche et droite, très délicate à mesurer, est de l'ordre de 35 à 40 dB. Elle dépend de celle du graveur, du bon positionnement du burin (conditions de géométrie) et des soins en fabrication.

9.2.17 Gravure sur métal

Cette technique d'application récente consiste à graver non pas une laque d'acétate, mais une feuille de cuivre. La gravure doit se faire avec un burin spécialement profilé en diamant. Pour faciliter la coupe il est soumis via le graveur, à une oscillation à 80 kHz de très faible amplitude, d'où un sillon propre aux parois bien polies (la modulation à 80 kHz est apparente). Le cuivre étant conducteur, il n'est plus nécessaire de procéder à l'argenture de l'original pour la fabrication du père.

Par rapport à la laque, la gravure sur métal permet des réductions appréciables du bruit de fond, comme le montre le spectre 2 de la figure 9.21, et des pré- et post-échos (la stabilité de l'original en cuivre est beaucoup plus grande). On bénéficie également d'une durée d'enregistrement augmentée de 15% environ (réduction de la distance morte entre spires, d'où réduction du pas).

9.2.18 Enregistrement à dynamique comprimée

Un procédé de compression-expansion de dynamique (§ 9.3.25) peut être mis en œuvre pour les disques moulés, de manière à obtenir en restitution la dynamique originale de la modulation. La figure 9.22 en donne le principe général: un compresseur de dynamique (rapport 2 à 1: la dynamique originale de 100 dB est réduite à 50 dB) est placé dans le système d'enregistrement et l'expanseur homologue, dans celui de lecture. Des disques à dynamique comprimée sont disponibles sur le marché, mais leur diffusion est freinée par le coût supplémentaire de l'expanseur.

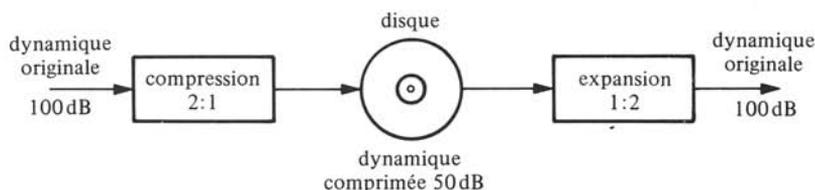


Fig. 9.22

9.2.19 Définition: gravure directe

La *gravure directe* est un disque moulé obtenu à partir d'une matrice issue d'un original gravé pendant l'exécution de l'œuvre. L'idée est de réduire distorsions et bruit de fond en supprimant les contributions d'un support d'enregistrement intermédiaire (bande magnétique).

Graver en direct exige une très grande habileté et d'excellentes connaissances musicales: le problème est d'optimiser l'enregistrement (durée, dynamique) tout en évitant toute surcharge de gravure. Une très grande perfection de l'exécution musicale est impérative, vu l'impossibilité de rejouer un trait ou un passage. Ces exigences et les progrès récents de l'enregistrement magnétique, en particulier numérique, rendent obsolète la gravure directe.

9.2.20 Lecture du disque: principe et définitions

Le disque est entraîné à la vitesse de rotation requise sur le *plateau* d'une *platine tourne-disque*. La *pointe* de l'*aiguille* ou *stylet* d'une *tête de lecture* ou *phonocapteur*

porté par un *bras*, suit le sillon, et entraîne un *équipage mobile* dans son mouvement. Un signal électrique est obtenu par un couplage électromécanique approprié. En lecture stéréophonique, on forme des signaux gauche et droit proportionnels aux mouvements des parois correspondantes du sillon.

Comme pour les microphones, il y a lieu de distinguer entre conversions en vitesse et en élongation (§ 8.2.4). L'enregistrement se faisant dans le mode à vitesse constante (§ 9.2.3), si la conversion est en élongation, le phonocapteur doit nécessairement être suivi de circuits électriques appropriés (en principe, des dérivateurs) de manière à obtenir des tensions de sortie proportionnelles aux vitesses gravées.

9.2.21 Caractéristique de lecture et circuits correcteurs

La modulation délivrée par un phonocapteur doit être pondérée par la caractéristique de lecture H_1 , inverse de celle d'enregistrement (§ 9.2.5), de la figure 9.23. On a également représenté en trait tiré une caractéristique modifiée dans les basses fréquences, prévue pour réduire les modulations parasites dues au voilement ou à des déformations du disque lu et aux vibrations transmises par le plateau de la platine (modification n° 4 de la publication CEI 98). Intervient alors dans $|H_1|^2$, un terme supplémentaire $\{1 + (\omega\tau_4)^{-2}\}^{-1}$, où $\tau_4 = 7950 \mu\text{s}$, correspondant à un filtrage passe-haut d'une fréquence de coupure de 20 Hz (valeur peu critique).

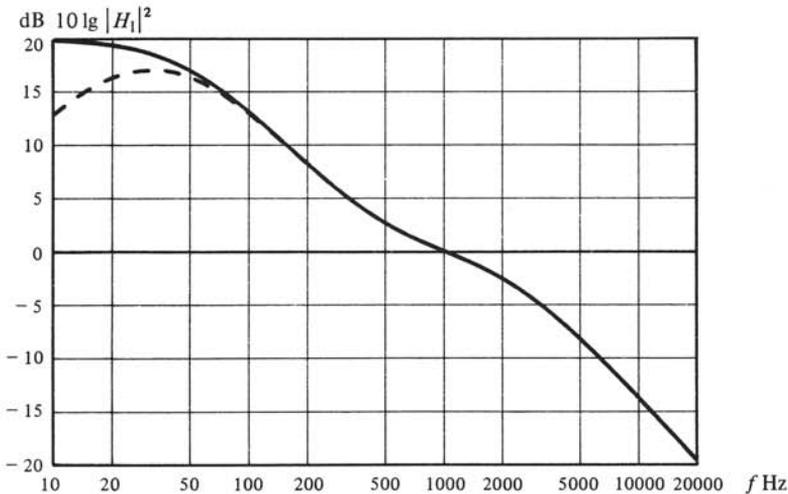


Fig. 9.23

Les circuits correcteurs associent actuellement des amplificateurs opérationnels à faible bruit et des réseaux RC , certains en rétroaction. Une théorie détaillée de ces circuits est donnée dans [88] et a été reprise dans [83]. A titre d'exemple, un excellent circuit, simple à dimensionner et implanter, est représenté à la figure 9.24, selon [89]. La résistance R_e placée à l'entrée doit être fixée en fonction de l'adaptation au phonocapteur. Avec des composants à $\pm 1\%$, C_3 excepté (condensateur au tantale, $\pm 10\%$), les performances sont pleinement satisfaisantes. La résistance d'entrée de l'étage préamplificateur suivant (en parallèle avec C_2) ne doit cependant pas être trop basse.

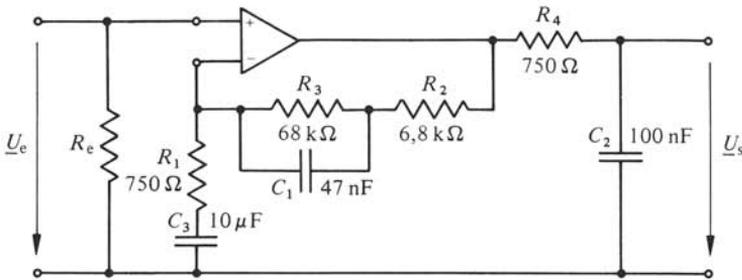


Fig. 9.24

9.2.22 Phonocapteurs

La grande majorité des phonocapteurs modernes se classent en :

- électromagnétiques (sect. 6.4), couramment appelés magnétiques, à réluctance variable (armature mobile) ou magnétodynamiques (aimant mobile);
- électrodynamiques à bobine mobile (sect. 6.2);
- piézoélectriques à céramiques ferroélectriques (sect. 6.6);

La figure 9.25 représente la constitution de principe d'un phonocapteur à réluctance variable. Le stylet est pincé dans une cale élastique et porte à sa base une armature mobile, dans ce cas en forme de croix. Le circuit magnétique comprend : un aimant; quatre pièces polaires, face aux sommets de la croix et portant des enroulements; l'armature mobile; une armature fixe extérieure, faisant également office de blindage. Un schéma magnétique équivalent simplifié du circuit (seules interviennent les réluctances des différents entrefers) est représenté à la figure 9.26 (sect. IX.1.3): Θ_a est le potentiel magnétique de l'aimant; R_{mgo} est la réluctance de l'entrefer entre armatures extérieure et mobile, admise constante; R_{mg1} à R_{mg4} sont les réluctances des entrefers entre armature mobile et pièces polaires, dont les valeurs dépendent de la position de l'armature mobile; les flux Φ_{g1} , Φ_{g2} , Φ_{d1} et Φ_{d2} sont définis dans les pièces polaires, donc à travers les enroulements. La disposition est prévue de manière à obtenir des tensions induites selon les composantes du mouvement du stylet correspondant aux modulations

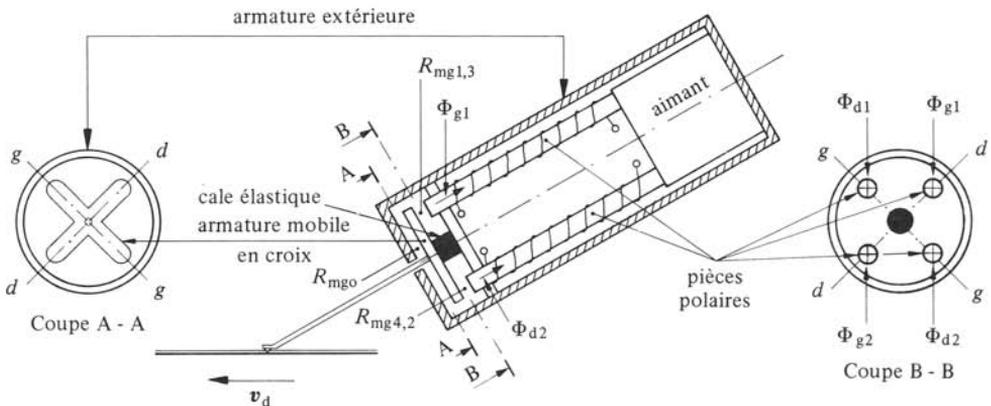


Fig. 9.25

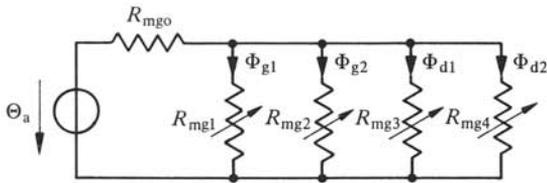


Fig. 9.26

gauche et droite. A la modulation gauche par exemple, correspond un mouvement oscillatoire de l'armature idéalement autour de l'axe $g-g$: les réluctances R_{mg1} et R_{mg2} varient donc en sens inverse alors que R_{mg3} et R_{mg4} restent constantes ou varient peu, mais dans le même sens si la rotation ne se fait pas exactement autour de $g-g$. Les flux Φ_{g1} et Φ_{g2} varient donc aussi en sens inverse et les enroulements correspondants voient des tensions induites égales mais opposées et sont donc à relier en série-opposition. Par contre, Φ_{d1} et Φ_{d2} varient dans le même sens et, les enroulements correspondants étant aussi en série-opposition, la tension de sortie résultante est pratiquement annulée. La réalisation effective d'une telle géométrie est très difficile et la séparation des modulations est de l'ordre de 20 à 35 dB. Selon les modèles, l'armature, en fer doux ou ferrite, affecte différentes formes (disques par exemple), la configuration du circuit magnétique y étant adaptée.

Dans un phonocapteur magnétodynamique, l'équipage mobile comporte un aimant au lieu d'une armature, mais la configuration générale reste la même. Le cliché de la figure 9.27 montre un tel équipage où l'on a recherché une masse minimale. L'aimant cylindrique à quatre pôles au samarium-cobalt est de très petites dimensions.

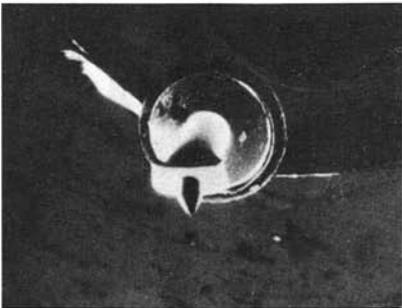
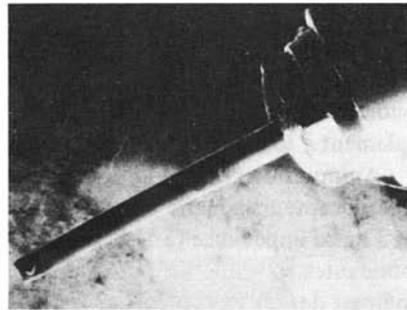
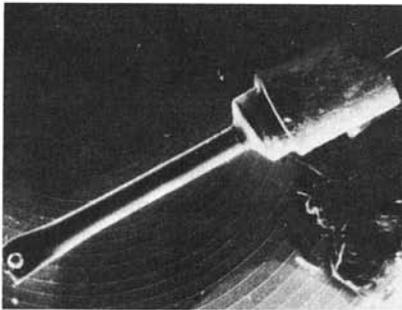


Fig. 9.27

Fig. 9.28

Un phonocapteur à bobine mobile associe un circuit magnétique (aimant et pièces polaires) et un équipage mobile à deux bobines en croix, dans une géométrie similaire à celle des phonocapteurs électromagnétiques. Le cliché de la figure 9.28 montre un tel équipage. Là aussi, on a recherché une masse minimale et les bobines comportent généralement peu de spires (une vingtaine).

La figure 9.29 représente la construction de principe d'un phonocapteur piézo-électrique: le mouvement du stylet est transmis à deux poutres de céramique ferroélectrique (éléments sandwichs, § 6.6.16) dont dispositions, mode de travail et polarisation sont tels que les tensions de sortie soient proportionnelles aux élongations des parois gauche et droite du sillon.

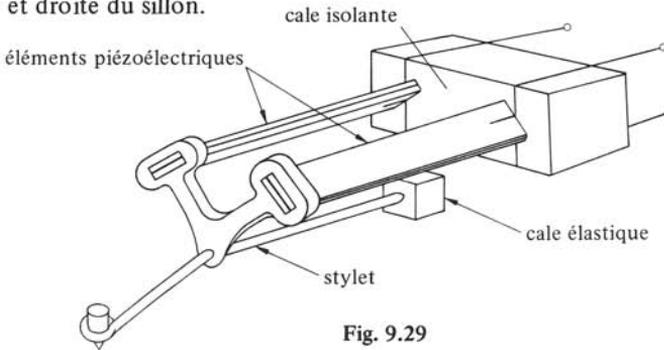


Fig. 9.29

9.2.23 Adaptation phonocapteur-équipement

Comme les microphones (§§ 8.1.12 et 13), un phonocapteur peut toujours être représenté par une source de tension \underline{E} d'impédance interne Z_g auxquels sont associés des éléments représentant la charge, à savoir la capacité du câble de liaison C_c , la résistance R_{en} et la capacité C_e d'entrée de l'équipement (préamplificateur) (fig. 9.30). La CEI recommande des valeurs nominales, par exemple pour les impédances de charge des phonocapteurs et d'entrée des équipements, par contre les impédances internes sont simplement à spécifier (CEI 268-15).

Au point de vue de l'impédance nominale de charge, on distingue actuellement les phonocapteurs à haute impédance (470 k Ω), essentiellement les piézoélectriques, ceux à basse impédance (50 k Ω) et très basse impédance (100 Ω). Les sensibilités correspondantes, exprimées en mV/cm \cdot s $^{-1}$, sont de l'ordre de respectivement 50,1 et 0,04. La plupart des phonocapteurs électromagnétiques sont à basse impédance et celle des électrodynamiques à très basse impédance. Les phonocapteurs à très basse impédance ont corollairement une faible sensibilité et demandent des préamplificateurs particulièrement soignés au point de vue du bruit de fond (un translateur élévateur d'impédance est aussi utilisé).

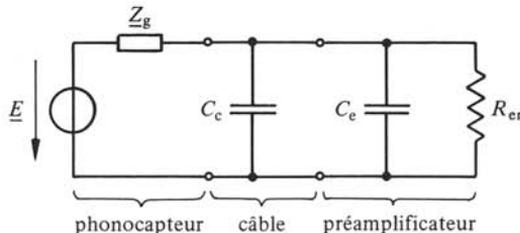


Fig. 9.30

9.2.24 Pointes et stylets de lecture

On distingue entre pointes de lecture à contacts ponctuel et linéaire (fig. 9.31). Pour les premières, les surfaces de contact avec le sillon, sont en principe des points: c'est le cas des pointes sphériques et elliptiques, dont les sections droites sont respectivement des cercles et des ellipses. La surface de contact effective d'une pointe sphérique de rayon $13\ \mu\text{m}$ est estimée à $25\ \mu\text{m}^2$ et celle d'une elliptique de rayons 18 et $7,5\ \mu\text{m}$, à $20\ \mu\text{m}^2$.

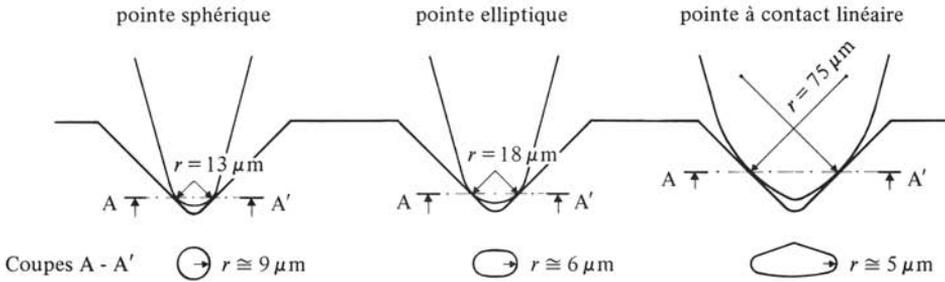


Fig. 9.31

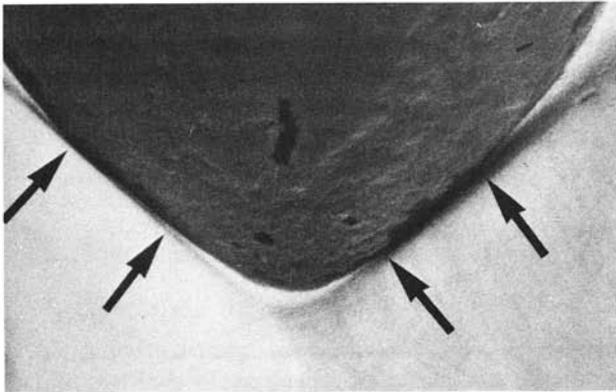


Fig. 9.32

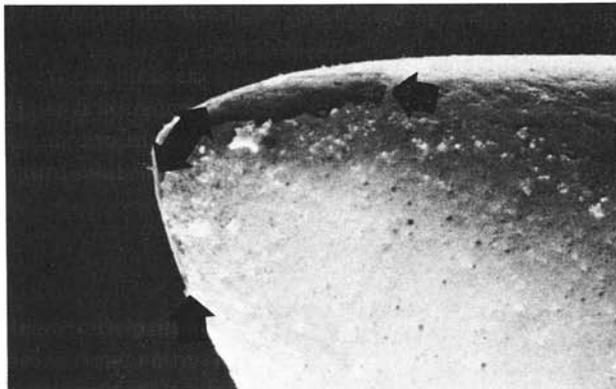


Fig. 9.33

Les points à contact linéaire ont été développées en vue d'une part d'augmenter les surfaces de contact avec le sillon (d'où diminution des pressions exercées) et d'autre part, de réduire leur largeur dans le sens du défilement. A la limite, le contact se fait selon un arc. La surface de contact effective est typiquement de $50 \mu\text{m}^2$. Il en existe différentes réalisations, une des premières étant celle de la firme Shibata, conçue à l'origine pour l'enregistrement tétraphonique CD-4. Le cliché de la figure 9.32 montre une pointe stéréohédon à contact linéaire de la firme Pickering, dans un sillon. Les surfaces de contact peuvent être mesurées au moyen d'un microscope électronique à balayage, et à cet effet la pointe en diamant a été préalablement dorée. Après lecture d'un disque, les surfaces de contact sont visibles car la pellicule d'or a été enlevée, comme le montre le cliché de la figure 9.33 [90].

Les pointes de lecture sont en diamant, quelquefois en saphir pour les phonocapteurs céramiques de bas prix.

Le stylet doit pouvoir pivoter autour d'un point d'articulation, dans n'importe quelle direction. Il est le plus souvent fiché dans une cale d'un matériau élastique (caoutchouc, élastomères) jouant le rôle de suspension et d'amortisseur (cas des stylets des figures 9.25, 9.27, 9.28 et 9.29). La figure 9.34 montre une autre réalisation où le point d'articulation est situé entre les extrémités.

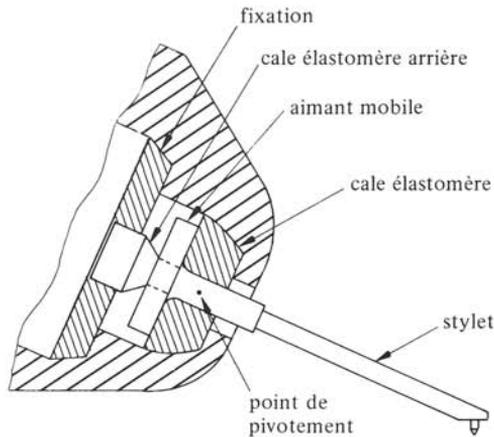


Fig. 9.34

Un des problèmes survenant dans la conception des stylets est l'existence de modes propres, par exemple en torsion et en flexion comme l'illustre la figure 9.35. Aux fréquences propres correspondantes se produit un pic dans la réponse. Afin de rejeter ces fréquences au-delà du domaine audio, conception et matériau des stylets sont choisis de

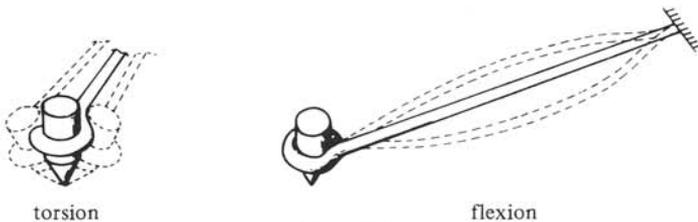


Fig. 9.35

manière à obtenir une très grande rigidité et une très faible masse. En première approximation, le stylet est modélisé en barreau sur appuis aux deux extrémités (§§ 4.5.6 et 8), [84]. Actuellement, les stylets sont le plus souvent de fins tubes, cylindriques ou très légèrement coniques, en alliages spéciaux d'aluminium, en bore, béryllium, voire en diamant (stylet et pointe de lecture d'une pièce), etc.

9.2.25 Définitions: non-linéarités de lecture

Burin de gravure conçu pour découper le sillon, et pointe de lecture conçue pour le suivre au mieux avec un minimum d'usure, ont évidemment des formes différentes. Il en résulte des non-linéarités en lecture.

Les points de contact au sillon du burin et de la pointe sont nécessairement différents et celui de la pointe varie en fonction de la modulation, comme l'illustre la figure 9.36 pour une pointe sphérique (dessin très schématisé puisque en réalité une pointe ne touche jamais le fond du sillon). On voit que le mouvement du centre de la pointe de lecture, en trait tiré dans la figure, significatif pour la restitution, ne reproduit pas exactement celui du burin à la gravure [82]. Cette non-linéarité d'origine géométrique est l'*erreur de trace* ou *distorsion de contact*. Elle dépend de la forme de la pointe de lecture.

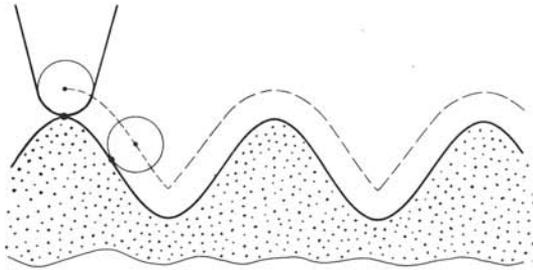


Fig. 9.36

A la gravure, le burin découpe un sillon dont la largeur, mesurée perpendiculairement, varie en fonction de la vitesse de gravure latérale v_1 : elle est maximale pour v_1 nulle et diminue lorsque v_1 croît. Par conséquent l'angle entre les parois du sillon, défini perpendiculairement à celles-ci et au plan du disque, diminue aussi lorsque la vitesse de gravure latérale augmente (il vaut 90° à v_1 nulle). En restitution, la pointe de lecture subit un mouvement vertical de pincement puisque sa pénétration dans le sillon dépend de l'angle d'ouverture: c'est l'*effet de pince*. La figure 9.37 illustre en modulation latérale sinusoïdale pour différentes pointes de lecture, dont on voit qu'elles s'enfoncent plus ou moins dans le sillon en fonction de sa largeur instantanée. Comme la pointe s'enfonce et remonte du sillon deux fois par période, il apparaît un harmonique deux en modulation verticale.

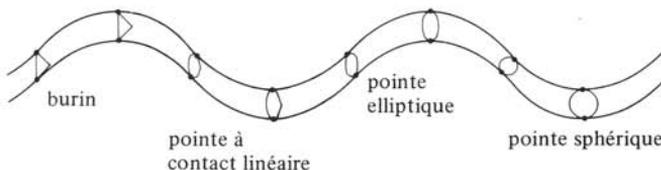


Fig. 9.37

Pour réduire au mieux les effets de ces non-linéarités, on cherche à rapprocher la forme des pointes de lecture de celle du burin, d'où l'intérêt des elliptiques et à contact linéaire. Il est aussi possible de compenser ces non-linéarités à l'enregistrement, par un dispositif électronique non linéaire présentant les caractéristiques inverses, de manière à ce que en restitution, on retrouve la modulation originale [83]. Cette technique a surtout été utilisée pour compenser l'erreur de trace de pointes sphériques, ainsi que la distorsion d'inclinaison (§ 9.2.9). Une difficulté pratique actuelle est l'existence de pointes de lecture de différentes formes, présentant par conséquent des non-linéarités différentes.

9.2.26 Etouffement des aigus en lecture

Une pointe de lecture ne peut plus suivre correctement la modulation dès que la largeur selon le sens de défilement de sa surface de contact au sillon devient de l'ordre de la longueur d'onde gravée λ_g . On a un effet de filtrage passe-bas, progressif du bord au centre du disque, comme celui en gravure (§ 9.2.10). Là aussi les pointes elliptiques et surtout à contact linéaire, présentant une très faible largeur de contact, sont intéressantes. L'étude théorique de cet étouffement est très difficile, car il faut prendre en compte la déformation du sillon sous l'effet des forces développées, pour laquelle on ne dispose pas de modèle adéquat [91]. On montre que la réponse en vitesse du stylet présente un premier minimum (creux très prononcé) à la fréquence pour laquelle la largeur de la surface de contact est d'environ $\frac{3}{4} \lambda_g$ [84]. Pour les pointes elliptiques et à contact linéaire, les largeurs des surfaces de contact sont assez faibles pour rejeter le premier creux au-delà du domaine audio, même au centre du disque ($f \cong 30$ kHz). Toutefois, l'étouffement progressif des aigus est perceptible. Anciennement, on procédait à une compensation de diamètre, technique consistant à augmenter progressivement le niveau d'enregistrement des aigus du bord au centre pour compenser leur étouffement en lecture. Cette technique est actuellement abandonnée, étant donné les risques de surcharge de gravure.

9.2.27 Modèle

On sait que le stylet pivote autour d'un point d'articulation. Ce mouvement implique l'application de forces à la pointe de lecture. Pour les calculer, ainsi que les vitesses communiquées, et plus généralement déterminer les performances d'un phonocapteur, il faut disposer d'un modèle représentant les effets des masses de l'équipage mobile, des forces de rappel et d'amortissement de la fixation du stylet, etc. Comme les elongations de la pointe de lecture sont très faibles (de l'ordre de $100 \mu\text{m}$), on décompose son mouvement en deux translations indépendantes dans des plans perpendiculaires mais par ailleurs quelconques, par exemple horizontal et vertical. Ainsi on se ramène, dans l'un ou l'autre plan, à un système mécanique équivalent à un mouvement rectiligne vibrant et linéaire (§ 5.2.2).

9.2.28 Définitions: paramètres mécaniques d'un phonocapteur et de son bras

Les composants de ce système sont la masse m_s , la *compliance* C_{ms} et la *résistance mécanique* R_{ms} de l'équipage mobile rapportées à l'extrémité de la pointe de lecture. Leurs valeurs, surtout de C_{ms} , dépendent du plan dans lequel se fait le mouvement.

Soit \underline{F}_p la force appliquée et \underline{v}_p , la vitesse communiquée dans un plan donné. On a

$$\underline{F}_p = \left(j\omega m_s + R_{ms} + \frac{1}{j\omega C_{ms}} \right) \underline{v}_p = \underline{Z}_{ms} \underline{v}_p \quad \text{N} \quad (9.4)$$

où \underline{Z}_{ms} est l'impédance mécanique de l'équipage mobile rapportée à l'extrémité de la pointe de lecture.

On admet un même modèle pour le mouvement de l'ensemble bras de lecture-phonocapteur et l'on définit la masse m_b , la résistance R_{mb} et l'impédance \underline{Z}_{mb} de l'ensemble bras-phonocapteur rapportées à l'extrémité de la pointe de lecture. Comme il n'y a pas de force de rappel, il ne se justifie pas d'introduire une compliance correspondante. La force \underline{F}_b à appliquer à la pointe de lecture pour déplacer l'ensemble bras-phonocapteur à la vitesse \underline{v}_b dans un plan, horizontal ou vertical, vaut

$$\underline{F}_b = \underline{Z}_{mb} \cdot \underline{v}_b \quad \text{N} \quad (9.5)$$

9.2.29 Maintien du contact pointe de lecture-sillon par une force d'appui

Le maintien du contact entre pointe de lecture et parois du sillon, condition sine qua non d'une restitution correcte, exige que des forces convenables soient appliquées à la pointe. Or les parois du sillon ne peuvent exercer que des forces dirigées vers l'extérieur. C'est pourquoi une force d'appui vertical est nécessaire. Elle est le plus souvent obtenue par gravité grâce à un contrepoids sur le bras de lecture.

Le diagramme des forces de la figure 9.38 explicite le rôle de la force d'appui. Pour simplifier, on admet un sillon parfaitement rigide et sans frottement aux points de contact. On ne tient pas compte non plus du mouvement du bord au centre du disque, exigeant lui aussi l'application d'une force convenable par le sillon. Dans le diagramme, apparaissent les composantes F_{ag} et F_{ad} de la force d'appui vertical F_a s'exerçant normalement sur les parois gauche et droite du sillon ($F_{ag} = F_{ad} = F_a / \sqrt{2}$). La force F_{rg} est la réaction de la pointe pour suivre le mouvement de la paroi gauche (on la détermine connaissant l'impédance \underline{Z}_{ms} vue par la paroi gauche et la vitesse de cette paroi). Dans le diagramme, on a supposé qu'à l'instant considéré, F_{rg} était dirigée vers l'extérieur de la paroi. Le maintien du contact à la paroi gauche est assuré si $|F_{ag}| > |F_{rg}|$. La force appliquée F_{pg} par la paroi gauche vaut alors $-F_{ag} - F_{rg}$ et est bien dirigée vers l'extérieur. Inversement on a admis à l'instant considéré une force F_{rd} de réaction de la pointe pour

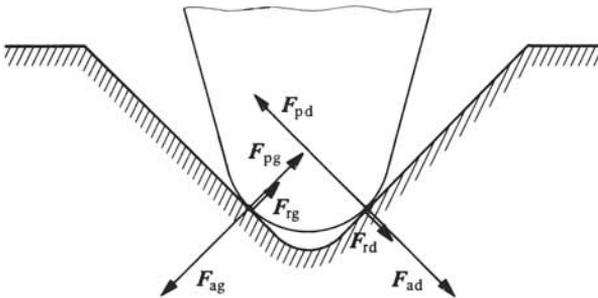


Fig. 9.38

suivre la paroi droite, dirigée vers la paroi. La force F_{pd} appliquée par cette dernière est aussi $-(F_{ad} + F_{rd})$ et est bien dirigée vers l'extérieur.

La force d'appui minimale nécessaire au maintien du contact dépend donc de l'impédance Z_{ms} du phonocapteur, mais aussi des vitesses gravées maximales. On conçoit que l'on ne puisse non plus lui donner une valeur trop grande, étant donné les pressions exercées sur les parois (usure, déformation). Par ailleurs la force d'appui vertical donne lieu à un déplacement statique du stylet selon la compliance C_{ms} dans le plan vertical, gênant s'il est trop important. L'usage a consacré la spécification de la force d'appui en gramme-force g^* (cela revient à spécifier une masse équivalente placée à l'extrémité de la pointe de lecture et soumise à la gravité terrestre). Son ordre de grandeur pour les phonocapteurs modernes va de 0,5 à 2,5 g^* (soit de 5 à 25 mN). Pour une force d'appui de 1 g^* et une pointe de lecture elliptique dont les surfaces de contact sont de l'ordre de $20 \mu m^2$, la pression exercée sur chaque paroi du sillon est d'environ 3500 bars en valeur statique et de 7000 bars en valeur maximale. Une pointe à contact linéaire permet de réduire la pression d'un facteur deux au moins.

9.2.30 Valeurs limites des paramètres d'un phonocapteur et de son bras

Le dimensionnement d'un phonocapteur est entrepris en écrivant que le maintien du contact est assuré pour une valeur prescrite de la force d'appui F_a . On exprime à nouveau que la résultante des forces appliquées à la pointe de lecture est constamment dirigée vers le disque mais pour simplifier, le calcul est effectué séparément pour les trois conditions suivantes conduisant à trois inégalités:

- la pointe de lecture doit pouvoir suivre les élongations ξ_s du sillon, soit

$$\xi_s / C_{ms} \leq \frac{1}{3} F_a \quad \text{N} \quad (9.6)$$

- l'équipage mobile doit être correctement accéléré par le sillon, soit

$$m_s \dot{v}_s \leq \frac{1}{3} F_a \quad \text{N} \quad (9.7)$$

où \dot{v}_s est l'accélération de la pointe de lecture;

- le bras doit suivre très exactement la spirale du sillon et en aucun cas, ne peut décoller du disque sur des irrégularités (bosses, voilage), soit

$$m_b \dot{v}_b \leq \frac{1}{3} F_a \quad \text{N} \quad (9.8)$$

où \dot{v}_b est l'accélération du bras définie à l'extrémité de la pointe de lecture.

Le facteur $\frac{1}{3}$ des seconds membres provient de ce que la situation la plus défavorable est celle où interviennent simultanément les valeurs maximales de l'élongation ξ_s et des accélérations \dot{v}_s et \dot{v}_b : il convient alors de consacrer à chaque condition un tiers de la force d'appui. On remarque qu'en première approximation, on n'a pas tenu compte des amortissements (R_{ms} et R_{mb}), ce qui implique qu'on leur confère des valeurs minimales.

Connaissant les valeurs maximales de ξ_s , \dot{v}_s et \dot{v}_b pour les avoir mesurées sur des disques courants, on détermine les valeurs limites de m_s et C_{ms} de l'équipage mobile et de m_b de l'ensemble bras-phonocapteur pour une force d'appui donnée [84]. On trouve

ainsi que pour une force d'appui de 1 g^* ($\cong 10\text{ mN}$), il faut réaliser

- $m_s \leq 0,35\text{ mg}$
- $C_{ms} \geq 16\text{ mm/N}$
- $m_b \leq 13\text{ g}$

9.2.31 Définitions : distorsion dynamique et impédance mécanique du sillon

Sous l'effet des hautes pressions appliquées en lecture, le disque ne peut plus être considéré infiniment rigide : les parois du sillon se déforment. Les effets de ces déformations sont appelés *distorsion dynamique*. Son étude est très difficile et délicate car l'on ne dispose pas d'un modèle vraiment adéquat pour prédire les déformations du sillon. La loi de Hertz donnant la déformation statique au contact de deux corps élastiques a été appliquée en assimilant la pointe de lecture à une sphère rigide et la paroi, à une surface cylindrique élastique [84, 92]. En fait, ce modèle n'est guère approprié, car le contact pointe de lecture-sillon est dynamique et implique des forces de frottement, une déformation du vinyle dans son domaine plastique et des géométries du sillon autres que cylindriques aux faibles λ_g [93, 94, 95].

En première approximation, on rend compte d'une déformation élastique par une *impédance mécanique du sillon* Z_g , impédance interne de la source de vitesse gravée \underline{v}_g . On admet que Z_g est constituée d'une *compliance mécanique du sillon* C_{mg} et d'une *résistance mécanique du sillon* R_{mg} : C_{mg} représente la déformation élastique et R_{mg} , les pertes internes du matériau (§ 4.5.13) et par frottement. Leurs valeurs dépendent de la force d'appui vertical, de la vitesse de défilement, de la forme de l'aiguille de lecture, de la fréquence et du matériau du disque (module d'élasticité E , coefficient de Poisson μ , facteur de pertes η).

9.2.32 Schéma d'une voie d'un phonocapteur

Dans l'hypothèse d'une géométrie idéale et d'une force d'appui vertical correcte, les lectures des modulations gravées gauche et droite sont indépendantes et l'on dresse un schéma pour l'une ou l'autre voie du phonocapteur.

Pour l'obtenir, il est commode de passer par la représentation symbolique des systèmes mécaniques correspondant au phonocapteur et au bras de lecture (§ 5.2.17), telle qu'elle est donnée dans la figure 9.39. La modulation gravée est représentée par une source de vitesse \underline{v}_g . Les vitesses communiquées à la pointe de lecture et au bras sont respectivement \underline{v}_s et \underline{v}_b . Les composants mécaniques sont C_{mg} et R_{mg} , représentant la déformation de la paroi considérée du sillon, et ceux ramenés à l'extrémité de la pointe de lecture de l'équipage mobile (m_s, C_{ms} et R_{ms}) et de l'ensemble bras-phonocapteur (m_b, R_{mb}).

La figure 9.40 donne le schéma d'une voie d'un phonocapteur électromagnétique ou électrodynamique. Le couplage mécanoélectrique y est représenté par un biporte T de facteur n égal à (Ψ_0/d_0) pour l'électromagnétique et (Bl) pour l'électrodynamique (§§ 6.4.4 et 6.2.5). Les éléments L_e et R_e représentent l'inductance et la résistance de pertes des bobines fixes ou mobiles. Le câble de liaison est représenté par une capacité C_c et le préamplificateur, par sa capacité d'entrée C_e et sa résistance d'entrée R_{en} (cf. fig. 9.30).

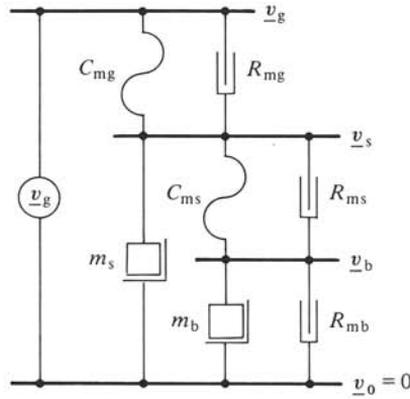


Fig. 9.39

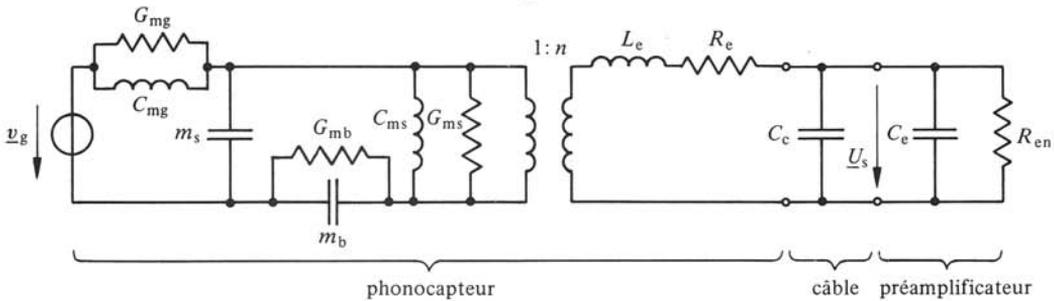


Fig. 9.40

Comme les phonocapteurs piézoélectriques sont actuellement peu répandus et ne concernent que les platines de bas de gamme, on n'a pas jugé indispensable d'en donner le schéma. Ce dernier s'obtiendrait aisément en faisant intervenir une représentation du couplage et des éléments piézoélectriques selon les paragraphes 6.6.5 et 6.6.7.

Un schéma, tel celui de la figure 9.40, permet de calculer les performances d'un phonocapteur et de son bras, comme sensibilité, courbe de réponse, largeur de bande, etc. En pratique, les ordres de grandeur des éléments sont tels que le schéma se simplifie selon le domaine de fréquence considéré. Ainsi en pratique, on dresse plusieurs schémas simplifiés permettant l'étude séparée des effets des différents éléments du schéma initial.

9.2.33 Résonance basse fréquence

Dans le domaine des basses fréquences, le schéma se simplifie en celui de la figure 9.41. Son inspection montre que la fonction de transfert donnant la tension de sortie \underline{U}_s en fonction de la vitesse gravée \underline{v}_g , correspond à celle d'un filtre passe-haut du deuxième ordre (expression similaire à 7.27). On caractérise cette fonction par la fréquence de résonance f_b entre compliance de la pointe de lecture C_{ms} et masse du bras m_b soit

$$f_b = 1/2\pi \sqrt{m_b C_{ms}} \quad \text{Hz} \quad (9.9)$$

et un facteur de qualité Q_b déterminant la forme de la courbe de réponse (comme dans la fig. 7.9) et dont la valeur dépend de G_{mb} , G_{ms} , R_e et R_{en} , et bien entendu de f_b .

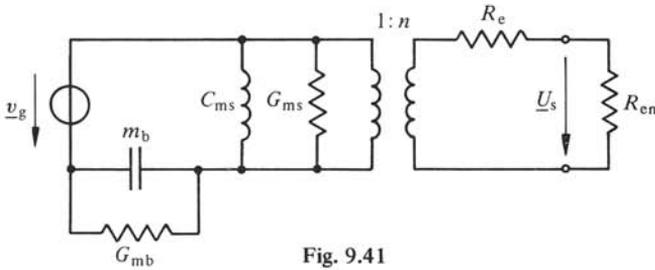


Fig. 9.41

Il faut évidemment dimensionner m_b et C_{ms} de manière à placer convenablement f_b : elle doit se trouver en dessous du domaine de fréquence de la modulation gravée, mais en dessus de celui des défauts du disque (voilage, bosses), sinon le bras décolle ou l'on a production avec la modulation, de composantes de distorsion d'intermodulation se situant dans le domaine audio. L'étude de ces défauts sur des disques courants montre que leur spectre a un maximum vers 4 Hz environ et ne présente plus de composantes importantes au-delà de 7 Hz, alors que la limite inférieure de la modulation est à 20 Hz [83]. Dans ces conditions, les valeurs appropriées de f_b se situent entre 10 et 15 Hz. En pratique, il s'agit plutôt d'apairer phonocapteur et bras, ou de choisir le bras convenant à un phonocapteur donné. La principale difficulté est un facteur de qualité Q_b trop élevé, usuellement supérieur à 2, d'où un pic dans la courbe de réponse. Cette valeur trop élevée s'explique par les valeurs faibles des amortissements mécaniques R_{ms} et R_{mb} impérativement nécessaires pour réduire au minimum la force d'appui vertical. Différentes solutions sont appliquées pour augmenter l'amortissement dans ce domaine des basses fréquences sans nuire aux autres caractéristiques, par exemple au moyen d'une brosse solidaire du phonocapteur et reposant sur le disque [95] (elle assure également un dépoussiérage!), en réalisant le bras en deux parties reliées élastiquement (amortisseur dynamique [96]) ou encore par une cale élastique de fixation du stylet en deux parties incluant une masse de découplage, etc.

La figure 9.42 illustre ces problèmes par les courbes de réponse en basse fréquence, normalisée à f_b , pour des facteurs de qualité Q_b de 4 (courbe 1) et 2 (courbe 2) et en montrant ce qu'il advient de la courbe 1 si l'on double m_b (changement du bras) : la résonance est située une demi-octave plus bas et Q_b passe de 2 à $2\sqrt{2}$. En doublant C_{ms} (changement de phonocapteur), f_b est aussi abaissée, mais Q_b passe à $\sqrt{2}$.

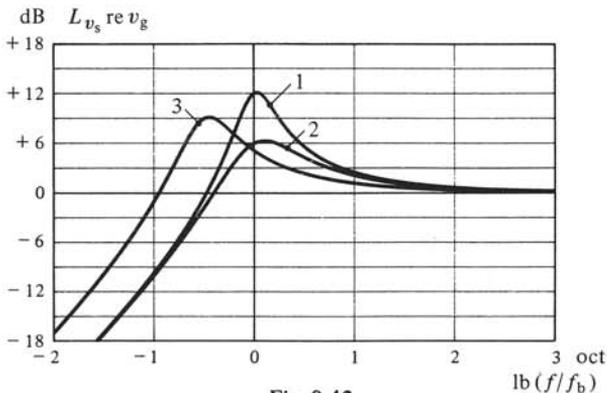


Fig. 9.42

9.2.34 Effets du câble de liaison et du préamplificateur

Vers la limite supérieure du domaine audio, le schéma de la figure 9.40 se simplifie en le schéma équivalent électrique de la figure 9.43 où \underline{E} vaut $n\underline{v}_g$ et où C_t est la capacité totale, somme de C_c et C_e . On a affaire à un filtre passe-bas du deuxième ordre caractérisé par une fréquence de résonance

$$f_h = 1/2\pi \sqrt{L_e C_t} \quad \text{Hz} \quad (9.10)$$

et un facteur de qualité Q_h déterminé par R_e , R_{en} et f_h .

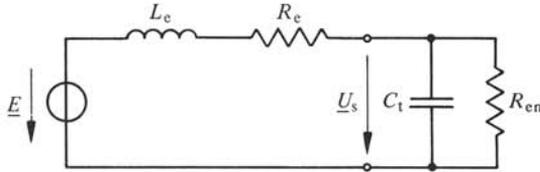


Fig. 9.43

L'importance du câble de liaison et du préamplificateur quant à la réponse haute fréquence est ainsi évidente. La figure 9.44 illustre leur rôle en montrant les réponses d'un phonocapteur électromagnétique de qualité moyenne ($R_e = 420 \Omega$, $L_e = 450 \text{ mH}$, $R_{en} = 47 \text{ k}\Omega$) connecté à différentes charges: pour les courbes 1, 2 et 3, R_{en} est de $47 \text{ k}\Omega$ et C_t vaut successivement 275 pF (valeur conseillée par le constructeur), 50 pF puis 400 pF ; pour la courbe 4, R_{en} vaut $470 \text{ k}\Omega$ et C_t , 275 pF .

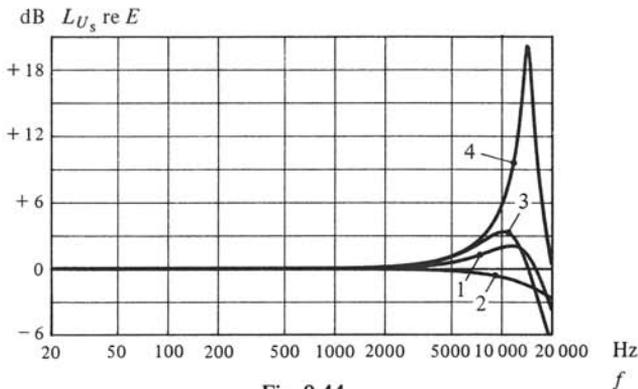


Fig. 9.44

9.2.35 Effet de l'impédance du sillon et de la masse rapportée de l'équipage mobile

L'impédance du sillon et la masse m_s de l'équipage mobile déterminent la vitesse de la pointe de lecture \underline{v}_s en fonction de la vitesse gravée \underline{v}_g , donc l'aptitude du phonocapteur à suivre la modulation gravée, dans le domaine des fréquences élevées. Pour l'étudier, le schéma de la figure 9.40 est simplifié en celui de la figure 9.45, lui aussi en filtre passe-bas du deuxième ordre.

Il est malaisé de déterminer les valeurs de C_{mg} et G_{mg} estimées très approximativement à $50 \mu\text{m/N}$ pour la première et $1 \Omega^{-1}$ pour la seconde. La figure 9.46 montre les courbes de réponse de la vitesse \underline{v}_s obtenues avec ces valeurs pour des masses m_s de 1 mg

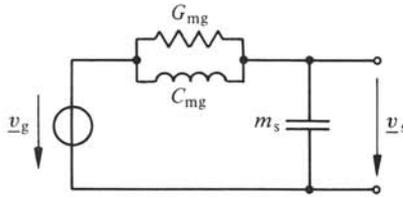


Fig. 9.45

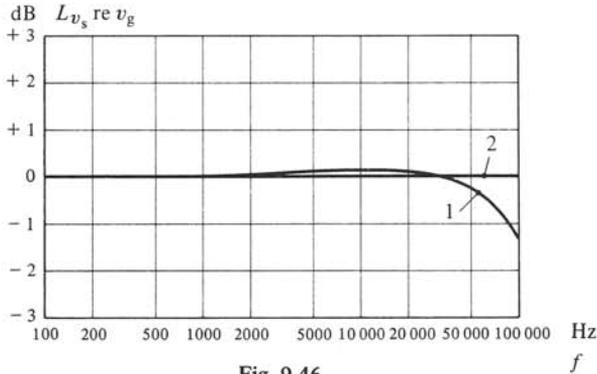


Fig. 9.46

(courbe 1) et 0,1 mg (courbe 2). On constate bien le rôle de m_s quant à la réponse mécanique du phonocapteur et l'intérêt à la rendre minimale.

9.2.36 Résonance de l'équipage mobile

Vers le milieu géométrique de la largeur de bande, délimitée grosso modo par f_b et f_h , le schéma initial se réduit à celui de la figure 9.47. On voit qu'il existe une résonance parallèle entre m_s et C_{ms} , située couramment entre 700 et 1500 Hz. Elle est sans incidence sur la courbe de réponse, mais par contre l'impédance mécanique Z_{ms} de l'équipage mobile y prend le minimum R_{ms} : les pressions dynamiques sur le sillon sont minimales.

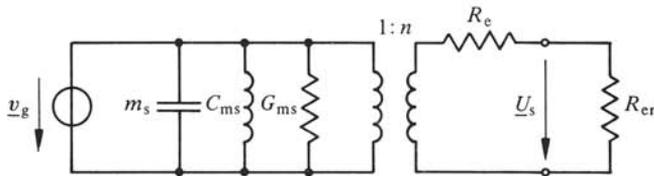


Fig. 9.47

9.2.37 Erreur de piste

Pour simplifier la réalisation des platines tourne-disque, le phonocapteur est le plus souvent porté par un bras pivotant. Avec un bras rectiligne, la pointe de lecture décrit un arc de cercle, alors qu'à la gravure le burin suit un rayon de la laque. Par conséquent, les mouvements de la pointe et du burin ne se font pas dans le même plan, d'où non-linéarité, analogue à la distorsion d'inclinaison (§ 9.2.9). On qualifie cette non-linéarité par l'*erreur de piste latérale*, angle aigu α formé par la tangente à l'arc décrit par la pointe de lecture à sa position d'équilibre et le rayon du disque passant par ce point, comme l'illustre la figure 9.48, au bord de la plage de modulation.

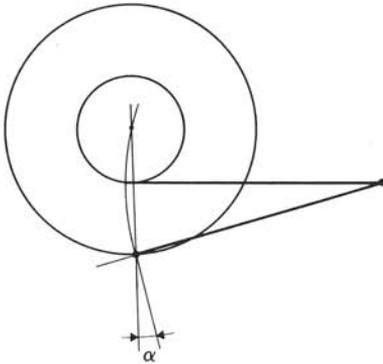


Fig. 9.48

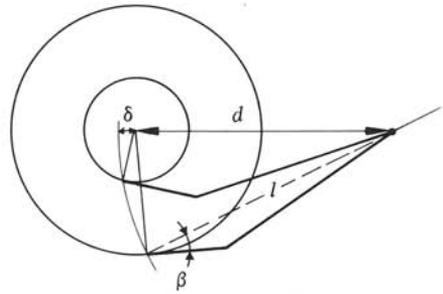


Fig. 9.49

Une solution pour réduire α est d'utiliser un bras très long. Cela est difficilement praticable vu l'encombrement et la masse du bras.

La solution la plus généralement adoptée est le bras coudé : l'axe du phonocapteur est cambré d'un angle correcteur β par rapport à l'axe du bras et l'arc de lecture passe en avant du centre du disque avec un dépassement δ (fig. 9.49). On montre [96] que la géométrie optimale d'un bras coudé est obtenue pour

$$\beta = \frac{57,3 r_1 \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)}{l \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)^2 + \frac{r_1}{r_2} \right\}} \quad \text{degré} \quad (9.11)$$

$$\delta = \frac{r_1^2}{l \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)^2 + \frac{r_1}{r_2} \right\}} \quad \text{m} \quad (9.12)$$

où r_1 et r_2 sont les rayons limites minimum et maximum de la plage de modulation et l , la longueur du bras définie entre pivot et extrémité de la pointe de lecture. Le critère utilisé n'est pas α minimum, mais un rapport minimal α/r , où r est le rayon instantané, car on tolère un α d'autant plus grand que λ_g est grande (on est donc moins sévère sur α au bord qu'au centre du disque). L'erreur de piste des bras actuels est inférieure à 2° .

En pratique se pose le problème de placer un bras donné (l et β imposés). Le dépassement approprié δ (ou $-\delta$) se détermine comme suit : calcul préalable de β_0 et β_i selon (9.13) et (9.14) puis calcul de δ par (9.15) si $\beta < \beta_i$, par (9.16) si $\beta_i < \beta < \beta_0$ ou par (9.17) si $\beta > \beta_0$:

$$\beta_0 = \frac{r_1 \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)}{l \left\{ \frac{1}{4} \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)^2 + \frac{r_1}{r_2} \right\}} \quad \text{rad} \quad (9.13)$$

$$\beta_1 = \frac{1}{l \left\{ r_1^{-1} + r_2^{-1} - \frac{1}{2} r_1 (r_1^{-2} + r_2^{-2}) \right\}} \quad \text{rad} \quad (9.14)$$

$$\delta = \frac{\beta (r_1^{-1} + r_2^{-1}) - l^{-1}}{r_1^{-2} + r_2^{-2}} \quad \text{m} \quad (9.15)$$

$$\delta = \frac{1}{2} r_2 \left(\frac{r_2}{l} - \beta \right) \cdot \left\{ \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{\left(\frac{r_2}{l} - \beta \right)^2}} - 1 \right\} \quad \text{m} \quad (9.16)$$

$$\delta = \frac{1}{2} r_1 \left(\beta - \frac{r_1}{l} \right) \cdot \left\{ \sqrt{1 + \frac{\beta^2}{\left(\beta - \frac{r_1}{l} \right)^2}} + 1 \right\} \quad \text{m} \quad (9.17)$$

Le bras tangentiel porté par un chariot motorisé et asservi et tel que la pointe de lecture suive un rayon du disque est une solution intéressante mais coûteuse. Elle ne se justifie que lorsque les autres causes de non-linéarités sont réduites au minimum. A ce propos il faut remarquer que l'erreur de piste maximale d'un bras coudé optimal est inférieure à l'erreur d'angle commise en fixant le phonocapteur sur son support. Il faut aussi garder à l'esprit la distorsion d'inclinaison (§ 9.2.9).

9.2.38 Poussée latérale

La compensation de l'erreur de piste par un bras coudé provoque l'apparition d'une force centripète sur la pointe de lecture, appelée *poussée latérale*. Il s'agit en fait des composantes selon le rayon du disque, des forces de frottement se développant tangentiellement au sillon aux surfaces de contact de la pointe. Pour un bras rectiligne cette poussée existe aussi mais est beaucoup plus faible. Une poussée latérale trop importante conduit à une répartition très inégale de la force d'appui sur les parois du sillon, d'où risque de perte du contact avec la paroi externe (modulation droite), donc non-linéarité voire saut de la spire.

La poussée latérale dépend essentiellement de la force d'appui vertical, du coefficient de frottement entre matériaux de la pointe et du disque [97], de la force de la pointe et de la géométrie du bras. En pratique, elle est compensée par un dispositif approprié placé à l'autre extrémité du bras et tel que la pointe de lecture subit une poussée opposée et à peu près égale à la poussée latérale.

9.2.39 Platine tourne-disque et bras

La réalisation d'une platine tourne-disque pose différents problèmes, en particulier quant à la justesse et la régularité de la vitesse de rotation et la protection contre des perturbations mécaniques (chocs, vibrations) ou électromagnétiques (en particulier du réseau).

Les fluctuations de vitesse de rotation, donc de la vitesse de défilement ont pour effet une modulation de fréquence de l'enregistrement. L'effet des fluctuations de vitesse de fréquence comprise entre 0,1 et 10 Hz est appelé *pleurage*. Au-dessus de 10 Hz, c'est le *scintillement*. La *dérive* est une variation parasite lente de la vitesse de défilement pendant la lecture du disque. Il existe de nombreux procédés pour réduire au mieux ces effets.

Le *ronronnement* d'une platine est la tension parasite en sortie du phonocapteur due à une vibration à basse fréquence transmise mécaniquement au plateau et dont l'origine réside dans le système d'entraînement. Là aussi des dispositions constructives adéquates permettent de réduire au mieux le ronronnement et les tensions parasites de sortie dues aux vibrations d'origine extérieure à la platine. On retrouve des dispositifs analogues aux suspensions élastiques des microphones (§ 8.3.4).

Le *ronflement* d'une platine est la tension parasite en sortie du phonocapteur créée par des champs électromagnétiques dont l'origine se situe dans la platine. On s'en prémunit par blindages, mises à la masse soignées, etc.

Ronronnement et ronflement sont spécifiés par leurs niveaux référés à la tension correspondant à une modulation gravée de référence.

Les méthodes de mesure des caractéristiques de platines tourne-disque font l'objet de la publication CEI-98A.

Le bras de lecture pose aussi un certain nombre de problèmes. Sa masse m_b rapportée à la pointe de lecture ne doit pas excéder une limite fonction de la force d'appui vertical. Il doit être très rigide afin d'éviter que des modes propres en torsion et flexion se situent dans le domaine audio. Il doit pouvoir pivoter librement dans les plans horizontal et vertical avec un amortissement minimum. Enfin, il doit porter un contrepoids d'équilibrage statique et des dispositifs d'application de la force d'appui vertical et de compensation de la poussée latérale. Actuellement, le corps du bras est généralement droit (le S est aussi réalisé). Les matériaux utilisés pour le bras sont des alliages d'aluminium, le béryllium, le bore, le titane, des polymères-graphite, etc.

Le lecteur intéressé trouvera dans le journal de l'Audio Engineering Society (JAES), en particulier dans l'anthologie [84], de nombreux articles détaillés consacrés aux problèmes constructifs des platines et des bras de lecture. A titre d'exemple la figure 9.50 montre une réalisation actuelle d'une platine tourne-disque. L'entraînement du plateau

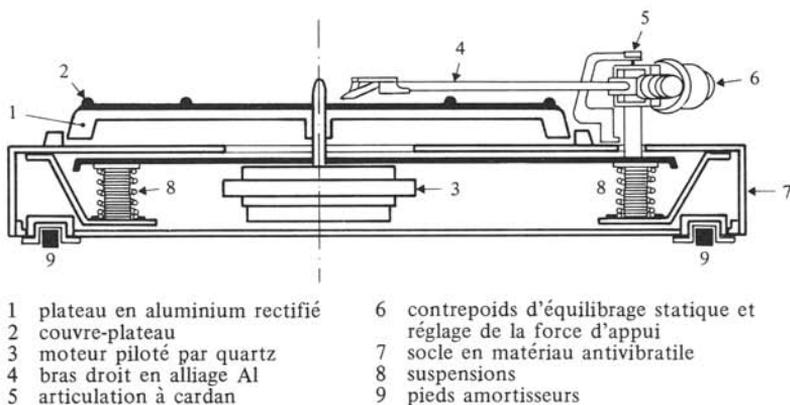


Fig. 9.50

est direct (sans l'intermédiaire d'une courroie ou d'un dispositif de transmission). Le moteur est alimenté par un circuit électronique régulé par quartz (le réglage fin de la vitesse est néanmoins possible). Le bras droit en alliage d'aluminium porte un contre-poids d'équilibrage statique et les dispositifs d'application de la force d'appui vertical et de compensation de la poussée latérale par tension de ressorts spiraux. On note les dispositions prises contre la transmission de vibrations: pieds amortisseurs (C_m et R_m), suspensions élastiques pour le châssis interne portant le système d'entraînement, socle en matériau antivibratile (facteur de pertes η élevé).

9.3 ENREGISTREMENT MAGNÉTIQUE

9.3.1 Principes généraux et définitions

Un *magnétophone* est un appareil mixte d'enregistrement et de lecture utilisant comme support une *bande magnétique*, couche d'un matériau ferromagnétique déposée sur un substrat approprié. La figure 9.51 en donne le principe général. La bande défile à vitesse constante devant trois *têtes magnétiques*, couche magnétique en contact étroit avec ces dernières et substrat, à l'extérieur. La *tête d'effacement* F a pour rôle d'amener la bande dans un état neutre, le plus souvent la démagnétiser. La *tête d'enregistrement* E produit une aimantation rémanente du support fonction de la modulation audio à enregistrer. La *tête de lecture* L est le siège d'une tension induite par les variations du flux créé par le défilement de la bande enregistrée. Les têtes magnétiques ont la même constitution de base: noyau magnétique doux avec entrefer(s), cale(s) d'entrefer et bobinage(s). Conception et disposition du support et des têtes sont telles que l'enregistrement est *longitudinal*: les composantes principales des champs appliqués à la couche ferromagnétique par les têtes d'enregistrement et d'effacement sont parallèles à la direction de défilement. L'entrefer avant de la tête de lecture permet au support magnétisé de créer dans celle-ci un flux de lecture. Les entrefers arrière ont pour but de linéariser les circuits magnétiques d'enregistrement et de lecture.

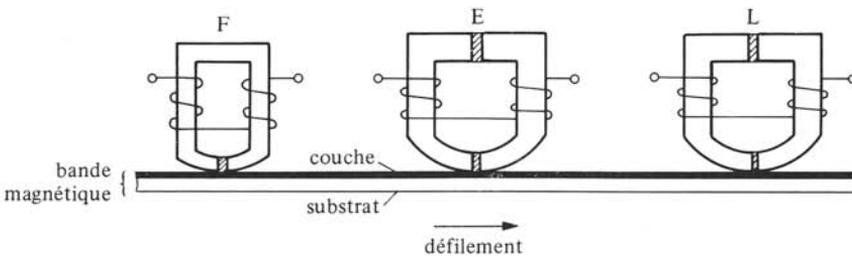


Fig. 9.51

Pour une modulation sinusoïdale de fréquence f , on a une périodicité de l'enregistrement avec une *longueur d'onde* λ_g donnée par (9.1) comme pour le disque, mais avec une vitesse de défilement constante.

Le système d'entraînement de la bande est relativement complexe, étant donné les exigences sur la régularité de défilement et l'alignement bande/têtes, et les fonctions à assurer (défilement, *avance rapide* et *rebobinage*, arrêt automatique, etc.). Typique-

ment le système d'entraînement d'un *magnétophone à bobines* comprend selon la figure 9.52 :

- une *bobine débitrice* D et une *bobine réceptrice* R, séparées et animées de couples T_d et T_r antagonistes (frein pour D, moteur pour R) tels que la bande subisse une tension appropriée;
- une (des) *poulie(s) folle(s)* 1 atténuant les fluctuations de vitesse (surtout en fin de bande);
- des *galets* ou *pivots fous* *guide-bande* 2 servant à placer correctement la bande magnétique sur la *platine de défilement* 7, statif portant les têtes, et régularisant le défilement (les fluctuations dépendent principalement des frottements entre bande et têtes);
- un *cabestan* 3, axe ou arbre moteur qui entraîne la bande devant les têtes à la vitesse de défilement requise, le contact cabestan-bande étant assuré grâce à un *galet presseur* 4 fou;
- des bras de réglage de tension de bande 5 et 6 avec ou sans asservissement des couples T_d et T_r , et pour 5 arrêt de l'entraînement en cas de rupture de bande.

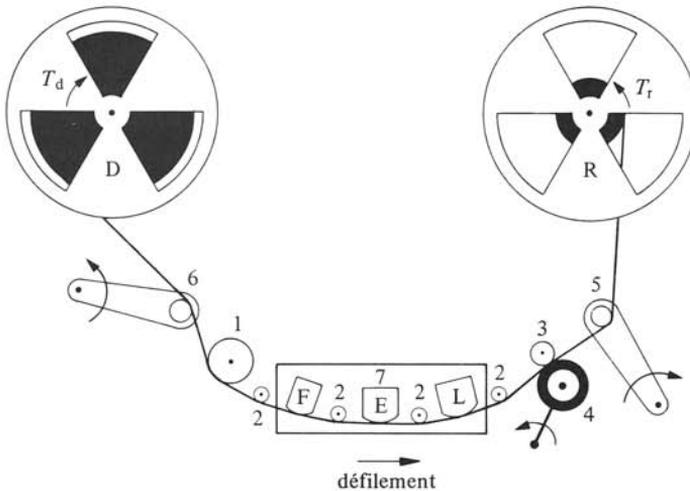


Fig. 9.52

La justesse et la régularité de la vitesse de défilement sont essentiellement déterminées par le cabestan. Celui-ci est le plus souvent l'axe d'un moteur à vitesse très précisément asservie. Il existe des systèmes d'entraînement dits à boucle isolée, où la partie de bande en défilement devant les têtes est entraînée en ses deux extrémités par un seul cabestan (diamètre de 50 mm par exemple), deux galets presseurs et une poulie de boucle. On note que la disposition générale est telle que la couche magnétique de la bande est tournée vers le centre des bobines.

L'ensemble du système d'entraînement, des têtes magnétiques et des commandes associées est une *platine de magnétophone*.

Une *cassette* est l'ensemble d'un boîtier contenant deux noyaux ou bobines jumelés ou superposés sur lesquels la bande magnétique est enroulée et peut se déplacer

de l'un à l'autre. Le *magnétophone* ou le *lecteur de cassette* est conçu de manière à ce qu'une cassette puisse s'insérer et se retirer aisément sans manipulation de la bande magnétique. La figure 9.53 montre le système d'entraînement typique d'un magnétophone à cassette. La platine à cassette est généralement plus simple que celle à bobines.

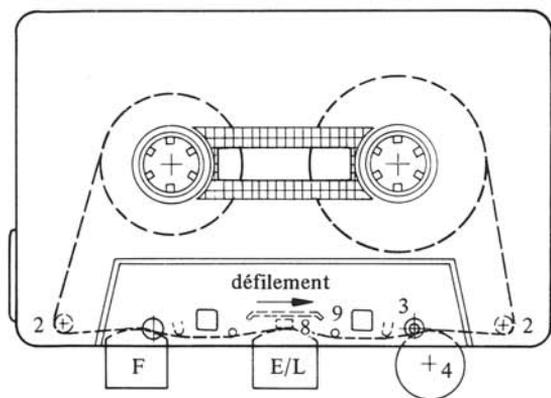


Fig. 9.53

Ainsi, il peut n'y avoir qu'une seule tête magnétique d'enregistrement et lecture E/L comme représenté dans la figure. Mais des platines à deux cabestans sont aussi réalisées (on a donc quatre moteurs en tout), placés de part et d'autre de têtes d'enregistrement et lecture séparées. On remarque que contrairement aux bobines, les bandes des cassettes sont enroulées sur les noyaux, couche magnétique vers l'extérieur. Un patin-presseur 8 assure un bon contact entre couche et tête E/L. Un blindage 9 prémunit la tête de lecture de champs magnétiques parasites (moteurs, relais, etc.).

Tableau 9.54

Vitesses de défilement	en cm/s	
Magnétophones à bobines		
– usages professionnels	76,2	± 0,5 %
	38,1	± 0,5 %
	19,05	± 0,5 %
– usages amateurs	19,05	± 2 %
	9,53	± 2 %
	4,76	± 2 %
– enregistrement de bandes du commerce	19,05	± 0,5 %
	9,53	± 0,5 %
	4,76	± 0,5 %
Magnétophones, enregistreurs et lecteurs à cassettes		
– usages amateurs	4,76	± 2 %
– enregistrement de cassettes du commerce	4,76	± 0,5 %

9.3.2 Normes

Les caractéristiques des bandes magnétiques et cassettes font l'objet des publications CEI 94. Le tableau 9.54 indique les vitesses de défilement normalisées. Selon le nombre de *pistes* des enregistrements multivoies et la qualité exigée, la largeur nominale des bandes magnétiques est de 6,35 mm ($\frac{1}{4}$ " , 4 pistes), 12,7 mm, 25,4 mm ou 50,8 mm (2" , 24 pistes). La largeur nominale des bandes de cassettes est de 3,81 mm (0,15" , 4 pistes).

Les méthodes de mesure des caractéristiques des magnétophones, enregistreurs et lecteurs de bandes magnétiques et de ces dernières, font l'objet des publications CEI 94-3 et 386.

9.3.3 Définition: format d'une bande magnétique

Le *format* d'une bande magnétique définit la position, la largeur et l'occupation de ses pistes. A titre d'exemple, la figure 9.55 montre les formats des bandes de cassettes enregistrées du commerce et pour usages amateurs. La bande y est vue côté couche magnétique. En stéréophonie les modulations gauche et droite utilisent les pistes 1 et 2 pour le défilement de gauche à droite, et celles 4 et 3 pour le sens opposé. On a compatibilité: une tête de lecture monophonique fournit en sortie une tension représentant la somme des modulations gauche et droite. On remarque les *gardes* ménagées entre pistes. Le format 24 pistes usuel d'une bande de 50,8 mm est 1,09 mm de largeur par piste avec des gardes de 1,04 mm entre pistes et de 0,3 mm aux bords de la bande. Le format d'une bande magnétique 12,7 mm «mère» pour la gravure des disques stéréophoniques est: deux pistes de 5,05 mm, garde centrée de 1,55 mm.

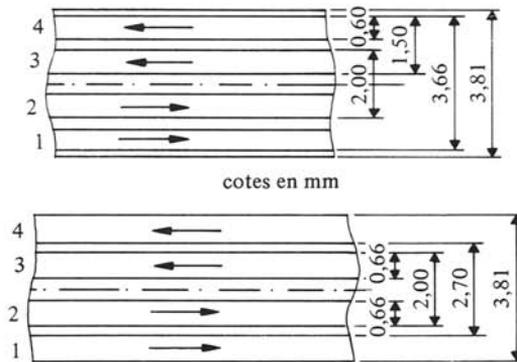


Fig. 9.55

Certains formats prévoient des pistes auxiliaires, pour un commentaire ou un signal de synchronisation. Par exemple, l'emploi du code SMPTE (Society of Motion Picture and Television Engineers) créé à l'origine pour la synchronisation des enregistreurs vidéo, se généralise aux audio. Ainsi, une bande de 6,3 mm comprend 2 pistes de 2 mm avec une garde de 2 mm, où est centrée une piste SMPTE de 0,35 mm. L'information d'adresse en décimal codé binaire est enregistrée en mode biphase: un «zéro» est représenté par une transition par période d'une horloge de référence, et un «un» par deux transitions.

En enregistrement multivoies, les têtes magnétiques comprennent autant d'entrefers qu'il y a de pistes sur la bande. L'alignement impeccable pistes/entrefers et le guidage parfait de la bande exigent une réalisation très précise et robuste de la platine de défilement et du système d'entraînement. Actuellement, ces problèmes sont remarquablement maîtrisés. De manière générale, la longueur des entrefers des têtes d'effacement est un petit peu plus grande que la largeur des pistes (débordements de 0,5 et 0,75 mm pour une piste de 2 mm, par exemple). Par contre la longueur des entrefers d'enregistrement et de lecture est strictement égale à la largeur de piste.

La garde g entre deux pistes est le facteur essentiel déterminant la diaphonie. On montre que cette dernière dépend de la forme des têtes (flux magnétiques latéraux) et du rapport g/λ_g [98]. La garde nécessaire est fixée en fonction de la diaphonie tolérée dans les basses fréquences. Comme on le verra plus loin, à vitesse de défilement et support donnés, la largeur de piste détermine le bruit de fond. Celui-ci est d'autant plus élevé que la piste est étroite.

9.3.4 Perte par dérèglement d'azimut

L'*azimut* est l'angle φ formé par l'axe de l'entrefers d'une tête magnétique d'enregistrement ou de lecture avec le sens de défilement de la bande (fig. 9.56). Le *règlement d'azimut* a pour but de lui donner la valeur de 90° appropriée à l'enregistrement longitudinal. L'écart de réglage par rapport à l'angle droit est l'*écart d'azimut* α .

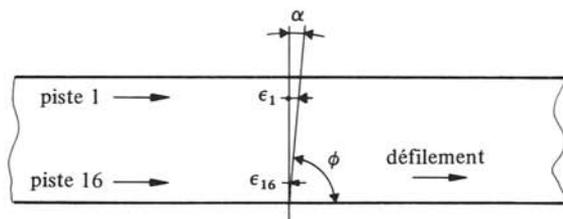


Fig. 9.56

La *perte par dérèglement d'azimut* est l'effet de α . Il s'agit d'une diminution de la modulation lue [98] dont la valeur est

$$L_\alpha = 20 \lg \left\{ \sin \left(\frac{1}{2} k_g b \tan \alpha \right) / \frac{1}{2} k_g b \tan \alpha \right\} \quad \text{dB} \quad (9.18)$$

où k_g est le nombre d'onde $2\pi/\lambda_g$ et b la largeur de piste. On remarque que L_α augmente avec la fréquence et la largeur de piste.

Un autre effet de l'erreur d'azimut est un décalage temporel entre modulations lues des différentes pistes du support. Ainsi comme l'illustre la figure 9.56 pour une bande en format 16 pistes, il y a un retard $(\epsilon_1 - \epsilon_{16})v_d$ entre modulations lues des pistes 1 et 16, où ϵ_1 et ϵ_{16} sont les erreurs sur les positions des entrefers de lecture dues à α . En fait, il y a lieu de tenir compte des écarts ϵ entre entrefers correspondants d'enregistrement et de lecture. Pour une même modulation sinusoïdale sur les deux pistes, le décalage temporel correspond à un déphasage $2(\epsilon_1 - \epsilon_{16})/\lambda_g$. Ce déphasage est particulièrement gênant en enregistrement stéréophonique ou tétraphonique, car il donne lieu en restitution, à l'annulation ou au renforcement de certaines composantes (§ 1.8.15).

L'écart d'azimut α est réduit au minimum possible (moins d'une fraction de degré), d'autant que la bande magnétique est large et la vitesse de défilement, élevée. La rigidité mécanique du bloc de défilement et le mode de fixation des têtes sont des facteurs essentiels car le réglage d'azimut doit être très stable dans le temps. La bonne maintenance du système d'entraînement et du bloc de défilement est aussi déterminante. Pour un magnétophone bien réglé et entretenu, la perte L_α et le déphasage sont négligeables par rapport à ceux d'autres causes.

9.3.5 Effets des irrégularités de la vitesse de défilement

On conçoit bien que les irrégularités de vitesse de défilement donnent lieu à des modulations de fréquence parasites puisque la longueur d'onde dépend de la vitesse, donc en lecture à un bruit de modulation. Comme pour les disques (§ 9.2.39), ces effets se classent en dérive, pleurage et scintillement.

Les fréquences modulantes des deux derniers sont déterminées par les vitesses de rotation d'organes mécaniques tels que cabestan, bobines, galets et moteurs, alors que les amplitudes sont déterminées par les imperfections de ces organes (ovalisation d'un galet, décentrage d'une poulie) et de leur mouvement. La figure 9.57 montre le spectre en sortie d'un magnétophone à usages amateurs usagé pour un signal enregistré sinusoïdal très stable de 3150 Hz : on distingue bien les composantes du bruit de modulation de scintillement sous forme de raies latérales de part et d'autre de la modulation. Comme chaque magnétophone a ses propres irrégularités de vitesse, son spectre de scintillement est en quelque sorte sa signature. C'est ainsi par exemple que l'analyse de tels spectres pour les bandes magnétiques du Watergate autour d'une composante enregistrée de 60 Hz (modulation parasite induite par le réseau) a été utile au groupe d'experts pour l'identification des magnétophones ayant servi à ces enregistrements [104]. Dans la pratique, scintillement et pleurage sont évalués selon la publication CEI 386 par un dispositif

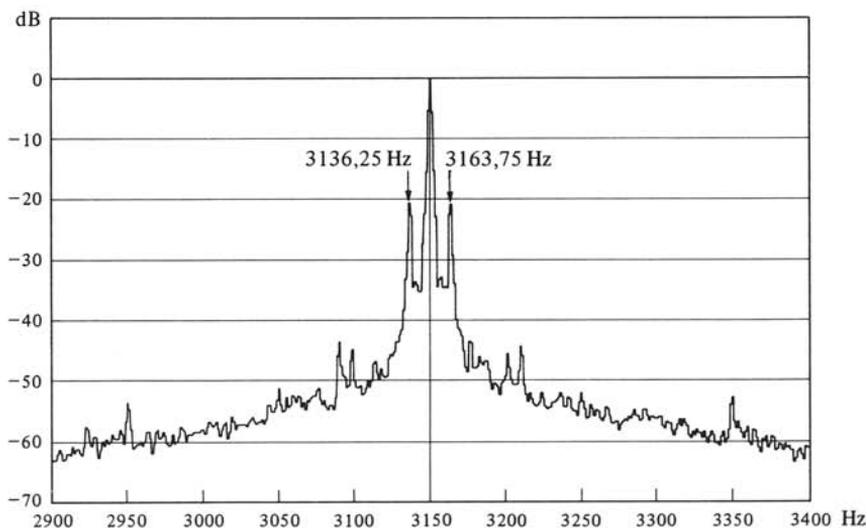


Fig. 9.57

comprenant un démodulateur et qui donne directement des taux de scintillement et pleurage, rapports des déviations de fréquence à la fréquence moyenne.

La dérive est surtout provoquée par les variations simultanées et contraires des longueurs de bande enroulées sur les bobines débitrice et réceptrice.

9.3.6 Rappel : magnétisation d'un barreau ferromagnétique

La figure 9.58 rappelle et résume la magnétisation d'un barreau ferromagnétique (sect. IX.3.8 et II.3.8). A partir de l'état démagnétisé ($H = 0, B = 0$) l'application d'un champ magnétique H croissant fait suivre la courbe de première aimantation, laquelle comprend une partie réversible puis une irréversible et enfin, une partie de saturation. L'application d'un champ alternatif fait parcourir d'abord la courbe de première aimantation, puis un cycle d'hystérésis, fonction de la valeur de crête du champ appliqué.

Laissé à lui-même après une première magnétisation, le barreau se retrouve dans un état caractérisé par un champ propre démagnétisant H_0 et une induction B_0 . En première approximation on a $H_0 = -CB_0$ où C est un coefficient de forme : C est d'autant plus petit que le barreau est en aiguille (rapport longueur/largeur élevé) [98]. Sur la caractéristique magnétique, on se trouve en P_0 , intersection avec la droite de pente $-1/C$. On remarque que B_0 est inférieure à l'induction rémanente B_r , d'autant plus que C est grand, donc le barreau trapu (rapport longueur/largeur faible). En associant au barreau un circuit magnétique doux externe de réluctance nulle, l'état magnétique passe de P_0 à P_a selon la branche inférieure d'un cycle d'hystérésis mineur car le champ démagnétisant s'annule : on a $B_0 < B_a < B_r$. En retirant le circuit externe, l'état du barreau retourne en P_0 via la branche supérieure du cycle mineur : il y a régénération.

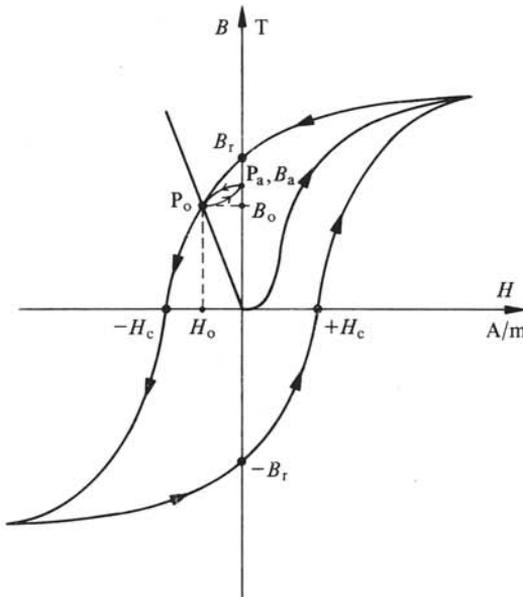


Fig. 9.58

9.3.7 Enregistrement simple

Il s'agit de magnétiser longitudinalement les éléments de la bande magnétique, de manière qu'à leur passage devant la tête de lecture, leur induction B_a soit sensiblement proportionnelle au courant i_a dans la tête d'enregistrement, représentant la modulation à enregistrer. On suppose que la bande a été préalablement démagnétisée par la tête d'effacement.

La tête d'enregistrement comprend un entrefer arrière de linéarisation (0,1 à 0,5 mm) et un entrefer avant (5 à 20 μm) contre lequel s'appuie la couche ferromagnétique du support (fig. 9.59). L'entrefer arrière permet d'obtenir un flux Φ_a proportionnel au courant i_a . Grâce à l'entrefer avant, le flux pénètre dans la couche ferromagnétique (de réluctance plus faible car $\mu_r \cong 5$), ainsi soumise à un champ magnétique se décomposant en champs longitudinal H_l et transversal H_t . A courant i_a constant, H_l et H_t varient devant l'entrefer selon les allures données dans la figure 9.60, où x est une abscisse par rapport à l'axe de l'entrefer.

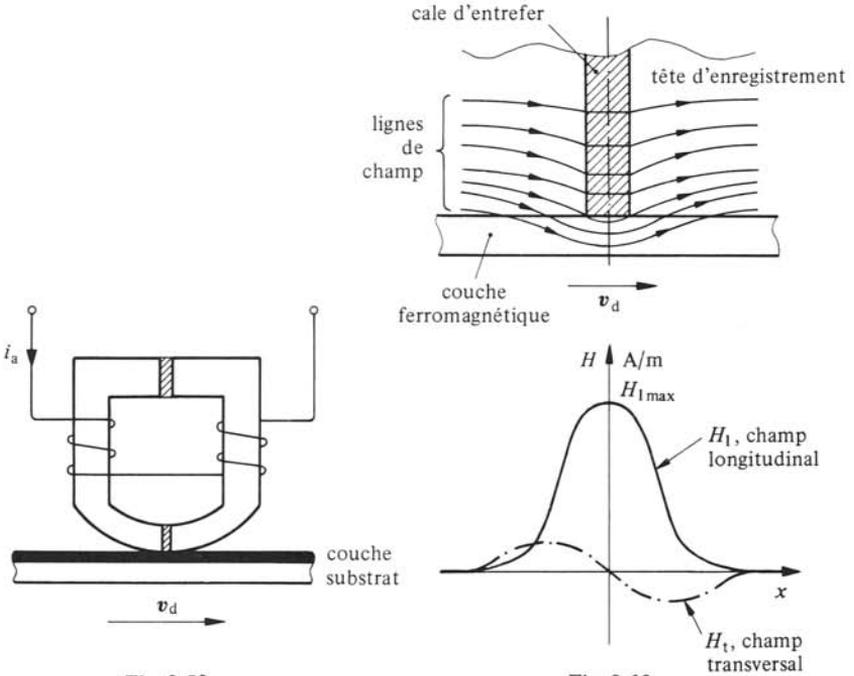


Fig. 9.59

Fig. 9.60

Bien entendu, H_l et H_t dépendent de la profondeur dans la couche ferromagnétique. Pour simplifier, on ne considère que leurs valeurs superficielles, c'est-à-dire en surface de la couche contre l'entrefer. Comme le circuit magnétique est linéarisé, la valeur maximale H_{lmax} est proportionnelle au courant i_a .

Un des premiers matériaux de base des couches ferromagnétiques a été l'oxyde de fer $\text{Fe}_2\text{O}_3 \gamma$, dit aciculaire car ses cristaux sont de fines aiguilles, mélangé à un liant approprié. Lors du dépôt de la couche sur le substrat, les cristaux sont orientés longitudinalement par un champ magnétique. En première approximation, on considère alors que les éléments de la bande magnétique sont de très petits et fins barreaux disposés longitudinalement et indépendants. Soit un tel barreau lors de son passage devant la tête

d'enregistrement, supposée parcourue par un courant i_a constant. A la variation spatiale du champ longitudinal H_1 dû à i_a (fig. 9.60) correspond du fait du défilement, une variation temporelle pour le barreau : il subit un champ longitudinal croissant, passant par un maximum H_{Imax} , puis décroissant et finalement s'annulant. On retrouve donc le phénomène de magnétisation comme décrit au paragraphe précédent et l'état magnétique final du barreau est caractérisé par une induction B_o (fig. 9.58), fonction de H_{Imax} donc de i_a . Pour une valeur négative de i_a , on suit la courbe de première aimantation située dans le troisième quadrant de la caractéristique magnétique. L'induction B_o est d'autant plus grande que les aiguilles sont fines (coefficient C faible), d'où l'intérêt de l'oxyde aciculaire. Le barreau subit aussi un champ transversal variable, mais l'induction qui en résulte est beaucoup plus faible, d'une part parce que ce champ est moins intense et présente deux extrema opposant leurs effets (fig. 9.60) et d'autre part, parce qu'il implique une magnétisation du barreau selon son épaisseur, ce qui est très défavorable (C est très grand). On constate qu'il en est bien ainsi et que l'induction longitudinale B_o obtenue est pratiquement indépendante du champ transversal. En lecture, le circuit magnétique de la tête présente une réluctance très faible, si bien que l'état magnétique du barreau passe de P_o à P_a (fig. 9.58). L'induction longitudinale B_a obtenue est bien sensiblement proportionnelle à i_a .

A l'effet temporel de la variation spatiale du champ longitudinal s'ajoute la variation dans le temps de la modulation i_a . Si en régime sinusoïdal on compare la longueur d'onde gravée λ_g à la largeur de l'entrefer, on constate qu'en basses fréquences, la variation dans le temps de i_a peut être négligée (la durée de passage d'un élément est beaucoup plus petite que la période T). Par contre en hautes fréquences, cette variation provoque une perte d'efficacité.

Chaque élément de bande étant magnétisé avec une induction B_a fonction de la modulation i_a , lorsque celle-ci est sinusoïdale, deux éléments distants d'une longueur d'onde λ_g ont mêmes B_a . Macroscopiquement, tout se passe comme si le support magnétisé était constitué d'aimants de longueur $\frac{1}{2} \lambda_g$ mis bout à bout, pôles de mêmes noms en regard. Ce modèle simpliste est très utile pour la compréhension intuitive de certaines propriétés. Ainsi, comme le coefficient C de champ démagnétisant croît lorsque la longueur du barreau décroît, on doit s'attendre selon ce modèle à une induction B_a diminuant à λ_g décroissant, donc à une diminution de l'efficacité de l'enregistrement à fréquence croissante. C'est bien ce que l'on relève expérimentalement : l'induction B_a à I_a constante décroît lorsque la fréquence augmente.

Comme ce procédé d'enregistrement met en œuvre la courbe de première aimantation, la relation entre i_a et B_a est évidemment non linéaire. Il faut cependant être conscient qu'une non-linéarité des phénomènes est la condition sine qua non d'enregistrement : l'état enregistré doit nécessairement être autre que l'état neutre. Le problème est de trouver un procédé d'enregistrement efficace pour lequel les effets négatifs de la non-linéarité sont réduits au minimum (par exemple distorsions harmoniques, d'intermodulation, etc.). La figure 9.61 schématise la caractéristique de transfert entre i_a et B_a et montre ce qu'il advient d'une modulation i_a sinusoïdale. La caractéristique présente un effet de seuil et une saturation dûs aux parties réversible et de saturation de la courbe de première aimantation. Par ailleurs, comme on vient de le voir, la caractéristique dépend de la fréquence. Actuellement, l'enregistrement simple n'est plus guère utilisé, car donnant lieu à des distorsions trop importantes (d_h de 5 à 10%) pour une dynamique de modulation trop faible (< 30 dB).

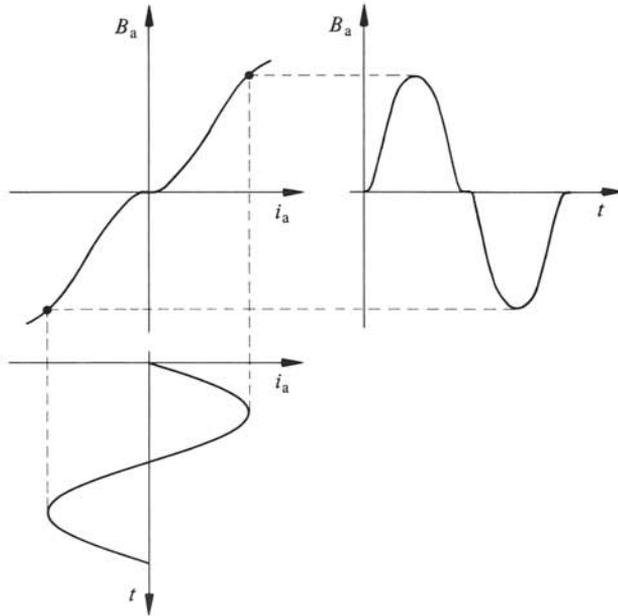


Fig. 9.61

9.3.8 Enregistrement avec polarisation magnétique haute fréquence

L'enregistrement avec polarisation magnétique à haute fréquence consiste à appliquer au support démagnétisé un champ longitudinal, somme d'un champ de modulation H_{1a} , comme au paragraphe précédent, et d'un champ de polarisation H_{1p} , de fréquence f_p beaucoup plus élevée (actuellement de 80 à 250 kHz), telle que la durée de passage d'un élément du support devant la tête d'enregistrement soit un grand nombre de périodes $1/f_p$. Le bobinage de la tête d'enregistrement est parcouru par la somme i_e du courant de modulation i_a et d'un courant de polarisation i_p sinusoïdal

$$i_e = i_a + i_p = i_a + \sqrt{2}I_p \sin 2\pi f_p t \quad \text{A} \quad (9.19)$$

L'oscillogramme de la figure 9.62 montre le courant i_e d'enregistrement d'un magnétophone à usages amateurs: l'amplitude de la modulation, en l'occurrence sinusoïdale de fréquence 9,5 kHz, est beaucoup plus faible que celle de la polarisation à 111 kHz. C'est toujours le cas: l'ordre de grandeur du rapport des amplitudes de modulation et de polarisation est typiquement de 1/20, au niveau maximal de modulation.

L'idée de base de la polarisation magnétique à haute fréquence, imaginée dans les années vingt, était d'améliorer linéarité et dynamique de l'enregistrement en magnétisant le support par une trajectoire selon les cycles mineurs d'hystérésis, réputés moins non linéaires que la courbe de première aimantation, d'abord croissants puis décroissants. Elle ne fut pas appliquée à cette époque en raison de difficultés technologiques. Son développement et sa généralisation datent de la fin de la seconde guerre mondiale. Le mécanisme intime mis en jeu par la polarisation magnétique haute fréquence est encore actuellement mal connu et expliqué. Des représentations simplifiées des cycles mineurs parcourus lors de la magnétisation d'un élément en permettent une première approche

intuitive [99], mais trop schématiques, elles ne sont guère utiles à la conception et au dimensionnement d'un système. La représentation de Preisach est à la base d'une approche intéressante [100, 101, 102] mais ne permet pas encore la maîtrise quantitative des phénomènes. De fait, un réglage optimal de la polarisation améliore considérablement linéarité, efficacité et dynamique de l'enregistrement. Il est a priori étonnant voire paradoxal que des taux de distorsion harmonique inférieurs à 1% puissent être obtenus d'un support ferromagnétique, alors même que comme souvent dans l'histoire des techniques, l'on ne dispose pas d'une théorie complète du procédé utilisé.

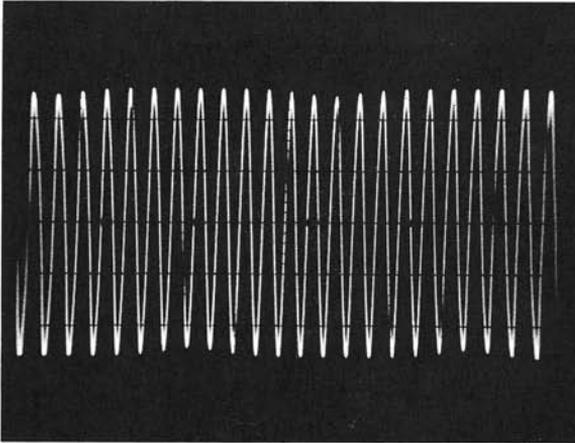


Fig. 9.62

9.3.9 Modèle et représentation de Preisach

La méthode de Preisach se base sur un modèle rectangulaire du cycle d'hystérésis des domaines de Weiss d'un milieu ferromagnétique. Ce cycle est caractérisé par deux paramètres H_m et H_c , avec $0 < |H_m| < H_c$, et une induction rémanente B_r (fig. 9.63). Il n'est pas nécessairement centré sur l'origine et ne comporte pas de partie réversible. Les domaines de Weiss se répartissent statistiquement selon leurs valeurs de H_m et H_c . Leur répartition est une fonction paire de H_m et est représentée par ses lignes de niveaux dans le demi-plan (H_c, H_m) , appelé plan de Preisach (fig. 9.64) : elle est symétrique par rapport à l'axe H_m et tend rapidement vers zéro pour $|H_c|$ et H_m grands. Pour simplifier, n'est considéré qu'un système unidimensionnel, en l'occurrence à l'application d'un champ longitudinal correspond une aimantation longitudinale à valeur binaire $\pm B_r$.

La figure 9.63 montre comment s'effectue la magnétisation d'un domaine de Weiss soumis au champ longitudinal créé par le courant i_e , lors de son passage devant l'entrefer de la tête d'enregistrement. On considère le cas d'une modulation positive ($i_a > 0$) et comme au paragraphe 9.3.7 on l'admet constante pendant la durée de passage du domaine. Seules sont représentées les alternances du champ déterminant la magnétisation finale, au moment où le domaine s'éloigne de l'entrefer. Dans le cas de figure représenté, cette magnétisation est positive. En fait, selon leurs valeurs de H_m et H_c , certains domaines sont magnétisés positivement, d'autres négativement.

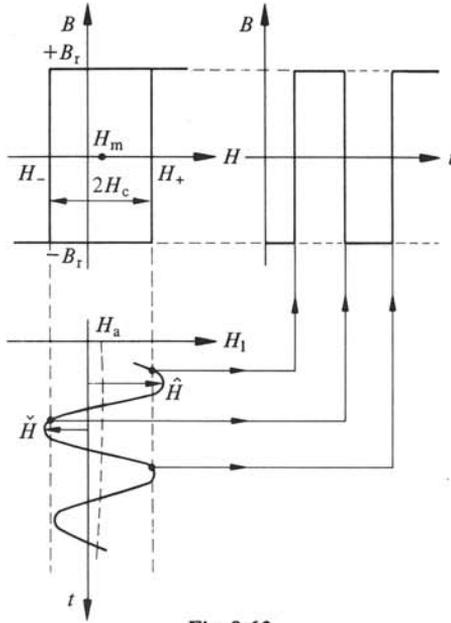


Fig. 9.63

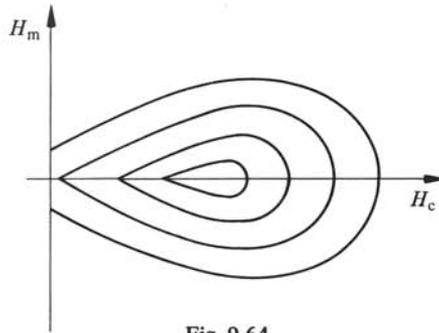


Fig. 9.64

Soit \hat{H} , le champ maximal appliqué pendant une alternance positive de la polarisation à un élément du support lors de son passage au droit de l'entrefer (fig. 9.63). On a

$$\hat{H} = H_{a\max} + \hat{H}_{p\max} \quad \text{A/m} \quad (9.20)$$

où $H_{a\max}$ est le champ dû à la modulation (positif car $i_a > 0$) et $\hat{H}_{p\max}$, celui de crête de polarisation. Les domaines de Weiss pour lesquels

$$H_m + H_c < \hat{H} \quad \text{A/m} \quad (9.21)$$

sont magnétisés positivement ou le demeurent. A l'alternance négative suivante de la polarisation, le champ minimal appliqué \check{H} est

$$\check{H} > H_{a\max} - \hat{H}_{p\max} \quad \text{A/m} \quad (9.22)$$

puisque l'élément considéré s'éloigne de l'entrefer (H_a et \hat{H}_p ont décrû et $|\check{H}| < \hat{H}$).

Les domaines de Weiss positifs pour lesquels

$$H_m - H_c > \check{H} \quad A/m \quad (9.23)$$

(re)prennent une aimantation négative.

La méthode de Preisach consiste à déterminer les régions du demi-plan (H_c, H_m) qui correspondent aux domaines de Weiss aimantés positivement et négativement. La figure 9.65 en résume le principe. A la démagnétisation préalable par la tête d'effacement correspond la répartition idéale 1 : les domaines avec $H_m < 0$ sont magnétisés positivement et ceux avec $H_m > 0$, négativement si bien que macroscopiquement, l'élément est neutre. A l'application du champ positif maximal \hat{H} selon (9.20), correspond une nouvelle répartition 2. La condition (9.21) introduit une nouvelle frontière : des domaines négatifs sont devenus positifs. Lorsque le champ décroît ensuite de \hat{H} à \check{H} , la condition (9.23) définit une nouvelle frontière, mais la répartition obtenue 3 exhibe un petit triangle de domaines restés positifs. Très sensiblement le sommet P de ce triangle a une abscisse $\hat{H}_{p \max}$ puisque $\hat{I}_p \gg \hat{I}_a$, et une ordonnée $H_{a \max}$, car $\frac{1}{2}(\hat{H} - \check{H}) \cong H_{\max}$.

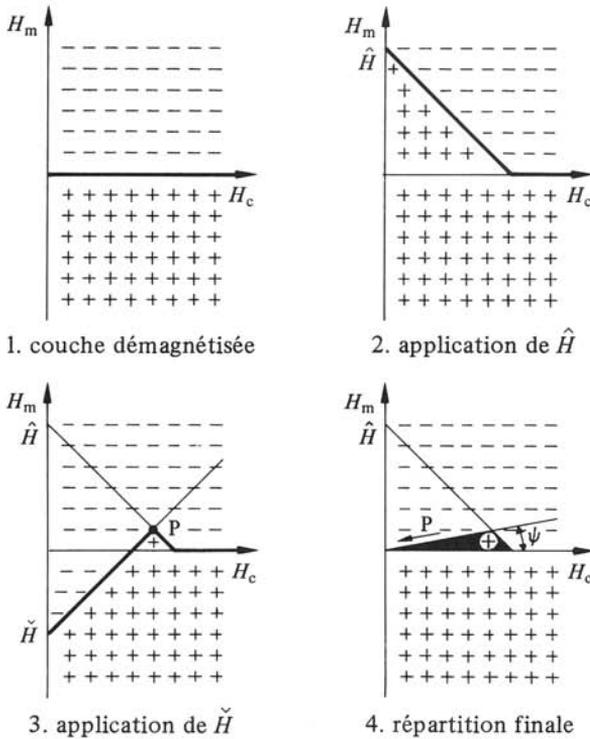


Fig. 9.65

Lors des alternances suivantes, nécessairement d'amplitudes décroissantes, le même processus se poursuit. Comme H_a est positif, l'amplitude des alternances positives est toujours plus grande que celle des négatives et il va subsister une *zone de rémanence* d'aimantation positive comme montré en 4. Cette zone est délimitée par une droite à -45° correspondant au champ maximal atteint \hat{H} , par l'axe H_c et par le lieu des sommets P.

Si la fréquence de polarisation est assez grande, ce lieu tend vers une droite passant par l'origine et dont la pente est le rapport des champs de modulation H_a et de polarisation \hat{H}_p ($\tan \psi = H_a/\hat{H}_p$). Pour H_a négatif, la zone de rémanence est d'aimantation négative et se situe en dessous de l'axe H_c . L'intégration de la fonction de répartition statistique des domaines de Weiss dans la zone de rémanence permet alors de déterminer la magnétisation de l'élément du support.

Comme on le voit, l'avantage de la méthode de Preisach tient avant tout à des raisons de géométrie: il s'agit de tracer des triangles et non plus des cycles d'hystérésis. La méthode permet ainsi d'expliquer qualitativement la plupart des propriétés de l'enregistrement avec polarisation magnétique haute fréquence. Malheureusement, la méconnaissance d'une fonction de répartition appropriée, autrement dit le manque d'un modèle statistique précis d'un milieu ferromagnétique, ne permet le traitement quantitatif des phénomènes que de manière approchée et incomplète.

9.3.10 Réglage de la polarisation magnétique haute fréquence

Expérimentalement, on observe que la valeur efficace I_p du courant de polarisation a une grande influence sur les performances de l'enregistrement, telles efficacité, courbe de réponse, distorsion harmonique et bruit de fond. Il y a donc lieu de régler I_p à une valeur optimale, réalisant le meilleur compromis entre les différentes exigences. Cet optimum dépend du type de bande magnétique (nature et épaisseur de la couche ferromagnétique) et de la vitesse de défilement (en fait, de la longueur d'onde gravée λ_g).

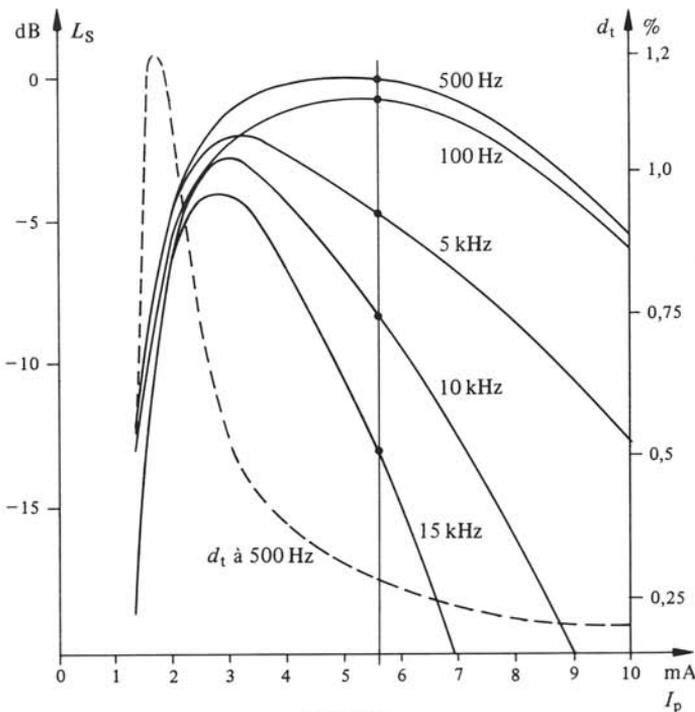


Fig. 9.66

La figure 9.66 illustre la problématique du réglage de la polarisation en montrant les niveaux de sortie d'un magnétophone (après correction de lecture, § 9.3.18) en fonction de I_p à différentes fréquences, mais à courant de modulation I_a constant et pour une bande magnétique et une vitesse de défilement données. Le taux de distorsion harmonique d_t en % pour une fréquence de 500 Hz est aussi représenté.

En pratique, on fixe I_p en fonction d'un compromis entre efficacité maximale et un taux de distorsion harmonique minimal pour une fréquence comprise entre 315 et 500 Hz. Les constructeurs indiquent en général les valeurs appropriées de I_p pour les différents types de bande magnétiques et pour chaque vitesse de défilement. Dans l'exemple de la figure 9.66, magnétophone à usages amateurs, le courant I_p optimal est de 5,6 mA. La procédure de réglage est également spécifiée. Elle peut être entièrement automatisée [105]. Le plus souvent, le courant I_p est réglé de manière à donner lieu à une diminution prescrite de niveau (par exemple 4 dB) à 10 kHz, en l'augmentant à partir de son optimum pour cette fréquence.

9.3.11 Non-linéarités du support d'enregistrement

Le premier effet des non-linéarités d'un support magnétique est la distorsion harmonique d'une modulation sinusoïdale. Cette distorsion dépend du type de bande, de la vitesse de défilement et du courant de polarisation I_p et surtout, de l'amplitude de modulation. La figure 9.67 donne les taux de distorsion d_t et d_3 en fonction du niveau L_E d'une modulation à 500 Hz (I_p réglé pour cette fréquence) relevés sur un magnétophone à usages amateurs. Comme on le voit, la distorsion par harmonique 3 est prépondérante aux forts niveaux de modulation. C'est toujours le cas et c'est pourquoi en pratique, le taux d_3 est déterminant et fixe le niveau maximal de modulation $L_{E\max}$. Ce dernier est le niveau donnant lieu à un taux d_3 spécifié, par exemple 3%, comme indiqué dans la figure. Le spectre de distorsion à 500 Hz pour ce niveau maximal est montré à la figure 9.68 : l'harmonique 3 est bien le plus important et se situe 30,5 dB au-dessous du fondamental, ce qui correspond bien à un taux d_3 de 3%.

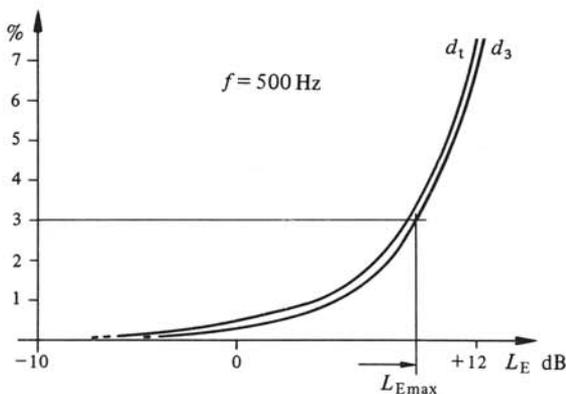


Fig. 9.67

Il est possible de compenser dans une bonne mesure la non-linéarité donnant lieu à la distorsion par harmonique 3 à l'aide d'un dispositif électronique non linéaire de caractéristique inverse et placé en amont de la tête d'enregistrement. La principale diffi-

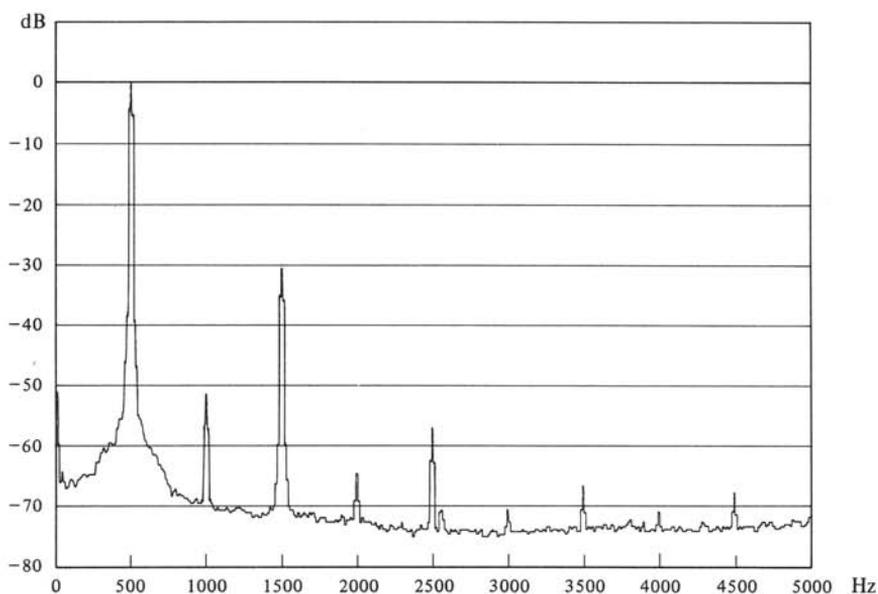


Fig. 9.68

culté est la maîtrise de cette prédistorsion sur toute la largeur de bande nécessaire. Bien conçu et appliqué, ce procédé permet d'augmenter la modulation maximale de 6 dB environ.

Le second effet considéré des non-linéarités du support est un phénomène de compression, d'autant plus important que la fréquence est élevée. La figure 9.69 montre comment cette compression se manifeste en donnant les caractéristiques, niveaux de sortie L_S en fonction des niveaux d'entrée L_E , à 333 Hz et 10 kHz. Fondamentalement, ces caractéristiques s'écartent d'une droite idéale: L_S est d'abord proportionnel à L_E , puis croît moins vite, passe par un maximum et finit paradoxalement par décroître. Aux

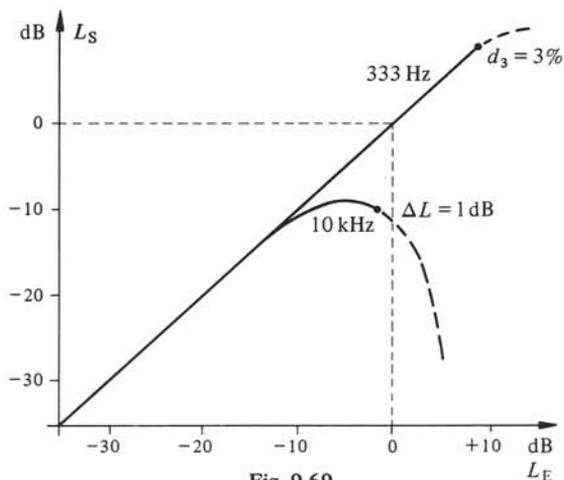


Fig. 9.69

basses fréquences ($f < 3 \text{ kHz}$), cet effet n'est pas à considérer car il survient au-delà du niveau $L_{E_{\max}}$ fixé par d_3 . Par contre aux fréquences élevées ($f > 3 \text{ kHz}$), c'est lui qui détermine le niveau maximal de modulation $L_{E_{\max}}$. En pratique, ce dernier est fixé en fonction d'une décroissance admise ΔL du niveau de sortie au-delà de son maximum, comme illustré dans la figure ($\Delta L = 1 \text{ dB}$). Type de bande magnétique, vitesse de défilement et courant de polarisation influent sur cet effet.

9.3.12 Définition : correction d'enregistrement

La figure 9.66 montre à l'évidence que quel que soit le courant de polarisation I_p , la courbe de réponse de la tension de sortie en fonction de la fréquence à courant de modulation I_a constant n'est jamais l'horizontale souhaitée. Ainsi, pour I_p optimal à 500 Hz, l'allure de la courbe de réponse est donnée dans la figure 9.70 (report des points à $I_p = 5,6 \text{ mA}$ de la fig. 9.66). Pour compenser cet effet, il faut procéder à une pondération de la modulation avant enregistrement au moyen d'un circuit de *correction d'enregistrement* présentant une courbe de réponse inverse, comme illustré dans la figure 9.70.

Comme le courant de polarisation optimal, la correction d'enregistrement dépend de la vitesse de défilement et du type de bande. L'adaptation à la première se fait par commutations appropriées conjointement aux changements de vitesse. L'adaptation à la bande implique une procédure de réglage survenant après celle du courant de polarisation. Toutes deux sont parfois automatisées.

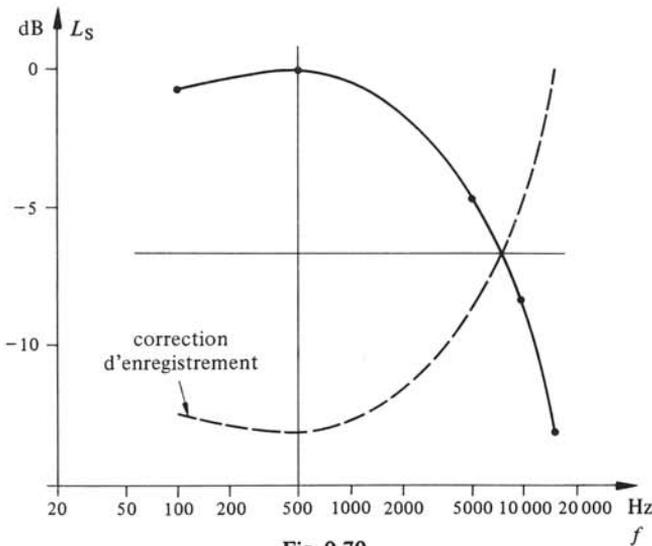


Fig. 9.70

9.3.13 Autopolarisation

Jusqu'à alors, les propriétés de la polarisation magnétique haute fréquence ont été décrites et discutées pour une modulation sinusoïdale. On en a déduit en particulier que le courant de polarisation devait être réglé à une valeur optimale et y être maintenu. Or il est évident qu'une modulation musicale est toute autre que sinusoïdale et que son

spectre peut recouvrir tout le domaine audio. On observe alors que les composantes de modulation de fréquences assez élevées jouent le rôle de polarisation, non seulement pour les composantes de basses fréquences mais aussi entre elles. Les figures 9.71 et 9.72 illustrent ce phénomène d'autopolarisation, c'est-à-dire de la modulation sur elle-même. Ainsi, la figure 9.71 donne le niveau de sortie L_{S333} d'une composante à 333 Hz de niveau d'entrée constant en fonction du niveau d'entrée L_{E10k} d'une composante à 10 kHz : la décroissance observée montre que tout se passe comme si le courant de polarisation était augmenté au-delà de sa valeur optimale pour 333 Hz, valeur réglée au préalable. La figure 9.72 montre quant à elle, l'effet d'une composante à 15 kHz (L_{E15k} de -50 dB puis 0 dB) sur la caractéristique niveau de sortie L_S en fonction du niveau d'entrée L_E à 10 kHz : on constate une baisse d'efficacité d'environ 11 dB et un décalage de l'effet de compression. Les effets de l'autopolarisation peuvent être compensés dans une certaine mesure par le contrôle du courant de polarisation en fonction du contenu de la modulation aux fréquences élevées [103].

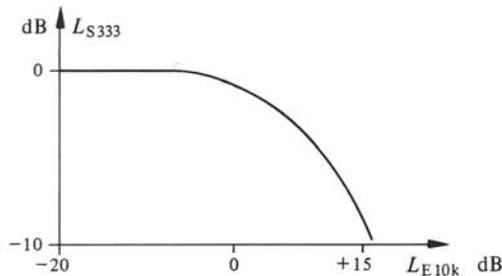


Fig. 9.71

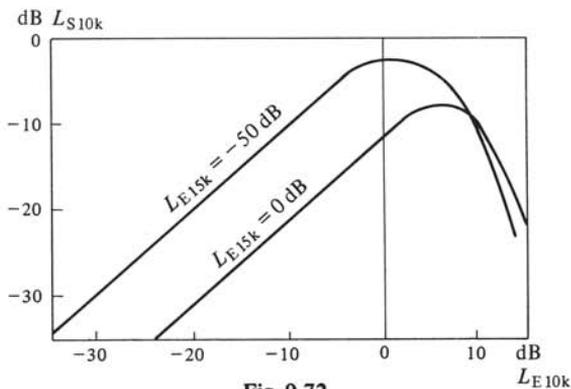


Fig. 9.72

9.3.14 Effacement

La démagnétisation du support s'obtient lors de son défilement devant l'entrefer de la tête d'effacement par l'application d'un champ longitudinal de fréquence élevée. Fondamentalement, cette opération consiste à enregistrer avec polarisation haute fréquence, une modulation nulle : dans (9.19), $i_a \equiv 0$ et $i_p = i_e$, courant d'effacement sinusoïdal. Le mécanisme de la démagnétisation s'explique alors très bien selon la méthode de Preisach, comme l'illustre la figure 9.73. Lors de son passage devant l'entre-

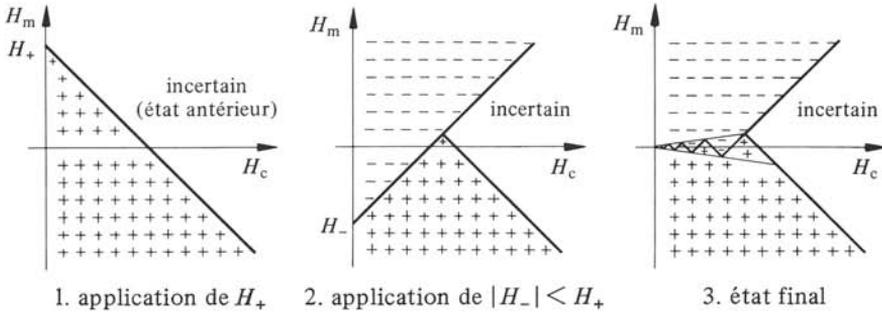


Fig. 9.73

fer d'effacement, un élément du support va subir un champ longitudinal extrémal, un maximum H_+ dans le cas considéré et ses domaines de Weiss se répartissent alors comme indiqué dans le plan de Preisach 1 : certains sont magnétisés positivement, mais d'autres ont conservé leur état antérieur (domaines incertains). A l'alternance suivante, le champ prend une valeur H_- , avec $|H_-| < H_+$ puisque l'élément s'éloigne de l'entrefer et la répartition des domaines devient celle du plan de Preisach 2 : des domaines positifs et incertains sont devenus négatifs, mais il subsiste une petite dent triangulaire de domaines précédemment devenus positifs. Lors des alternances suivantes nécessairement d'amplitudes décroissantes, le même processus se poursuit et finalement on obtient la répartition du plan de Preisach 3. Les dentelures de la frontière seront insignifiantes si le nombre d'alternances est assez grand (usuellement 200), d'où la nécessité d'une fréquence d'effacement suffisamment élevée (jusqu'à 250 kHz). Le champ maximal appliqué, donc le courant I_e , doit être assez grand pour que le nombre de domaines incertains subsistant soit négligeable (la fonction de répartition statistique des domaines tend très rapidement vers zéro à H_c ou $|H_m|$ croissants, voir fig. 9.64). Dans ces conditions, l'état final de l'élément du support correspond bien au plan de Preisach 1 de la figure 9.65.

La qualité de l'effacement est évaluée par le bruit de fond résiduel du support. En pratique, on spécifie l'*affaiblissement d'effacement*, différence entre le niveau d'une modulation enregistrée et son niveau résiduel après effacement. Le niveau enregistré doit en principe être supérieur au niveau maximal $L_{E_{max}}$ en basses fréquences par exemple c'est celui donnant lieu à un taux d_3 de 5%. L'ordre de grandeur de l'affaiblissement d'effacement est de 80 à 90 dB à 1 kHz.

Une condition essentielle de bon effacement est qu'aucune composante de champ continue ou audio n'existe devant la tête d'effacement, car elle serait alors enregistrée sur le support, d'où augmentation du bruit résiduel. En pratique, cela n'est pas aisé, car il existe de nombreuses causes de champs parasites : objets aimantés à proximité (par exemple guide-bande, poulies), moteurs, relais, solénoïdes, composante continue du courant d'effacement, etc. Toute dissymétrie de la forme d'onde du champ augmente le bruit résiduel. C'est pourquoi le courant d'effacement doit présenter une distorsion par harmoniques impairs la plus faible possible. Assez curieusement, on observe qu'un élément de bande fortement magnétisé crée un champ parasite suffisamment intense sur l'élément le précédant pour y être enregistré par la tête d'effacement. Le seul recours contre ce phénomène, lorsqu'il est assez important pour dégrader la qualité d'effacement, est une seconde tête d'effacement en aval de la première.

La tête d'effacement est similaire à celle d'enregistrement, mais avec des entrefers plus grands (typiquement $100\ \mu\text{m}$ à l'avant, $500\ \mu\text{m}$ à l'arrière), condition sine qua non de la très grande linéarité nécessaire pour des champs élevés et un bobinage fractionné. Généralement, un seul oscillateur fournit les courants de polarisation et d'effacement, mais leurs réglages sont indépendants.

L'effacement global d'une bande magnétique est réalisé en la soumettant à un champ alternatif (50 ou 60 Hz) très intense, dont l'amplitude est réduite lentement jusqu'à zéro, manuellement ou automatiquement. La qualité d'effacement ainsi obtenue est généralement bien supérieure à celle d'une tête d'effacement. A part l'effet des facteurs mentionnés ci-dessus, on n'en comprend pas les raisons.

9.3.15 Lecture

Lors de son passage contre l'entrefer avant de la tête de lecture, chaque élément de bande crée dans le circuit magnétique de celle-ci un flux magnétique Φ_1 au prorata de sa magnétisation. Ce flux est variable dans le temps puisque la bande défile, d'où une tension induite u_1 dans le bobinage de la tête proportionnelle à la dérivée $\dot{\Phi}_1$ (loi de Lenz). La courbe de réponse de la tension induite à flux sinusoïdal de valeur efficace $\tilde{\Phi}_1$ constante présente nécessairement une pente de $+6\ \text{dB/octave}$, puisque U_1 est proportionnelle à $\omega\tilde{\Phi}_1$. Une correction est donc impérative : en principe c'est une intégration de u_1 et sa courbe de réponse est une droite de pente $-6\ \text{dB/octave}$.

Le flux Φ_1 dépend des conditions de contact entre bande et tête de lecture : il y a des pertes de flux par rapport à celui créé dans une tête de lecture idéale et dans des conditions de lecture idéales.

9.3.16 Définition : flux de court-circuit d'une bande magnétique

Le flux de court-circuit Φ_{cc} d'une bande magnétique est celui traversant le noyau d'une tête magnétique de lecture de réductance nulle, en contact étroit avec la surface de la bande sur une longueur infinie.

Le flux de court-circuit est exprimé en nanoweber par mètre de largeur de piste, nWb/m.

9.3.17 Pertes de flux

Une piste de largeur b créerait dans une tête de lecture idéale un flux

$$\Phi_p = b \cdot \Phi_{cc} \quad \text{nWb} \quad (9.24)$$

Du fait de différents mécanismes de pertes, le flux Φ_1 dans le noyau de la tête de lecture est plus petit que Φ_p .

Lorsque la longueur d'onde gravée λ_g est plus grande que l'arc de contact entre bande et tête de lecture, d'importantes pertes de flux se produisent (flux de fuite). Leur étude théorique conduit à une courbe de réponse comportant d'abord une asymptote de $+18\ \text{dB/octave}$ puis celle de $+6\ \text{dB/octave}$ (fig. 9.74) [98, 102]. En fait, la forme de la tête de lecture, la présence de blindages, etc., jouent un rôle important. Pour élargir la largeur de bande vers le bas, on augmente le plus possible l'arc de contact, mais on est

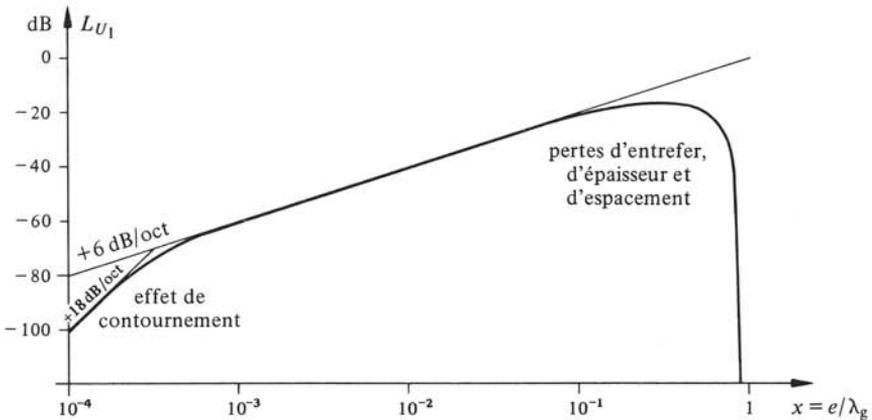


Fig. 9.74

limité par les forces de frottement (irrégularités du défilement, usure des têtes). La limite inférieure de la largeur de bande se situe généralement vers 20 Hz (à -10 dB), valeur bien adaptée au domaine audio. Ces pertes en basses fréquences sont appelées effet de contournement.

On sait que la largeur magnétique e_{mag} d'un entrefer est plus grande que sa largeur mécanique e (celle mesurable optiquement) en raison des effets de frange et des imperfections de réalisation. Typiquement pour une tête magnétique, e_{mag} est environ $1,11e$. Ainsi, pour e de 1 à $5 \mu\text{m}$, les entrefers magnétiques vont de 1 à $5,5 \mu\text{m}$.

Aux fréquences élevées, lorsque la longueur d'onde λ_g devient voisine de e_{mag} , une part importante de flux échappe à la tête de lecture car se confinant dans la cale aimantique d'entrefer. Par ailleurs, aux fréquences pour lesquelles e_{mag} est un nombre entier de λ_g , le flux Φ_1 s'annule. Cela se comprend intuitivement si l'on admet qu'une longueur λ_g de bande correspond à deux aimants de même force magnétomotrice mis bout à bout, pôles de mêmes noms en regard (§ 9.3.7). L'étude théorique de ces effets est très complexe, mais il est possible actuellement de calculer les pertes d'entrefer à mieux que 1% [106]. Soit x , le rapport en e/λ_g . Exprimées en décibels, les pertes d'entrefer sont, pour $x \leq 0,5$

$$L_{\delta} = 20 \lg [\sin 1,11 \pi x / 1,11 \pi x] \quad \text{dB} \quad (9.25)$$

et pour $x > 0,5$

$$L_{\delta} = 20 \lg |0,326 x^{-2/3} \sin \pi (x + \frac{1}{6}) + 0,056 x^{-4/3} \sin \pi (x - \frac{1}{6})| \quad \text{dB} \quad (9.26)$$

La première annulation du flux ($L_{\delta} \rightarrow -\infty$ dB) survient lorsque $\lambda_g = e/0,8795$. En pratique, la mesure de la fréquence f_{δ} correspondante permet de déterminer e et e_{mag} . En dessous de f_{δ} , ces pertes peuvent être compensées dans une certaine mesure par des circuits appropriés, dont le plus simple est une capacité et une résistance en parallèle avec le bobinage de la tête de lecture (fréquence de résonance et facteur de qualité du circuit résonant parallèle ainsi constitué sont ajustés au mieux).

L'étude théorique détaillée du contact couche ferromagnétique/tête de lecture montre que toute l'épaisseur de la couche ne contribue pas également au flux : on estime que le 90% de Φ_1 provient d'une épaisseur de $0,36 \lambda_g$ [98, 102, 107]. Ces pertes d'épais-

seur augmentent avec la fréquence. Exprimées en décibels, elles sont

$$L_a = 20 \lg [k_g \cdot d / \{1 - \exp(-k_g \cdot d)\}] \quad \text{dB} \quad (9.27)$$

où k_g est le nombre d'onde $2\pi/\lambda_g$.

Un espace a entre tête et couche est aussi une cause de pertes. Ces pertes d'espace sont évaluées à

$$L_a = 54,6 a / \lambda_g \quad \text{dB} \quad (9.28)$$

Un espace a de $0,1\lambda_g$ provoque ainsi une perte d'environ 7 dB.

En conclusion, la lecture de fréquences élevées exige un entrefer aussi étroit que possible d'autant plus que la vitesse de défilement est basse, et un excellent contact entre bande et tête, donc des surfaces de la tête en contact aussi lisses et régulières que possible et un entraînement et guidage parfaits de la bande.

Finalement, la courbe de réponse d'une tête de lecture pour un flux de court-circuit Φ_{cc} constant a dans sa partie utilisable l'allure représentée dans la figure 9.74.

9.3.18 Définitions: caractéristiques d'enregistrement et de lecture

Comme on l'a vu, des corrections d'enregistrement et de lecture sont indispensables pour remédier aux défauts intrinsèques des courbes de réponse d'enregistrement et de lecture. Afin d'assurer la compatibilité des enregistrements, par exemple en vue de l'échange de bandes enregistrées, les spécifications de ces corrections sont normalisées grâce à des *caractéristiques d'enregistrement* et de *lecture* (modification n° 1, CEI 94).

La *caractéristique d'enregistrement* spécifie le flux de court-circuit Φ_{cc} enregistré sur la bande en fonction de la fréquence pour une modulation sinusoïdale de valeur efficace constante. Cette caractéristique est définie par

$$N = 10 \lg \frac{1 + \omega^{-2} \tau_2^{-2}}{1 + \omega^2 \tau_1^2} \quad \text{dB} \quad (9.29)$$

Les constantes de temps τ_1 et τ_2 ont des valeurs normalisées CEI ou autres, selon la vitesse de défilement, comme indiqué dans le tableau 9.75. La figure 9.76 montre les différentes caractéristiques CEI.

Tableau 9.75

Vitesse de défilement en cm/s	Constantes de temps en μs	
	τ_1	τ_2
76,2	35 (17,5) ¹	∞
38,1	35 (50) ²	∞ (3180) ²
19,05	70 (50) ²	∞ (3180) ²
9,53	90	3180
4,76	120 (70) ³	1590 (3180) ⁴

¹ norme AES-1

² norme NAB, applicable aux vitesses de 19,05 et 38,1 cm/s

³ valeur appropriée à certaines cassettes

⁴ valeur actuellement en vigueur pour les cassettes

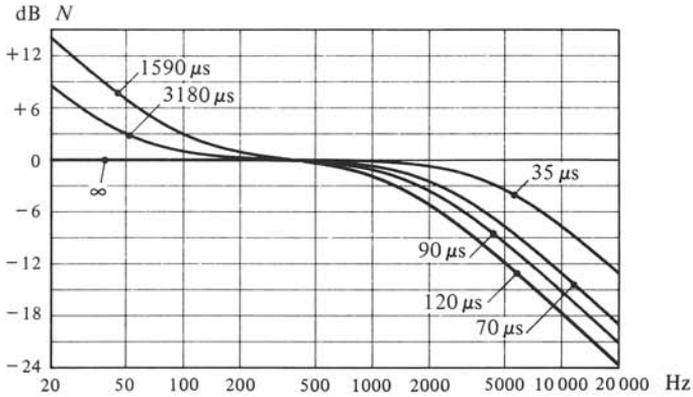


Fig. 9.76

Une constante de temps τ_2 de 3180 ou 1590 μs indique une *préaccentuation* des basses fréquences. Cette dernière permet de se prémunir des tensions induites dans la tête de lecture par des champs parasites à la fréquence du réseau (50 ou 60 Hz). Pour les appareils à usages amateurs, en particulier ceux à cassettes (fig. 9.53), à faibles vitesses de défilement, le blindage de cette tête n'est souvent pas suffisant ou alors trop sommaire. La valeur de 1590 μs avait été spécifiquement prévue pour les cassettes, mais suite aux distorsions trop élevées qui en résultaient et à l'amélioration des blindages, c'est la valeur de 3180 μs qui est actuellement en vigueur (préaccentuation de 3 dB à 50 Hz).

La courbe de réponse du circuit de correction d'enregistrement doit être prévue de manière à obtenir la caractéristique d'enregistrement normalisée voulue (à spécifier). Cela exige toujours la compensation des variations d'efficacité de l'enregistrement avec la fréquence, selon le courant de polarisation (fig. 9.66 et 9.70).

La *caractéristique de lecture* doit être telle qu'elle donne une courbe de réponse horizontale lors de la lecture d'une piste ayant un flux de court-circuit Φ_{cc} selon une

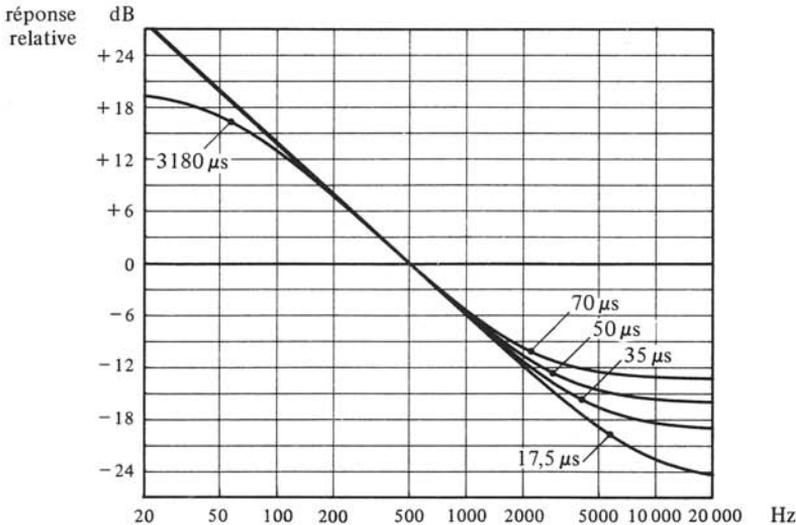


Fig. 9.77

caractéristique d'enregistrement normalisée. La figure 9.77 montre quelques-unes de ces caractéristiques (les constantes de temps indiquées proviennent du tab. 9.75). On note que ces caractéristiques ne sont pas simplement inverses de celles homologues d'enregistrement, mais tiennent compte de la correction théorique de lecture (intégration, § 9.3.15).

La courbe de réponse du circuit de correction de lecture doit être prévue de manière à obtenir la caractéristique de lecture normalisée appropriée (à spécifier) sur la largeur de bande prescrite (ce qui implique dans certains cas la compensation des pertes de flux aux fréquences élevées).

Corrections d'enregistrement et de lecture sont donc finalement telles que la courbe de réponse globale enregistrement/lecture est aussi horizontale que possible. La courbe de réponse en phase est par contre très irrégulière. Des circuits de compensation de phase doivent être prévus pour obtenir au besoin une phase linéaire.

9.3.19 Bandes magnétiques

Les problèmes technologiques des bandes magnétiques concernent surtout les matériaux ferromagnétiques des couches d'enregistrement, leur fabrication et mise en œuvre. Les qualités fondamentales requises sont celles des aimants permanents: ce sont des matériaux ferromagnétiques durs (B_r , H_c et produit $(BH)_{\max}$ élevés), d'où aimantation élevée et démagnétisation moindre.

Pour réduire le champ démagnétisant, il faut des particules ou grains de forme allongée (C plus petit, cf. fig. 9.58). De plus, ces particules doivent être petites de manière à enregistrer des fréquences élevées à faible vitesse de défilement (pour les cassettes par exemple), la longueur des particules fixant la limite inférieure de $\lambda_g/2$. Enfin, les particules doivent être indépendantes (éviter couplage et désaimantation mutuelles) ce qui réduit le bruit de fond. Deux types de milieux présentent ces qualités: des couches de particules en aiguilles et des films métalliques. Seuls les premières sont utilisées pour l'enregistrement audio.

Les couches consistent en une dispersion de particules en aiguilles dans un liant, dans des proportions en volume d'environ 40 et 60%. Leur épaisseur va de 2 à 10 μm . Les particules cristallisent en aiguilles d'une fraction de μm par un traitement thermique approprié, et sont orientées par un champ magnétique longitudinal lors du dépôt sur le substrat.

Les problèmes de fabrication concernent l'homogénéité de la dispersion, l'orientation des particules et la rugosité de la surface ($< 0,2 \mu\text{m}$ en valeur efficace). Ces facteurs conditionnent la régularité de la réponse, le bruit de fond et le troisième, plus spécifiquement l'usure des têtes.

Le matériau de base a d'abord été le Fe_3O_4 , puis le $\text{Fe}_2\text{O}_3\gamma$ cristallisant en aiguilles de 0,5 sur 0,1 μm environ. Une dispersion à 40% permet d'obtenir des valeurs typiques de 24 kA/m pour le champ coercitif H_c . Récemment, des progrès dans l'orientation des particules et l'homogénéité de la dispersion ont permis de porter celle-ci à 50%. Les λ_g minimales gravables sont de l'ordre de quelques μm .

En dopant le $\text{Fe}_2\text{O}_3\gamma$ par du cobalt, les aiguilles sont plus petites d'où gain en largeur de bande. Le dopage se fait soit par modification de la structure cristalline (insertion d'atomes de Co), soit par une technique épitaxiale, le Co restant en surface des aiguilles.

On obtient ainsi des valeurs de H_c jusqu'à $80 \cdot 10^3$ A/m. Cette augmentation est bienvenue, car elle compense les effets du champ démagnétisant plus importants du fait de la réduction de longueur des particules. En contrepartie, l'effacement est plus difficile et la polarisation optimale, différente (courants d'effacement et de polarisation plus importants). La correction d'enregistrement doit également être modifiée.

Un matériau de base très performant est le dioxyde de chrome CrO_2 , cristallisant en aiguilles plus minces que les oxydes de fer. Il se caractérise par un H_c de 40 kA/m et une induction de saturation de 0,2 T. La réponse aux fréquences élevées est meilleure que pour les oxydes de Fe. Par contre, les couches au Cr semblent plus abrasives que celles au Fe.

Existent également des bandes magnétiques double couches, dites Ferro-Chrome, une couche de CrO_2 recouvrant une couche de $\text{Fe}_2\text{O}_3 \gamma$. L'idée de base est que les grandes λ_g , de plus grande pénétration magnétisent le Fe_2O_3 , permettant d'obtenir un haut niveau sans distorsion, alors que les faibles λ_g magnétisent le CrO_2 à H_c élevé. Ces bandes posent des problèmes pour l'effacement et la polarisation (valeurs optimales).

Les couches au fer pur sont constituées de particules de fer métallique recouvertes d'une très fine peau d'oxyde les protégeant de l'action oxydante de l'air. Les particules en aiguilles ont un rapport longueur/diamètre d'environ 5 pour une longueur moyenne de $0,4 \mu\text{m}$. Des couches de $3,5 \mu\text{m}$ avec une dispersion de 30% permettent d'obtenir un champ coercitif H_c de 75 kA/m et une induction de saturation de 0,45 T [108]. Ces couches se révèlent être les plus performantes, surtout aux faibles vitesses de défilement. Elles exigent toutefois des courants de polarisation et d'effacement plus élevés (environ le double).

Le substrat des bandes magnétiques est actuellement en polyester répondant parfaitement aux qualités requises: robustesse et stabilité mécaniques (insensibilités à la température et à l'humidité), allongement élastique stable. L'épaisseur du substrat est de 8 à $30 \mu\text{m}$, celle totale du ruban va de 9 à $12 \mu\text{m}$ pour les cassettes et jusqu'à $50 \mu\text{m}$ pour les bobines.

9.3.20 Définition: empreinte magnétique

L'*effet d'empreinte magnétique* est l'apparition de modulations parasites sur les spires voisines d'une spire enregistrée lorsque durant son stockage la bande est enroulée sur un noyau ou une bobine. A la lecture, il donne lieu à des pré- et post-échos (§ 9.2.15), particulièrement désagréables lorsqu'une forte modulation est précédée ou suivie d'un silence.

Les différents aspects de l'empreinte magnétique sont traités dans [109], à savoir origine du phénomène, mécanisme de copie, résultats expérimentaux et possibilités de réduction. Les principales recommandations pratiques sont :

- une tension de bande minimale;
- une couche ferromagnétique de haute coercitivité et de faible sensibilité à la température;
- un substrat de bande le plus épais et une couche la plus mince possibles;
- un niveau d'enregistrement et une vitesse de défilement appropriés;
- en vue du stockage, ne pas réenrouler la bande après enregistrement (le pré-écho est ainsi moins fort que le post-écho, ce qui est mieux toléré subjectivement);

- une température de stockage des bandes de 20°C (gradient de l’empreinte : $\sim 0,14 \text{ dB/}^\circ\text{C}$).

Le *niveau d’empreinte magnétique* est en décibels, le niveau de la tension produite par l’effet d’empreinte, référé à celle produite par la modulation à l’origine de l’effet.

9.3.21 Définitions : instabilités du niveau de sortie

Les *instabilités du niveau de sortie* sont les variations constatées en lecture d’une bande magnétique, dues aux défauts de la couche ferromagnétique ou aux imperfections de contact entre bande et tête. On distingue les instabilités à *long terme* de durée supérieure à une seconde, et celles à *court terme* de durée comprise entre 40 ms et 1 s. Leur niveau en décibels est la différence entre les niveaux de sortie le plus élevé et le plus faible, mesurés sur toute la longueur d’une bande d’une bobine pour les instabilités à long terme et sur une longueur d’au moins 250 m pour celles à court terme.

Ces instabilités résultent en grande partie d’un mauvais entretien des têtes et d’une mauvaise manipulation des bandes. Les premières dispositions à prendre sont donc un bon entretien et nettoyage des têtes et le plus grand soin de manipulation.

Le système d’entraînement doit assurer une tension de bande la plus constante possible, et présenter des surfaces de contact (poulies, guides, etc.) sans arêtes et aussi lisses que possible.

Des instabilités à court terme très importantes ($> 16 \text{ dB}$) peuvent se produire et sont dues à des défauts de la bande elle-même. Les facteurs les plus importants sont : l’uniformité mécanique et magnétique de la couche ferromagnétique ; l’uniformité mécanique du support ; la bonne conception des bobines et noyaux.

Expérimentalement, on observe une densité D d’instabilités à court terme en fonction de leur niveau L_d selon la loi

$$D = C/L_d^3 \lambda_g^3 \quad 1 \quad (9.30)$$

où C est un coefficient de qualité de la bande et du contact tête/bande et λ_g , la longueur d’onde gravée [110].

9.3.22 Niveaux et indicateurs de niveaux

Les niveaux de flux de court-circuit Φ_{cc} d’une bande magnétique sont définis par rapport à une référence $\tilde{\Phi}_{ccr}$ dont la valeur est normalisée. De fait elle est adaptée à la technologie des bandes et suit ses progrès.

Pour les cassettes, $\tilde{\Phi}_{ccr}$ est actuellement de 250 nWb/m (fréquence de référence 333 Hz). Pour les bobines, Φ_{ccr} vaut 320 nWb/m ou 510 nWb/m (fréquence de référence 1 kHz).

Les indicateurs de niveau d’enregistrement indiquent le niveau de la modulation à enregistrer. Deux types sont principalement utilisés : le VU-mètre et l’indicateur de crête de modulation (CEI 268-10).

Le VU-mètre (de Volume Unit) ou vumètre, indique le niveau en dB(mW) de la valeur efficace, mais comme il ne comprend qu’un détecteur à pont de diodes, son indication n’est correcte que pour un signal sinusoïdal (§ 1.8.9). De plus comme un atténua-

teur est incorporé, le 0 dB-VU correspond à 4,4 dB(mW). Ses caractéristiques balistiques sont normalisées (temps de montée à 99% de la déflexion de 0 dB(mW) égal à 0,3 s). La mise en œuvre du VU-mètre est prévue de manière que 0 dB-VU corresponde au flux de référence $\tilde{\Phi}_{ccr}$. Selon les cas, le VU-mètre mesure la modulation avant ou après la correction d'enregistrement : il y a lieu d'y prendre garde.

Des bandes étalons normalisées de niveaux ($\tilde{\Phi}_{cc}$ spécifiés à une fréquence de référence) et de fréquences permettent le réglage de gain du système de lecture et le relevé de sa courbe de réponse.

9.3.23 Têtes magnétiques

Comme on l'a vu, les têtes magnétiques ont la même constitution de base. Elles sont souvent réalisées par un circuit magnétique quasi-torique avec un (lecture) ou deux entrefers (enregistrement et effacement). Parfois, enregistrement et lecture sont effectués par une même tête au prix de compromis. Têtes d'enregistrement et de lecture peuvent aussi être étroitement accolées.

Les circuits magnétiques sont construits avec des matériaux ferromagnétiques doux (grande perméabilité, faible coercitivité) qui doivent être mécaniquement durs (réduire l'usure due au frottement des bandes) et avoir une résistivité élevée (réduire les pertes par courants de Foucault). On utilise des alliages spéciaux, par exemple le Permalloy, le Permalloy au molybdène, l'Alfénoï, etc. (sect. II.3.9). Le Sendust (85% Fe, 9,6% Si et 5,4% Al) est l'un des meilleurs matériaux modernes [111]. Il est principalement utilisé pour la réalisation des têtes d'enregistrement et d'effacement des bandes magnétiques au fer pur. Pour tous ces alliages, les têtes sont réalisées par empilage de tôles très minces (jusqu'à 10 μm) isolées (vernis ou oxyde Al_2O_3). Des ferrites (mélanges d'oxydes de Ni, Zn et Mn) sont surtout utilisées pour les têtes d'effacement. Elles présentent une résistivité et une dureté très élevées, mais sont très difficiles à mettre en forme.

Les cales amagnétiques d'entrefer sont en cuivre, argent, mica, papier, etc.

En première approximation, conception et analyse des têtes magnétiques se poursuivent avantageusement sur la base de schémas électriques équivalents. Ces derniers s'obtiennent à partir des schémas des circuits magnétiques (sect. IX.1.3). A titre d'exemple, les figures 9.78 à 9.81 donnent les circuits magnétiques complets et simplifiés d'une tête d'enregistrement et d'une tête de lecture.

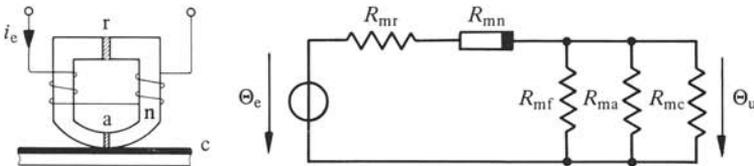


Fig. 9.78

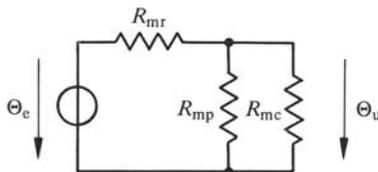


Fig. 9.79

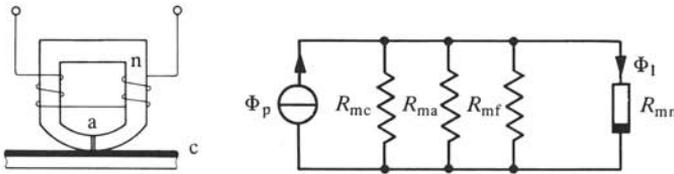


Fig. 9.80

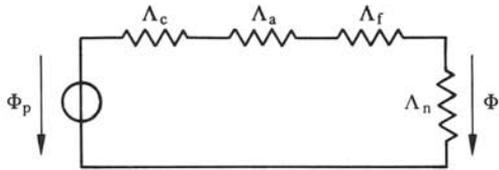


Fig. 9.81

Le circuit de la tête d'enregistrement est caractérisé par un potentiel magnétique scalaire Θ_e , dû au courant i_e , et les réluctances R_{mr} de l'entrefer arrière, R_{ma} de l'entrefer avant, R_{mn} du noyau de la tête, R_{mc} de la couche ferromagnétique et R_{mf} de fuite. Le potentiel magnétique utile Θ_u crée le champ utile dans la couche ferromagnétique. Comme R_{mn} est non linéaire, il faut $R_{mr} > R_{mn}$, d'où le schéma simplifié où R_{mp} représente R_{mf} et R_{ma} . On considère R_{mr} , R_{mp} et R_{mc} linéaires ($\mu = \text{constante}$, respectivement 1,1 et 5).

Le circuit de la tête de lecture comprend une source de flux Φ_p selon 9.24, la réluctance R_{mn} du noyau parcourue par le flux de lecture Φ_1 et les réluctances R_{mf} , R_{ma} et R_{mc} comme pour la tête d'enregistrement. Le schéma simplifié est en analogie inverse (les flux sont définis aux bornes des perméances Λ). On admet Λ_n linéaire, car les champs et inductions sont très faibles. D'après ce dernier schéma, on a

$$\Phi_1 = \frac{\Lambda_n}{\Lambda_c + \Lambda_a + \Lambda_f + \Lambda_n} \Phi_p = \sigma_\Phi \cdot \Phi_p \quad \text{Wb} \quad (9.31)$$

où σ_Φ est la sensibilité en flux de la tête.

Les schémas électriques s'obtiennent en associant aux perméances Λ des inductances L selon

$$L = N^2 \Lambda \quad \text{H} \quad (9.32)$$

où N est le nombre de spires de l'enroulement. On tient compte des pertes Joule et magnétiques (hystérésis et Foucault) par des résistances équivalentes R_b et R_h . Il faut également tenir compte de la capacité propre des enroulements. La figure 9.82 représente le schéma équivalent électrique d'une tête d'enregistrement. La figure 9.83 donne l'allure typique du module de son impédance d'entrée en fonction de la fréquence rapportée à sa valeur à 1000 Hz.

9.3.24 Bruit de fond

Les origines du bruit de fond sont :

- l'effacement imparfait;
- la distorsion harmonique du courant de polarisation;

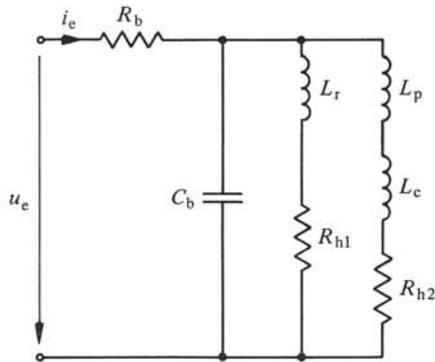


Fig. 9.82

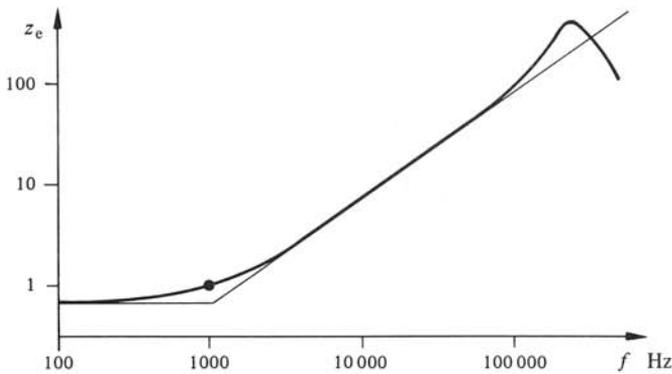


Fig. 9.83

- les tensions induites dans la tête de lecture par des champs parasites;
- la tête de lecture;
- la couche ferromagnétique elle-même.

Les trois premières causes sont relativement faciles à combattre : amélioration de l'efficacité de l'effacement, forme d'onde très pure pour la polarisation (rôle des entrefers arrière en particulier), blindage soigné des têtes.

Le bruit de la tête de lecture est celui thermodynamique des résistances équivalentes de pertes (Joule, hystérésis et Foucault). A cet égard, les têtes ferrites sont plus intéressantes du fait de leur résistivité très élevée.

C'est la répartition inhomogène des particules de la couche ferromagnétique qui est la principale cause du bruit de fond. On montre par calcul statistique que le rapport signal/bruit (c'est-à-dire le rapport de la puissance utile à la puissance de bruit), est proportionnel à la densité des particules (de l'ordre de $10^{14}/\text{cm}^3$) et à la largeur de la piste (+ 3 dB/oct), mais est indépendant de la magnétisation du milieu. On montre aussi que ce rapport dépend de la vitesse de défilement selon une loi en v_d^2 (+ 6 dB/oct). De très grands progrès ont été accomplis ces dernières années (gain de dynamique de 12 dB) grâce à l'amélioration des propriétés des couches, en particulier de leur homogénéité et de leur densité.

Exprimé en décibels, le rapport signal/bruit d'un magnétophone est en lecture le niveau relatif de la tension utile à la tension du bruit. La tension utile est définie en tenant compte d'un taux de distorsion d_t donné pour une fréquence enregistrée et une bande magnétique spécifiées. La tension de bruit est mesurée en l'absence de signal utile. Les ordres de grandeur actuels du rapport signal/bruit sont

- 50 dB pour une bande de cassette stéréo (4 pistes de 0,6 mm) à une vitesse de défilement de 4,76 cm/s et d_3 de 5% à 333 Hz ($\Phi_{cc} = 314$ nWb/m) sur une largeur de bande de 20 Hz à 20 kHz;
- 75 dB pour une bande stéréo de 12,7 mm (deux pistes de 5,05 mm) à une vitesse de défilement de 76,2 cm/s et d_t de 3% à 1 kHz ($\Phi_{cc} = 1028$ nWb/m) sur une largeur de bande de 30 Hz à 22 kHz.

9.3.25 Définitions: compresseurs, limiteurs et expanseurs

Les *compresseurs*, *limiteurs* et *expanseurs* sont des *dispositifs de commande automatique de gain* utilisés à différentes fins pour modifier l'enveloppe d'une modulation. De manière générale, ces dispositifs sont des amplificateurs dont le gain est commandé par leur modulation d'entrée de manière à obtenir une *courbe de gain*, niveau de sortie L_S en fonction du niveau d'entrée L_E , selon des lois appropriées.

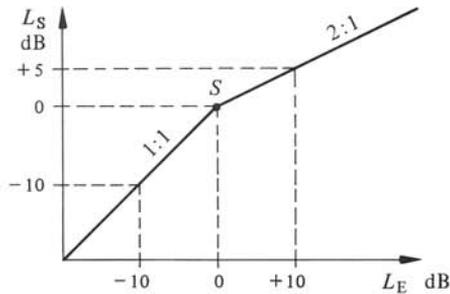


Fig. 9.84

La figure 9.84 montre la courbe de gain schématique d'un *compresseur*. En dessous d'un seuil S le rapport d'une variation du niveau d'entrée L_E à celle consécutive du niveau de sortie L_S est égal à l'unité. Au-delà du seuil ce rapport est plus grand que l'unité, 2:1 dans la figure. Un compresseur est alors caractérisé par un *seuil* S , niveau d'entrée où commence la compression et un *rapport de compression*, rapport des accroissements de L_E et L_S . La figure 9.85 montre le schéma-bloc d'un compresseur. Il comprend un amplificateur AGC dont le gain est fonction d'une tension de commande, un détecteur d'enveloppe et un comparateur COMP tenant compte des consignes de seuil et de rapport de compression (tensions de commande). La variation de gain n'est pas instantanée, en particulier en raison des constantes de temps du détecteur d'enveloppe (par exemple, temps d'intégration d'un détecteur de valeur efficace, § 1.8.9) ou simplement parce que l'emploi du compresseur l'exige. De manière générale, les *temps de réponse* (réduction de gain) sont courts (0,1 à 5 ms) et les *temps de retour* (rétablissement de gain), longs (0,1 à 3 s). Le cliché de la figure 9.86 illustre les effets de ces temps pour une modulation d'entrée en créneau.

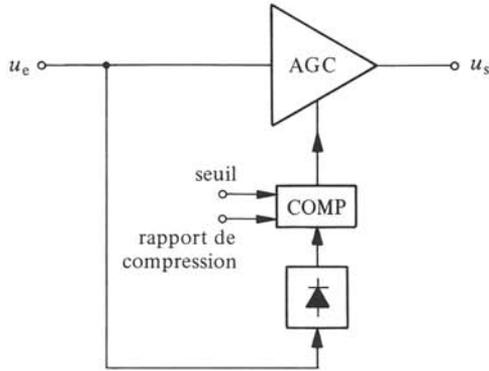


Fig. 9.85

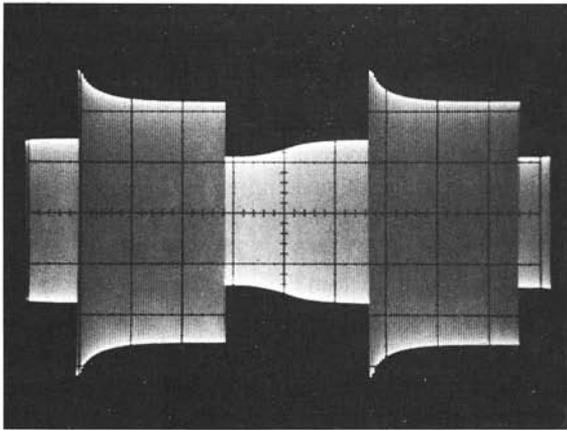


Fig. 9.86

En enregistrement magnétique, les compresseurs sont utilisés pour réduire la dynamique d'une modulation afin de l'adapter à celle disponible du support d'enregistrement. En particulier, le compresseur permet un niveau d'enregistrement optimal quant au rapport signal/bruit tout en évitant une distorsion aux forts niveaux.

Un *limiteur* est un cas particulier de compresseur : sa courbe de gain présente au-delà du seuil, un palier presque horizontal (rapport de compression jusqu'à 20:1). Il est destiné à prévenir toute surcharge d'un système d'enregistrement. Normalement, le seuil est placé assez haut, si bien que le limiteur n'intervient qu'occasionnellement. Son temps de réponse doit en général être le plus court possible et il comprend un détecteur de valeur de crête plutôt qu'un détecteur de valeur efficace. En pratique, un compresseur présente toujours une caractéristique de limiteur pour les niveaux L_E élevés et sa courbe de gain présente trois parties (par exemple, rapport de compression 1:1, 2:1 puis 10:1).

Un *expandeur* présente une courbe de gain comme illustré dans la figure 9.87 : entre deux seuils S_1 et S_2 , le niveau de sortie L_S croît plus vite que le niveau d'entrée L_E . Si l'on veut, c'est un compresseur de rapport de compression plus petit que l'unité. Une utilisation de base de l'expandeur, est la réduction du bruit de fond, par exemple à

la prise de son proprement dite: les signaux dont les niveaux sont inférieurs au seuil S_2 (réputés être les bruits parasites) se retrouvent en sortie à des niveaux plus faibles, alors que ce n'est pas le cas de ceux en dessus de S_1 (réputés être la modulation utile).

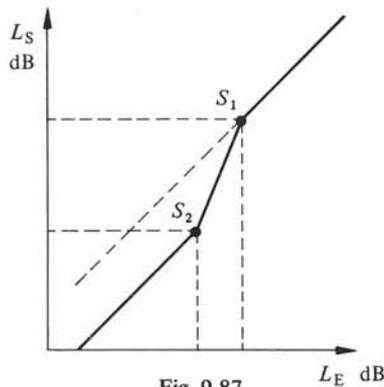


Fig. 9.87

9.3.26 Systèmes réducteurs de bruit

Fondamentalement, un système réducteur de bruit permet d'améliorer le rapport signal/bruit d'un enregistrement par une compression à l'enregistrement et une expansion en restitution.

Le principe le plus simple est représenté à la figure 9.88. A l'enregistrement on a une compression (2:1 par exemple) dont l'effet est de relever les faibles niveaux d'entrée (réduction de dynamique par le bas). En restitution on a une expansion de taux exactement inverse (1:2 par exemple) et de temps de réaction égaux, si bien que la modulation retrouve sa dynamique originale alors que le bruit propre à l'enregistrement est abaissé par l'expansion, d'où gain sur le rapport signal/bruit de l'enregistrement. Il est évident que seuls les bruits dont les causes se situent entre la sortie du compresseur et l'entrée de l'expenseur sont réduits par ce procédé.

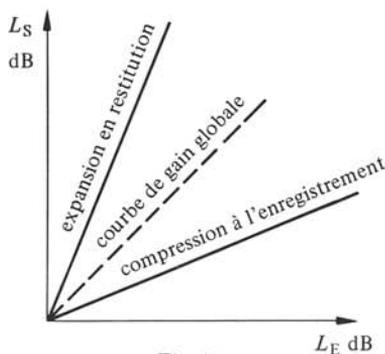


Fig. 9.88

La figure 9.89 montre un deuxième principe où les courbes de gain de compression et d'expansion, très exactement appariées, font intervenir des seuils S_1 , S_2 et S'_2 . Le diagramme de la figure 9.90 illustre le mécanisme de la réduction de bruit obtenue par ce principe.

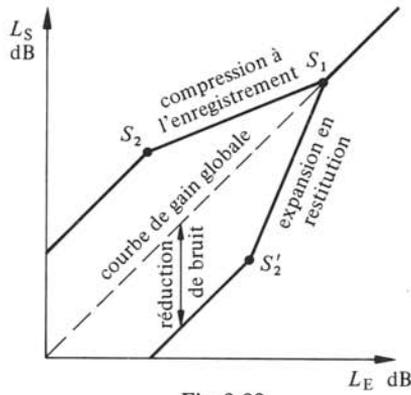


Fig. 9.89

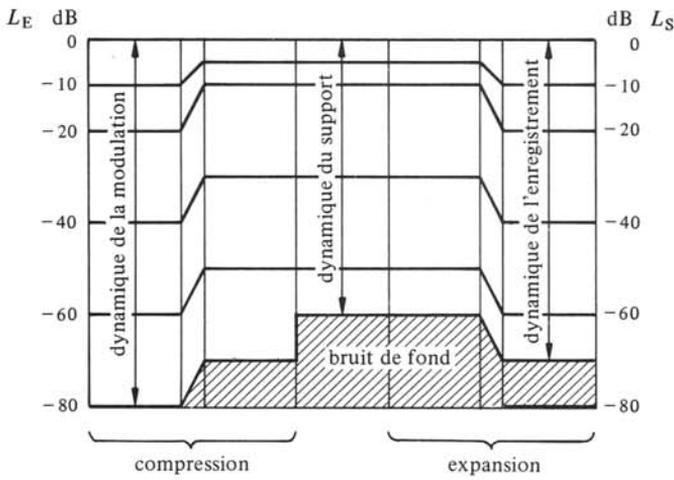


Fig. 9.90

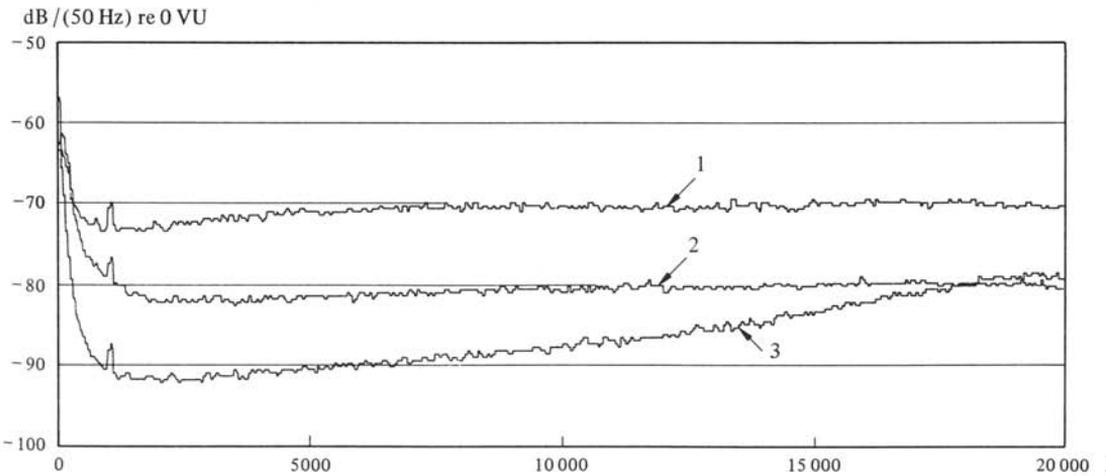


Fig. 9.91

Différents systèmes réducteurs de bruit réalisés selon l'un ou l'autre principe sont actuellement utilisés. De manière à optimiser la réduction, particulièrement au point de vue de l'audibilité du changement de niveau du bruit, ces systèmes prévoient une action dépendant de la fréquence.

Le système dBX est basé sur le premier principe avec pré- et désaccentuation des aigus. Le système Dolby-A [112] est basé sur le deuxième principe avec quatre voies fréquentielles indépendantes. Les systèmes Dolby B [113] et C [114] très généralement utilisés pour les magnétophones et lecteurs à cassettes, sont aussi basés sur le deuxième principe, avec préaccentuation des fréquences élevées à la compression et désaccentuation à l'expansion. La figure 9.91 montre les spectres de bruit de fond sans réducteur de bruit (1), avec Dolby B (2) et C (3), pour une cassette à l'oxyde de fer enregistrée puis lue sur un magnétophone portatif du type «balladeur». Les rapports signal/bruit mesurés correspondants sont de 50, 56 et 59 dB (tension utile définie pour $d_3 = 5\%$ à 333 Hz).

9.4 AUDIONUMÉRIQUE

9.4.1 Introduction

L'audio numérique est la plus jeune des techniques de l'électroacoustique, et aussi l'une des plus riches en perspectives. Ses débuts se situent à la fin des années soixante, plus précisément en 1969, année où fut présenté le premier enregistreur audio numérique par la NHK (Japon Broadcast Corporation). L'idée première de l'enregistrement numérique a été de valoriser les qualités intrinsèques de la représentation numérique d'une modulation dans l'enregistrement, sans les défauts inhérents aux procédés analogiques, ou pour le moins avec des ordres de grandeur bien plus favorables, en particulier au point de vue du rapport signal/bruit et des effets des non-linéarités. En fait, l'audio numérique vise plus que cela : il s'agit aussi de réaliser toutes les opérations et manipulations d'une modulation sous forme numérique, avant ou après enregistrement.

La compatibilité des enregistrements, par exemple en vue de l'échange de programmes et de la réalisation de produits grand public est la condition essentielle de réussite de l'audio numérique tout comme elle l'a été pour les procédés analogiques. Pour cela la définition et le respect de normes sont essentiels. A l'heure où ces lignes sont écrites, un certain consensus se dégage en vue de normes basées sur des propositions de groupes de constructeurs concernés. Le dynamisme de l'audio numérique, plus généralement des techniques numériques, et le jeu normal de la concurrence entre producteurs incitent les organisations de normalisation ou professionnelles à aller rapidement de l'avant. Il y va de la réussite économique de l'audio numérique, donc de son existence. Un changement de mentalité et d'habitudes des professionnels de l'enregistrement et de la radiodiffusion, sont des conditions de réussite tout aussi primordiales.

Actuellement, l'audio numérique concerne surtout l'enregistrement sur bande magnétique des applications professionnelles et le disque audio numérique, produit grand public par excellence. L'enregistrement magnétique sur cassettes ou disques à usages amateurs en est à ses débuts alors que des processeurs audio-vidéo (enregistrant une modulation audio numérique sous forme d'un signal vidéo) ne semblent pas avoir un grand avenir.

Cette section présente les aspects fondamentaux de l'audio numérique, dans l'état présent des réalisations et décrit brièvement l'enregistrement magnétique à têtes stationnaires et le disque audio numérique du système Compact Disc. Elle constitue donc une introduction à l'audio numérique et vise à permettre l'accès aux publications très spécialisées. En particulier, le lecteur intéressé trouvera dans [115], des exposés très détaillés des différents problèmes abordés dans ce qui suit.

9.4.2 Principes généraux

L'enregistrement audio numérique nécessite d'abord une conversion analogique-numérique de la modulation audio, c'est-à-dire sa représentation sous forme d'une suite de nombres binaires. Ces nombres sont à leur tour représentés sous forme d'un train ou flux d'impulsions, par un codage PCM (Pulse Code Modulation). C'est le train d'impulsions qui est enregistré. Physiquement, les impulsions sont définies par des niveaux haut et bas correspondant à des valeurs spécifiées de grandeurs électriques, magnétiques ou mécaniques: courants positif et négatif dans une tête d'enregistrement magnétique, aimantations à saturations positive et négative d'une couche ferromagnétique, présences et absences d'une déformation d'un support mécanique, etc.

En lecture, le train d'impulsions lu et remis en forme permet la reconstitution des suites des nombres binaires de la modulation et après conversion numérique-analogique, la restitution sous forme analogique.

Plus généralement, les différents systèmes d'enregistrement ou de traitement (consoles de régie, etc.) peuvent échanger une modulation codée par impulsions et non plus seulement sous forme analogique.

Les défauts intrinsèques des supports d'enregistrement (par exemple les instabilités à court terme, § 9.3.21) obligent à prévoir une redondance de la modulation enregistrée, (typiquement de l'ordre de 50%) et des stratégies appropriées de codage, de détection et de correction d'erreurs. Les débits d'information en sont augmentés d'autant.

On sait que la capacité C d'un canal de transmission (§ XVIII.4.1.6) vaut

$$C = B \text{ lb}(1 + \xi) \quad \text{bit/s} \quad (9.33)$$

où B est la largeur de bande du canal et ξ , son rapport signal/bruit. Cette relation est appliquée en première approximation, avec les mêmes hypothèses, à un enregistrement analogique ou numérique. En PCM, le rapport signal/bruit minimum nécessaire pour différencier deux états du support d'enregistrement est d'environ 20 dB pour une probabilité d'erreur de l'ordre de 10^{-6} . En appliquant (9.33) on voit qu'une capacité C nécessaire implique une largeur de bande B d'autant plus grande que l'on réduit ξ (ou plutôt que l'on renonce à utiliser au mieux la valeur ξ potentielle du support).

La largeur de bande B nécessaire pour la capacité C définit, à vitesse de défilement donnée du support, la longueur d'onde de gravure minimale λ_{gmin} . Or cette dernière doit être adaptée aux possibilités du support et des têtes d'enregistrement et de lecture (technologie). Dans cette problématique, le code PCM joue un rôle très important: la stratégie de codage est d'autant plus complexe qu'est grande la longueur d'onde minimale du support considéré.

9.4.3 Fréquences d'échantillonnage

Sanctionnant une situation de fait, les normes AES 5-1984 [116] et ANSIS4.28-1984 recommandent trois fréquences d'échantillonnage pour l'audio numérique.

La fréquence de 48 kHz à $\pm 10^{-5}$ est le choix principal. Compatible avec les systèmes TV et cinéma, elle permet une largeur de bande audio jusqu'à 20 kHz.

La fréquence de 44,1 kHz est admise, mais uniquement pour les applications grand public, comme le disque audio numérique (système Compact Disc) et les enregistrements magnétiques y relatifs.

La fréquence de 32 kHz est admise, en conformité avec la recommandation 606 CMTT de l'Union internationale des télécommunications, pour les applications en radiodiffusion et télévision ou en relation avec celles-ci, pour lesquelles une largeur de bande audio de 15 kHz est jugée suffisante.

La coexistence de trois fréquences d'échantillonnage et la nécessité d'échange de programmes enregistrés ne sont possibles que grâce à des systèmes de conversion de fréquence d'échantillonnage. A l'origine ces systèmes impliquaient le passage obligé par une forme analogique (conversion N/A à f_{e1} , puis A/N à f_{e2}). Actuellement cette conversion est purement numérique [118]. Possible en principe pour un rapport quelconque des fréquences d'échantillonnage, elle est beaucoup moins complexe si ce rapport est simple (par exemple 3/2, soit de 48 à 32 kHz).

9.4.4 Conversions analogique-numérique et numérique-analogique

En audio numérique, le choix s'est porté sur une quantification uniforme à 16 chiffres binaires en code binaire pur complément à deux.

La représentation d'un nombre algébrique dans ce code est rappelée dans le tableau 9.92 (cas de 4 chiffres binaires). Dans cette représentation, le chiffre binaire de signe (0 pour +, 1 pour -) peut être traité comme un chiffre de poids double de celui du chiffre de rang le plus élevé. Par conséquent, lorsque le code est écrit avec le chiffre de poids le plus faible à l'extrême droite, le chiffre de signe prend place tout à gauche.

Tableau 9.92

Nombres entiers	Fractions de l'amplitude	Code binaire pur complément à 2
+ 7	7/8	0111
+ 6	6/8	0110
+ 5	5/8	0101
+ 4	4/8	0100
+ 3	3/8	0011
+ 2	2/8	0010
+ 1	1/8	0001
0	0	0000
- 1	- 1/8	1111
- 2	- 2/8	1110
- 3	- 3/8	1101
- 4	- 4/8	1100
- 5	- 5/8	1011
- 6	- 6/8	1010
- 7	- 7/8	1001

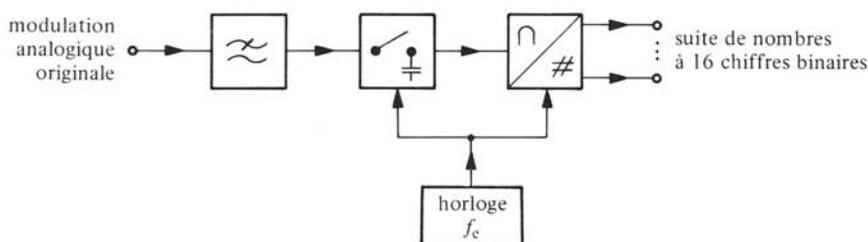


Fig. 9.93

La figure 9.93 rappelle le principe de la conversion analogique-numérique. Un filtre passe-bas antirepliement ou de garde, limite le spectre de la modulation analogique de manière à respecter le théorème d'échantillonnage (§ VI.9.3.3). Un échantillonneur-bloqueur prélève des échantillons de la modulation à la période d'horloge $T_e = 1/f_e$ et les maintient constants pendant la durée de conversion par le convertisseur A/N proprement dit. On dispose donc en sortie d'un flux à f_e de nombres codés de 16 bits représentant la modulation audio.

Une bonne règle pratique pour les filtres de garde est un affaiblissement d'au moins 50 dB à $\frac{1}{2} f_e$. Typiquement, leur gabarit prévoit une ondulation résiduelle de $\pm \frac{1}{4}$ dB dans la largeur de bande audio B et un affaiblissement d'au moins 50 dB (jusqu'à 70 dB) dès et en dessus de $\frac{1}{2} f_e$. Ces exigences très sévères, conjointement à d'autres conduisent à des filtres actifs du neuvième ordre, par exemple à FDNR (chap. XIX.9), [117].

Les fréquences d'échantillonnage élevées et la grande dynamique de l'audio numérique exigent des convertisseurs aux performances exceptionnelles; par exemple, temps de conversion de l'ordre de $17 \mu\text{s}$ pour 16 bits à $\pm \frac{1}{2}$ chiffre de poids le plus faible. Les échantillonneurs-bloqueurs doivent avoir des temps d'acquisition de l'ordre de $3 \mu\text{s}$.

La figure 9.94 rappelle le principe de la conversion numérique-analogique. Le convertisseur N/A proprement dit est suivi d'un échantillonneur-bloqueur destiné à se prémunir des impulsions parasites de commutation, puis d'un filtre de lissage (sect. VI.9.4). En principe, ce dernier doit comprendre une correction compensant, dans la largeur de bande de la modulation restituée, l'affaiblissement dû à la fonction maintien de l'échantillonneur-bloqueur (sect. VI.9.2). En module cet affaiblissement est de la forme

$$|H(f)| = \frac{\tau \sin \pi f \tau}{T_e \pi f \tau} \quad 1 \quad (9.34)$$

où τ est le temps de maintien et T_e , la période d'échantillonnage. On constate l'intérêt de réduire τ , d'où des échantillonneurs-bloqueurs à hautes performances.

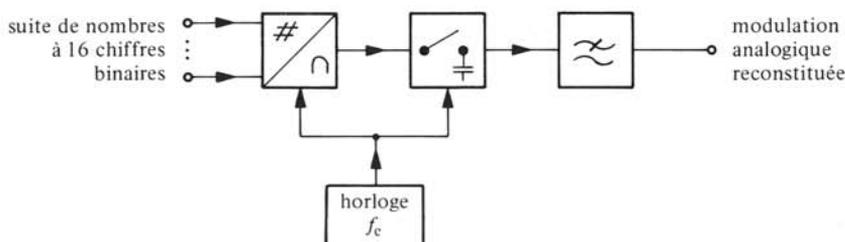


Fig. 9.94

La conversion N/A est aussi réalisée par interpolation numérique ou « suréchantillonnage » principalement en vue de simplifier la réalisation du filtre de lissage et de correction d'affaiblissement de maintien. La figure 9.95 en montre le principe. Un filtre numérique de suréchantillonnage place par interpolation trois échantillons supplémentaires distants de $T_e/4$ entre chaque paire de nombres d'entrée, ce qui revient à quadrupler la fréquence d'échantillonnage, au prix d'une réduction de définition de 2 chiffres binaires: en sortie, on a un flux à $4f_e$ de mots de 14 chiffres binaires. Un convertisseur N/A rapide suivi d'un filtre de lissage passe-bas très simple, par exemple Bessel du troisième ordre, permettent la restitution de la modulation.

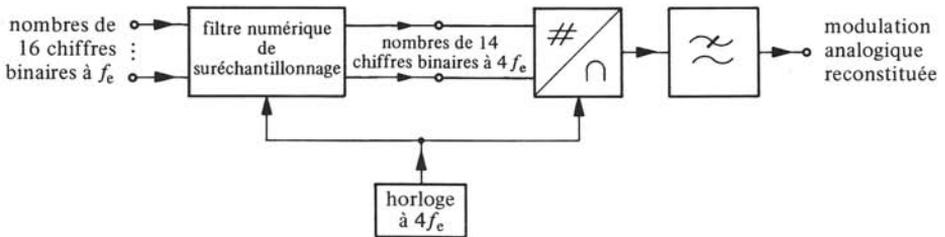


Fig. 9.95

9.4.5 Bruit, dynamique et non-linéarités

On sait que la représentation d'un signal par une suite de nombres implique un bruit de quantification (§ VI.10.3.4 et 10). En enregistrement du son, c'est un bruit de modulation, au sens du paragraphe 9.1.1. En audionumérique, le rapport signal/bruit est le rapport des puissances de crête de la modulation et du bruit de quantification. Exprimé en décibels, pour 16 chiffres binaires (signe compris) il est de 96 dB. Le bruit de quantification est souvent exprimé sous forme d'un taux de distorsion de quantification, par analogie avec les effets des non-linéarités des procédés analogiques (§ XVIII.7.3.6). En audionumérique, une telle pratique se révèle malencontreuse en raison des confusions occasionnées avec les différents taux de distorsions, toujours à considérer.

Le rapport signal/bruit de quantification est un maximum théorique, explicitant les possibilités de la représentation sous forme de nombres. Son intérêt est de permettre de déterminer le nombre de niveaux, donc celui de chiffres binaires nécessaire pour représenter une modulation audio de dynamique connue, tout en tenant compte de la perception (donc de la gêne) du bruit de quantification. Il faut bien dire que les justifications d'une quantification à 16 chiffres binaires sont peu claires, surtout en regard des difficultés technologiques qui en résultent. Un contrôle analogique de la modulation avant et après conversions (gain, compression, limitation) permet de se limiter à 14 chiffres binaires. Sans aucun contrôle analogique, du microphone au haut-parleur, il faudrait une représentation à 24 chiffres binaires. Quoiqu'il en soit, le rapport signal/bruit de 96 dB est théorique: c'est une valeur idéale, le maximum vers lequel peut tendre le meilleur système le mieux réalisé.

Une première limitation est le bruit de fond et les effets des non-linéarités des convertisseurs A/N et N/A et des circuits analogiques associés (échantillonneurs-bloqueurs,

filtres, etc.). Il n'est pas aisé de concevoir et réaliser ces dispositifs avec des exigences en accord avec le bruit de quantification. Typiquement, un convertisseur a une résolution d'un demi chiffre binaire de plus faible poids, donc introduit une erreur comparable au bruit de quantification, si bien que le rapport signal/bruit de conversion est de l'ordre de 90 dB, au lieu de 96 dB. Plus difficile encore est la mise en œuvre de ces dispositifs dans un enregistreur audionumérique, à bande magnétique par exemple, du fait des nombreuses sources de perturbations telles moteurs, relais, alimentations, etc. Combien ont fait l'expérience décevante d'un circuit quasi idéal dans les conditions de laboratoire et se révélant mauvais une fois en place dans son environnement réel (les deux chiffres binaires de plus faibles poids prenant des valeurs 0 et 1 aléatoires).

La nécessité absolue d'éviter tout écrêtage de la modulation audio impose une limitation par le haut de la dynamique utile de 10 à 12 dB. Un écrêtage est en effet très mal supporté en raison de son caractère brutal, comparé au caractère progressif de la compression, puis de la limitation, des procédés analogiques. C'est pourquoi, une marge moindre de l'ordre de 3 à 6 dB selon les cas, est requise pour ces derniers.

Dans tous les cas, la prudence est de rigueur pour la comparaison des dynamiques et distorsions des différentes techniques audionumériques et analogiques.

9.4.6 Représentation par suites d'impulsions

Le codage PCM est la représentation d'un nombre binaire par une suite d'impulsions selon un code, ensemble de règles bien définies. La modulation prend donc la forme d'un train d'impulsions, définies par des niveaux haut et bas. Les transitions, c'est-à-dire les changements de niveaux, enclenchements (de bas à haut) et déclenchements (de haut à bas), surviennent au codage en des instants repérés par une horloge de synchronisme de fréquence f_s et de période T_s .

En audionumérique, les codes doivent

- permettre l'autosynchronisation, c'est-à-dire la possibilité d'établir ou de retrouver au seul moyen du code reçu ou lu, la fréquence de synchronisme f_s ;
- valoriser au mieux les possibilités de stockage du support d'enregistrement;
- autoriser en lecture une grande tolérance sur la position temporelle des flancs des impulsions en lecture du code;
- conduire à un spectre du train d'impulsions que l'on puisse borner vers le haut à une valeur fixée par le support d'enregistrement et les têtes d'enregistrement et de lecture;
- conduire à un spectre borné vers le bas à une valeur convenable.

Très généralement, le spectre du train d'impulsions ne doit pas présenter de composante continue. Les raisons actuelles sont : une conception plus simple des circuits; la possibilité de prévoir en lecture un filtre passe-haut éliminant les effets d'altérations du support, telles griffures, poussières, empreintes digitales, etc. En bornant ce spectre vers le bas, on se réserve l'utilisation de la partie inférieure de la largeur de bande disponible pour des informations annexes (par exemple, commande automatique de la position et de focalisation du lecteur optique des disques audionumériques du système Compact Disc).

9.4.7 Exemples de codes

La figure 9.96 représente quelques codes PCM, des plus simples aux complexes utilisés actuellement. Les simples ne sont déjà plus utilisés, voire ne l'ont jamais été en audionumérique, mais il est utile de les connaître pour comprendre le mécanisme et les subtilités des codes modernes. En l'absence de normalisation, on a jugé utile de désigner ces codes par les sigles des appellations originales en langue anglaise. Chaque code est illustré par le train d'impulsions correspondant à la suite de chiffres binaires, indiquée en tête de la figure. Un nouveau chiffre intervient à chaque demi-période T_s .

Le code NRZ (Non Return to Zero) est le plus simple que l'on puisse imaginer. Un chiffre 1 donne lieu à un niveau haut et un chiffre 0, à un niveau bas. De performances très insuffisantes, ce code n'a été utilisé en audionumérique que pour des systèmes expérimentaux très primitifs.

Dans le code NRZI (Non Return to Zero inverse), un chiffre 1 détermine une transition, enclenchement ou déclenchement au milieu de la demi-période, alors qu'un chiffre 0 n'en détermine pas. Ce code n'est pas utilisé en audionumérique sous cette forme simple, par contre il intervient dans le code EFM décrit plus loin.

Dans le code PE (Phase Encoding), un chiffre 1 donne lieu à un enclenchement et un chiffre 0, à un déclenchement survenant en milieu de demi-période. Des transitions appropriées sont au besoin intercalées et se situent aux débuts des demi-périodes. Ce code n'est actuellement utilisé que pour des informations auxiliaires de contrôle ou de code temporel.

Le code BM (Biphase Mark) est actuellement proposé pour la transmission de modulation audio PCM entre équipements (enregistreurs, consoles de mélange, correcteurs, dispositifs de réverbération artificielle, etc.). Ce code comprend toujours une transition au début de chaque demi-période. Pour chaque chiffre 1, il présente une transition en milieu de demi-période. Une suite continue de chiffres 0 revient donc à transmettre l'horloge de synchronisme f_s , d'où l'intérêt de ce code.

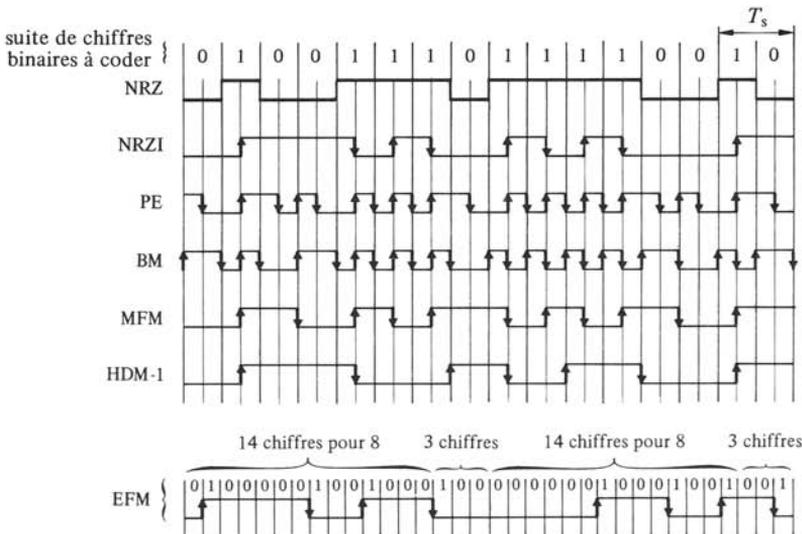


Fig. 9.96

Le code MFM (Modified Frequency Modulation) est un NRZI amélioré : des chiffres 0 consécutifs donnent lieu à des transitions à leurs frontières, ce qui a pour effet de diminuer les composantes continue et basse fréquence du spectre du train d'impulsions par rapport à celui codé NRZI. Ce code est actuellement utilisé dans certains enregistreurs magnétiques.

Le code HDM-1 (High Density Modulation no 1) est l'un des codes modernes à hautes performances spécialement conçu pour l'enregistrement magnétique à têtes magnétiques stationnaires et très grande densité [119]. Un chiffre 0 suivi d'un chiffre 1 est codé par une seule transition survenant au milieu de la demi-période du 1. Une suite de chiffres 1 consécutifs est subdivisée en groupes de deux, avec un dernier groupe de trois si leur nombre est impair : une transition a lieu à la frontière de chaque groupe. Un train de chiffres 0 consécutifs est codé selon une stratégie plus complexe : des transitions sont prévues aux débuts des demi-périodes, mais chacune d'elles est éloignée d'au moins 3,5 demi-périodes de celle qui la précède immédiatement, et la dernière survient au moins 1,5 demi-période avant la transition associée au chiffre 1 survenant. L'intervalle de temps maximal entre deux transitions consécutives est de 4,5 demi-périodes.

Le code EFM (Eight-to-Fourteen Modulation) est un NRZI, mais avec une conversion préalable d'un groupe de 8 chiffres binaires à encoder en un groupe de 14 chiffres binaires. La table de correspondance combinatoire a été établie de manière à obtenir, pour chacun des 2^8 groupes de 14 chiffres binaires, de deux à dix chiffres 0 entre chaque paire de 1. Au groupe ainsi formé sont adjoints trois chiffres binaires supplémentaires selon une stratégie visant à réduire la partie basse fréquence du spectre du train d'impulsions. Ainsi, à 8 chiffres à encoder vont correspondre 17 chiffres, ce qui implique une fréquence de synchronisme $17/8$ plus élevée que pour les autres codes. Les disques du système Compact Disc utilisent le code EFM. La complexité requise du codeur EFM n'est pas un handicap pour un produit à vocation grand public, pour lequel c'est plutôt le décodage qui doit être impérativement simple, ce qui est le cas en l'occurrence.

9.4.8 Codes détecteurs et correcteurs d'erreurs

En lecture de la modulation codée PCM, se produisent d'inévitables erreurs dues aux imperfections du support d'enregistrement et des conditions de lecture. Des codes détecteurs et correcteurs d'erreurs ont pour but d'abord de détecter et si possible, de corriger ces erreurs. Dans leur principe, ces codes consistent à générer avant le code PCM, des chiffres binaires supplémentaires à partir de la modulation : il y a donc redondance d'information. Quoiqu'il existe des codes de correction d'erreurs très puissants, en audio-numérique on se limite à des codes relativement simples, mais suffisamment efficaces pour que des erreurs non corrigées ne surviennent qu'à des intervalles de temps assez grands. Lorsqu'une erreur détectée ne peut être corrigée, l'échantillon concerné est supprimé et un autre, obtenu par exemple par interpolation avec ses voisins, lui est substitué de manière à ne pas donner lieu à un effet audible.

La détection et correction d'erreurs la plus simple est l'introduction de chiffres binaires de parité. A chaque nombre codé en 16 chiffres binaires de la modulation est adjoint un 17^{ème} chiffre, tel que l'on ait un nombre pair (ou impair) de chiffres 1 (ou 0). Si en restitution, on observe un nombre impair de chiffres 1, c'est qu'un des chiffres binaires est erroné, soit un chiffre de la modulation, soit le chiffre de parité. Si l'on

observe un nombre pair de chiffres 1, la restitution est très certainement correcte car la probabilité de deux erreurs simultanées est très faible. Pour corriger une erreur, il faut au moins quatre chiffres binaires de parité, lesquels sont attribués à différents groupes de chiffres binaires du nombre codé, par exemple selon le tableau 9.97. En restitution, les tests de parité permettent de déterminer facilement s'il y a erreur et quel chiffre binaire est erroné. Si par exemple les chiffres de parité P1, P2 et P4 conduisent à un test négatif, mais positif pour P3, c'est que très certainement, le 14^{ème} chiffre de la modulation est erroné, d'où sa correction. On voit que le prix à payer pour cette correction est une redondance de 25% : il faut introduire 4 chiffres binaires de parité pour un nombre codé à 16 chiffres. L'application pratique des tests de parité conduit à introduire quatre groupes de chiffres P1 à P4 correspondant à quatre nombres consécutifs de la modulation sous forme d'un cinquième nombre de 16 chiffres binaires. Plus généralement, un groupe de 16 chiffres binaires de parité peut être formé à partir d'attributions à des groupes de 4 chiffres binaires sur les 64 chiffres de quatre nombres consécutifs ou non, de la modulation audio.

Tableau 9.97

Chiffres binaires de parité	Attributions aux chiffres binaires des nombres codés complément à 2															
	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1
P1	x	x	x	x	x	x	x	x								
P2																
P3																
P4																

En audionumérique, le test de parité n'est souvent pas suffisant et des codes détecteurs et correcteurs beaucoup plus performants sont appliqués. Ce sont les codes CRCC (Cyclic Redundancy Check Code) dont le principe s'inspire des tests de parité.

L'analyse des causes d'erreurs des différents supports d'enregistrement audionumérique montre qu'il y a lieu de distinguer

- les erreurs aléatoires d'un chiffre binaire;
- les erreurs chaînées d'un groupe de chiffres binaires de plus ou moins grande longueur.

Ainsi, le bruit de fond du support provoque une erreur aléatoire ou une chaîne très courte. Par contre, une instabilité à court ou long terme de l'enregistrement magnétique provoque une longue chaîne de chiffres erronés. Il faut tenir compte également des inévitables altérations des supports, dues à une manipulation malencontreuse et un entretien défectueux : il leur correspond de longues chaînes de chiffres erronés.

Pour se prémunir des effets d'une longue chaîne d'erreurs, on procède à l'entrelacement des nombres de la modulation audio : leur séquence originale est remplacée par une (ou plusieurs) autre(s) séquence(s). En restitution, la séquence originale est reconstituée. Ainsi, une chaîne d'erreurs contiguë sur le support, se retrouve dispersée en erreurs aléatoires et sa correction en est facilitée. L'entrelacement est combiné avec un code détecteur et correcteur d'erreurs performant. Selon les supports, des combinaisons

différentes de codes ont été conçues. La figure 9.98 montre schématiquement le procédé CIC (Cross Interleave Code) utilisé par certains constructeurs pour l'enregistrement magnétique à têtes stationnaires. La suite des nombres N de la modulation dans sa séquence originale est d'abord complétée par des nombres P de détection et correction d'erreurs, selon

$$P_{4i} = N_{4i} + N_{4i+1} + N_{4i+2} + N_{4i+3} \quad (9.35)$$

Des opérateurs de délai ($D =$ décalage de 4 rangs) permettent d'abord de former de nouveaux nombres Q de détection et correction d'erreurs selon

$$Q_{4j} = N_{4j} + N_{4j-3} + N_{4j-6} + N_{4j-9} + P_{4j-16} \quad (9.36)$$

La séquence de sortie est obtenue par entrelacement des N , P et Q . Son débit d'information est augmenté de 50% par rapport à celui de la séquence d'entrée N (1 nombre P et 1 nombre Q pour 4 nombres N). Le procédé CIC est capable, selon la technique de décodage, de corriger une chaîne quelconque de trois nombres N .

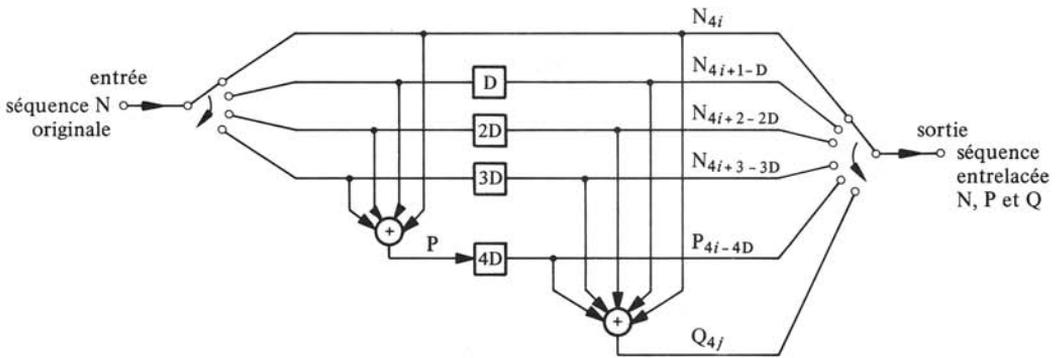


Fig. 9.98

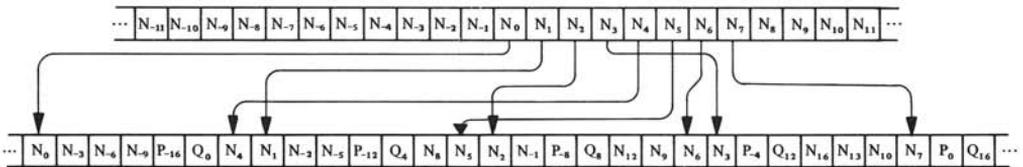


Fig. 9.99

9.4.9 Organisation des données

La séquence obtenue après codage en vue de la détection et de la correction des erreurs est codée PCM, puis enregistrée sur le support ou transmise à d'autres équipements. Il est évident que des informations supplémentaires sont indispensables pour situer le début des nombres N , P ou Q . Ces informations sont les mots ou codes de synchronisation, insérés périodiquement dans des paquets de nombres N , P et Q , ou blocs de données. Ces codes sont tels qu'ils sont immédiatement et sans ambiguïtés, discernables des données elles-mêmes: très souvent ils sont construits en violant sciemment les règles du code PCM utilisé (formes « illégales »).

Au besoin, les blocs de données sont aussi accompagnés de codes d'adresse placés par exemple juste après le code de synchronisation. Ce code peut aussi être un code de repérage temporel. Codes d'adresse et de repérage temporel permettent la marche synchrone et le calage temporel précis d'un équipement sur un autre.

Des informations supplémentaires peuvent encore être insérées, souvent après le code d'adresse. Elles servent par exemple à indiquer la fréquence d'échantillonnage, une préaccentuation des aigus de la modulation avant conversion A/N, etc.

9.4.10 Transmission série d'une modulation audionumérique

La transmission d'une modulation audionumérique d'un équipement à un autre, fait l'objet en ce moment, d'un projet de normes AES et ANSI (Draft AES3-1985 et ANSI S4.40-1985). On comprend qu'une telle norme est absolument impérative et est une condition sine qua non du succès de l'audionumérique.

La transmission de deux voies de modulation (par exemple gauche et droite en stéréophonie) est prévue sur une seule paire torsadée blindée en mode symétrique avec un code BM (§ 9.4.7). Pour cela, on forme pour chaque échantillon quantifié N d'une voie de modulation, une demi-trame de 32 chiffres binaires selon le format de la figure 9.100. En tête se trouve un code de synchronisation indiquant le début de la demi-trame. Il indique aussi le début d'une trame, constituée de deux demi-trames correspondant aux échantillons simultanés des deux voies de modulation disposés dans un ordre donné. Un champ de 24 chiffres est ensuite réservé aux échantillons audio, dont les 4 premiers peuvent être utilisés pour des informations auxiliaires. Les échantillons sont transmis, chiffre de plus faible poids en tête. Les 4 derniers chiffres sont réservés d'une part au contrôle de validité et de parité de la demi-trame (chiffres 29 et 32) et d'autre part, à la formation de blocs d'informations auxiliaires. Pour chaque voie de modulation, un bloc est construit en prélevant les chiffres 30 et 31 de chaque demi-trame concernée pendant 192 trames consécutives, à partir d'une trame repérée par un code de synchronisation spécial (il y a donc en tout trois codes de synchronisation). Les blocs contiennent des informations telles que applications professionnelles ou grand public, préaccentuation des fréquences élevées, fréquence d'échantillonnage, transmission stéréophonique, etc.

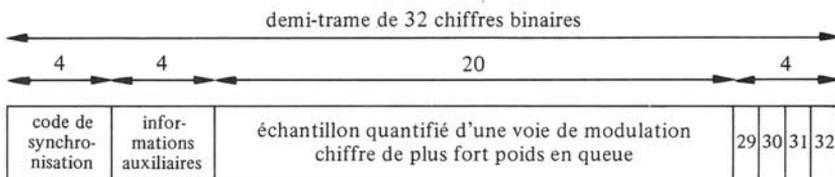


Fig. 9.100

La figure 9.101 donne le schéma de principe de la liaison conseillée entre deux équipements. Le câble bifilaire blindé doit représenter une impédance caractéristique de 90 à 120 Ω dans le domaine de fréquence concerné (la cadence de transmission est 64 fois la fréquence d'échantillonnage). Une correction des hautes fréquences est conseillée pour les longues distances de transmission. La symétrisation est prévue par transformateurs et des capacités bloquent les composantes continues. L'emploi de connecteurs normalisés est prescrit (CEI 268-12).

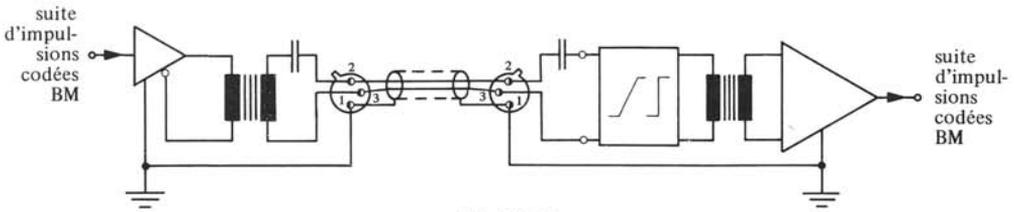


Fig. 9.101

9.4.11 Enregistrement magnétique audionumérique

Pour les applications professionnelles, c'est l'enregistrement magnétique longitudinal simple qui est actuellement utilisé. La suite d'impulsions codée PCM est mémorisée sous forme de magnétisations longitudinales à saturations positives et négatives de la couche ferromagnétique. On applique donc les principes décrits dans la section 9.3, mais avec des caractéristiques et des technologies spécifiques. Par opposition à l'enregistrement magnétique à têtes rotatives, conçu pour la vidéo, et aussi appliqué à l'audionumérique à ses débuts ou pour les applications grand public, l'enregistrement longitudinal est appelé à têtes stationnaires ou fixes.

Sont aussi à l'étude, des procédés d'enregistrement magnétique perpendiculaire dans lequel la composante principale du champ magnétique d'enregistrement est perpendiculaire au plan d'un film ferromagnétique.

Les exigences fondamentales concernent le rapport signal/bruit et la largeur de bande nécessaires pour enregistrer un code PCM. Le rapport signal/bruit ne pose pas de problème, car une valeur de 20 dB garantit un taux d'erreur dû au bruit inférieur à 10^{-6} . La largeur de bande minimale s'évalue à partir des données de base :

- fréquence d'échantillonnage de 48 kHz;
- quantification à 16 chiffres binaires;
- redondance du débit d'information de 50% pour la détection et la correction des erreurs (code CIC).

On en déduit un débit d'information de 1,152 Mbit/s par voie de modulation.

Un bon code PCM se différencie de son horloge de synchronisme f_s par le fait qu'il présente moins de transitions que celle-ci. Ce qui est alors déterminant pour la largeur de bande B , c'est la durée minimale T_{\min} entre deux transitions rapportée à la demi-période de synchronisme. Plus cette durée est grande, plus la largeur de bande peut être réduite, donc meilleur est le code. Pour le code HDM-1 (§ 9.4.7) préconisé pour l'enregistrement professionnel, le rapport $T_{\min}/\frac{1}{2}T_s$ est de 1,5. En conséquence, on se contente d'une largeur de bande limitée à une fréquence supérieure $f_+ = 1,152 \cdot 10^6 / 2 \cdot 1,5 = 384$ kHz, alors que la fréquence de synchronisme est de 576 kHz. Il est évident qu'en raison de cette limitation la forme d'onde enregistrée n'est plus le train d'impulsions aux flancs verticaux et aux paliers horizontaux, comme idéalisé dans la figure 9.96. En lecture, à chaque flanc de l'onde enregistrée correspond une impulsion positive ou négative (loi de Lenz).

Pour la vitesse de défilement normalisée de 76,2 cm/s, la longueur d'onde gravée à une fréquence de 384 kHz est de 1,98 μm , valeur à mettre en regard des possibilités des supports.

Contrairement aux espoirs initiaux, pleurage et scintillement se sont révélés beaucoup plus critiques qu'enregistrement analogique. Typiquement, les fluctuations de vitesse sont maintenues en dessous de 10^{-5} en valeur relative, devant les têtes magnétiques. Par ailleurs, les faibles largeur de piste ($\sim 0,5$ mm) et de garde ($\sim 0,2$ mm) nécessitent le guidage précis du bord de la bande. Par conséquent, le système d'entraînement des magnétophones audionumériques est beaucoup plus complexe et performant qu'enregistrement analogique.

9.4.12 Optimisation de l'occupation d'une bande magnétique

La capacité de transmission d'une piste magnétique s'écrit selon (9.33)

$$C_1 = B_s \text{lb} (1 + \xi_r) \quad \text{bit/s} \quad (9.37)$$

où B_s est sa largeur de bande, délimitée à vitesse de défilement donnée v_r par la longueur d'onde gravée minimale λ_{gs} du support considéré, (par exemple définie pour un affaiblissement de 3 dB) et ξ_r , son rapport signal/bruit. Si l'on substitue à cette piste 2^n pistes parallèles de même largeur totale, on obtient une capacité de

$$C_n = 2^n B_s \text{lb} (1 + 2^{-n/2} \xi_r) \quad \text{bit/s} \quad (9.38)$$

Pour établir cette relation, on suppose que le bruit de fond vérifie la sommation énergétique (§ 1.8.16), autrement dit, qu'à chaque subdivision de la largeur de piste, la puissance de bruit n'est que doublée (§ 9.3.24).

La comparaison de (9.37) et (9.38) montre clairement l'intérêt de répartir le code PCM sur plusieurs pistes minces parallèles. La largeur d'une piste est choisie de manière à ce qu'elle présente au moins le rapport signal/bruit garantissant une probabilité d'erreur prescrite.

De manière plus générale, si l'on fait intervenir la vitesse de défilement v_d et la longueur d'onde minimale λ_{gs} , on trouve une capacité

$$C_n = 2^n (v_d / \lambda_{gs}) \text{lb} \{1 + (v_d / v_r)^2 \cdot 2^{-n/2} \cdot \xi_r\} \quad \text{bit/s} \quad (9.39)$$

car le bruit de fond décroît selon le carré de la vitesse de défilement (§ 9.3.24). Cette relation gouverne l'optimisation de l'occupation d'une bande magnétique en fonction de ses caractéristiques de base λ_{gs} et ξ_r . Doit encore être prise en compte la séparation, laquelle fixe la garde nécessaire entre pistes, selon le type de têtes magnétiques utilisé.

9.4.13 Têtes magnétiques

Comme la linéarisation des têtes d'enregistrement n'est plus nécessaire, elles n'ont plus d'entrefer arrière. Pour obtenir la largeur de bande requise, les entrefers avant sont extrêmement fins, typiquement inférieurs au μm .

Pour réduire au mieux les pertes, les têtes sont généralement en ferrite, parfois réalisées par empilage de feuilles de ferrite et d'un matériau amagnétique [120]. Il est impératif de leur donner les plus petites dimensions possible de manière à pouvoir loger un maximum de pistes sur une bande de largeur standard. Il s'agit en particulier d'obtenir une séparation appropriée des voies. La largeur du noyau est très importante à cet égard. On constate que si elle est inférieure à 2 mm, une garde entre pistes de l'ordre de 0,1 mm

assure une séparation de 30 dB environ. Il est ainsi possible de loger un nombre de pistes important (de 12 à 26) sur des bandes de 6,3 et 12,6 mm.

Afin de réduire encore les dimensions des têtes, surtout en vue de l'emploi de cassettes (12 pistes sur une bande de 3,81 mm), de nouvelles technologies ont été développées [121]. Ainsi, sont réalisées des têtes d'enregistrement à film mince, où l'enroulement est formé par dépôt d'une couche sur un substrat magnétique, puis photolithographie. Comme un tel enroulement est limité à quelques spires, les courants d'enregistrement deviennent importants, d'où problèmes. Sont aussi réalisées, des têtes de lecture à magnétostriction (sect. 6.5) dont l'avantage est une tension de sortie indépendante de la vitesse de défilement [122]. Leur polarisation de linéarisation est obtenue soit par une spire parcourue par un courant continu (réalisation en couche mince), soit par une couche d'un matériau ferromagnétique dur aimanté.

9.4.14 Bandes magnétiques pour l'audio numérique

Le souhait général, tant des utilisateurs que des constructeurs, est d'utiliser en audio numérique les mêmes bandes magnétiques que pour l'enregistrement analogique. C'est d'ailleurs une des principales raisons du choix de l'enregistrement longitudinal. Les mêmes vitesses de défilement, et des durées d'enregistrement comparables sont aussi souhaitées.

Au stade de développement actuel, ces desiderata sont presque satisfaits, surtout grâce aux nouveaux codes PCM très performants, le HDM-1 en particulier. Toutefois l'emploi des bandes magnétiques standard est encore exclu. Les bandes pour l'audio numérique présentent des performances supérieures, au point de vue de la longueur d'onde de gravure minimale λ_{gs} et des instabilités à court terme (§ 9.3.21). Typiquement leur couche ferromagnétique est très mince, de l'ordre de $2 \mu\text{m}$ (diminution du champ démagnétisant, donc diminution de λ_{gs}), avec des irrégularités inférieures à $0,25 \mu\text{m}$ en valeur efficace. Le substrat de polyester a une épaisseur de $25 \mu\text{m}$. La longueur d'onde de gravure minimale utilisable est de l'ordre de $1,4 \mu\text{m}$, ce qui autorise une densité de stockage d'environ $1,5 \text{ Mbit/m}$ ($B \cong 500 \text{ kHz}$ à $v_d = 76,2 \text{ cm/s}$).

9.4.15 Format

A l'heure où ces lignes sont écrites, il n'y a pas de format normalisé pour les bandes magnétiques de l'audio numérique. Toutefois, un consensus semble se faire autour de la proposition [123] d'un groupe de trois constructeurs (Matsushita, Sony et Studer). Leur format DASH (Digital Audio, Stationary Heads) se base sur des largeurs d'environ $0,5 \text{ mm}$ (têtes en ferrite) et $0,25 \text{ mm}$ (têtes à film mince).

Les vitesses de défilement sont de $76,2$, $38,1$ et $19,05 \text{ cm/s}$ pour la fréquence d'échantillonnage de 48 kHz . A $44,1 \text{ kHz}$ elles passent à 70 , 35 et $17,5 \text{ cm/s}$. Le format prévoit l'utilisation de bandes de $6,3$ et $12,6 \text{ mm}$: sont logées sur les premières, 8 ou 16 pistes (selon la largeur de piste nominale) et sur les secondes, 24 ou 48. Dans tous les cas, 4 pistes auxiliaires sont prévues (code temporel, enregistrements analogiques de contrôle, etc.).

L'information codée PCM est organisée en blocs de 18 nombres à 16 chiffres binaires. Le premier est un code de synchronisation (11 chiffres) obtenu par violation

du code HDM-1 et inclut 5 chiffres auxiliaires. Viennent ensuite les données audio, soit 16 nombres dont 4 de parité (CIC). Le dernier nombre est un code CRCC de bloc. La protection réalisée contre les erreurs autorise la coupure de la bande (montage à la lame de rasoir) sans effet audible.

Aux vitesses de 76,2 et 70 cm/s, une voie de modulation ne nécessite qu'une piste audionumérique car la longueur d'onde gravée minimale le permet. Par contre aux vitesses inférieures, une voie de modulation se voit réserver deux (38,1 et 35 cm/s) ou quatre (19,05 et 17,5 cm/s) pistes. Pour cela la modulation est subdivisée en 2 (4) sous-voies à fréquence d'échantillonnage moitié (quart), chacune d'elles étant ensuite traitée indépendamment (formation des codes P et Q, entrelacements, CRCC, etc.).

Plusieurs modèles de magnétophones audionumériques à cassettes sont en développement, mais pour l'heure aucun consensus n'apparaît quant au format. Une réalisation [120] prévoit 2×12 pistes (dont 2×2 d'informations auxiliaires) de $120 \mu\text{m}$ avec une garde de $190 \mu\text{m}$ (les pistes d'un sens de défilement sont placées dans les gardes des pistes de l'autre sens). La bande a une couche ferromagnétique au Ni-Co de $0,1 \mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat de $9 \mu\text{m}$. La longueur d'onde gravée minimale obtenue est de $1,4 \mu\text{m}$, ce qui exige pour une durée d'enregistrement d'une heure à la vitesse de défilement de 9,5 cm/s, 10 pistes audionumériques.

9.4.16 Disques audionumériques

Le disque audionumérique à lecture laser du système CD (Compact Disc) des firmes Philips et Sony s'est rapidement imposé aux différents autres procédés concurrents. Entre autres raisons, sont habituellement cités le grand avantage de l'absence de contact entre disque et tête de lecture optique (pas d'usure) et l'excellente insensibilité aux défauts de surface (poussières, éraflures, marques de doigts, etc.). Le choix d'un disque de petit diamètre (12 cm) pour une durée enregistrée d'une heure et le souhait de son utilisation dans un véhicule en marche, considérés comme garants de la réussite commerciale, ont posé des problèmes difficiles, tant pour les codes que pour assurer les conditions requises de lecture.

A partir des caractéristiques des lasers à semi-conducteurs (GaAlAs) et de la technologie du disque (production de masse), la longueur d'onde gravée minimale du support a été fixée à $0,78 \mu\text{m}$. La vitesse de défilement v_d est constante et vaut 1,2 m/s, donc la vitesse de rotation varie en fonction du rayon d'environ 500 tr/min au centre, à 200 tr/min au bord. La modulation PCM est représentée par des «cuvettes» (niveau bas) et des

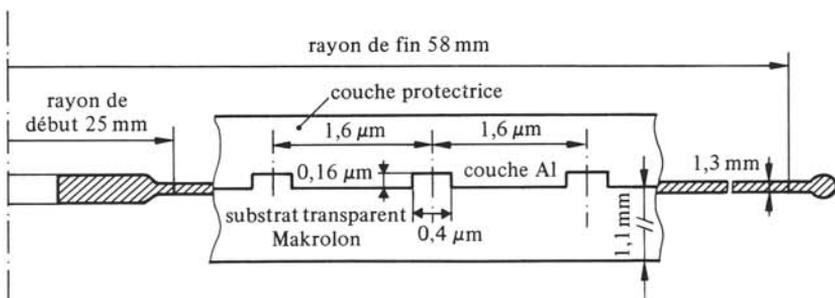


Fig. 9.102

« plats » (niveau haut) disposés en spirale du centre au bord du disque (à l'inverse du disque analogique). Le pas de sillonnage est de $1,6 \mu\text{m}$. La figure 9.102 présente une coupe du disque CD. Les cuvettes sont formées dans un substrat PVC transparent (Makrolon spécial) dont la surface est recouverte d'un film réfléchissant d'aluminium. Une couche protectrice recouvre le tout.

La lecture se fait par le dessous, comme montré dans le dessin de principe du lecteur optique de la figure 9.103. La présence d'une cuvette se traduit par des faisceaux réfléchis par le fond et le bord de la cuvette (le spot du laser déborde de part et d'autre de la cuvette), déphasés entre eux d'où interférences (§ 3.3.17). L'optimum serait l'annulation du signal de sortie, ce que permettraient une profondeur de cuvette égale au quart de la longueur d'onde λ_1 du laser (différence de trajet de $\frac{1}{2} \lambda_1$) et une largeur telle que les flux énergétiques réfléchis par le fond et le bord de la cuvette soient égaux. Cet optimum convient mal à l'asservissement de la position radiale du lecteur optique (poursuite de la spirale du centre au bord). Le compromis choisi est une profondeur de $0,16 \mu\text{m}$ (soit $\frac{1}{5} \lambda_1$) et une largeur de $0,4 \mu\text{m}$, pour un spot laser d'environ $1 \mu\text{m}$ de diamètre.

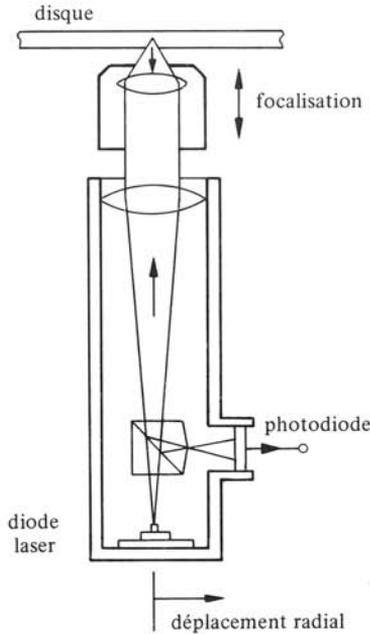


Fig. 9.103

Un disque audionumérique optomagnétique effaçable et à enregistrement et lecture par laser est actuellement à l'étude [124]. La couche magnétique est un matériau amorphe, alliage de fer et de terres rares (gadolinium Gd, terbium Tb). L'enregistrement se base sur la diminution du champ coercitif du matériau sous l'effet d'un échauffement. Ainsi, un faisceau laser chauffe localement la couche selon le signal EFM et un champ magnétique auxiliaire externe permet d'en renverser la magnétisation. La lecture se base sur le fait qu'à un changement de magnétisation correspond une rotation du plan de

polarisation de la lumière réfléchiée. Pour l'heure, ce disque ne permet encore une densité d'information que de 40% de celle du disque CD, principalement en raison de la rugosité de surface de la couche.

9.4.17 Codage et format du disque CD

Le code EFM utilisé a été spécialement conçu pour le disque CD. Le code de détection et de correction des erreurs, avec entrelacement, lui aussi spécialement développé, est du type CIRC (Cross Interleave Reed-Solomon Code). Très performant, il permet la correction des erreurs courtes mais réparties survenues en fabrication, et des longues erreurs chaînées dues à l'usage (éraflures, marques de doigt, etc.). La reconstitution des données audio détectées erronées mais non corrigées est prévue par interpolation.

L'information enregistrée est structurée en trames de 588 chiffres binaires (codés NRZI, voir § 9.4.7). Une trame représente 12 nombres à 16 chiffres binaires d'une modulation audio stéréophonique (6 pour chaque voie, en alternance), soit une durée enregistrée de $136 \mu\text{s}$ à $f_e = 44,1 \text{ kHz}$. Sur la spirale, une trame occupe une longueur de $163 \mu\text{m}$ à la vitesse de défilement de $1,2 \text{ m/s}$.

La capacité du disque CD atteint donc $4,32 \text{ Mbit/s}$ pour une longueur d'onde gravée minimale λ_{g_s} de $0,78 \mu\text{m}$, égale à celle λ_1 du laser, grâce à une durée minimale T_{\min} entre deux transitions égale à $1,41$ demi-période T_s pour le code EFM.

Une trame est organisée comme suit :

- code de synchronisation;
- code d'informations auxiliaires pour la commande et l'affichage;
- 12 données audio;
- 4 données CIRC;
- 12 données audio;
- 4 données CIRC.

Chaque code ou donnée comprend 17 chiffres binaires, sauf le code de synchronisation à 27 chiffres, selon le principe du codage EFM.

Le schéma-bloc de la figure 9.104 montre les différentes fonctions assurées à la restitution d'un disque CD.

9.4.18 Fabrication des disques audionumériques CD

La fabrication des disques audionumériques CD comprend trois étapes

- production d'une bande magnétique mère CD;
- production d'un disque original;
- fabrication des disques CD par duplication.

La bande magnétique mère CD porte la modulation audio stéréophonique, un code temporel SMPTE (§ 9.3.3) et les informations auxiliaires du format CD. La modulation audio originale provient soit d'une bande magnétique analogique ou numérique (conversion A/N ou de fréquences d'échantillonnage), alors que les autres informations sont générées lors de l'enregistrement de la bande mère CD. Le système Sony prévoit une bande mère CD sur enregistreur vidéo à deux têtes rotatives et modulation FM en

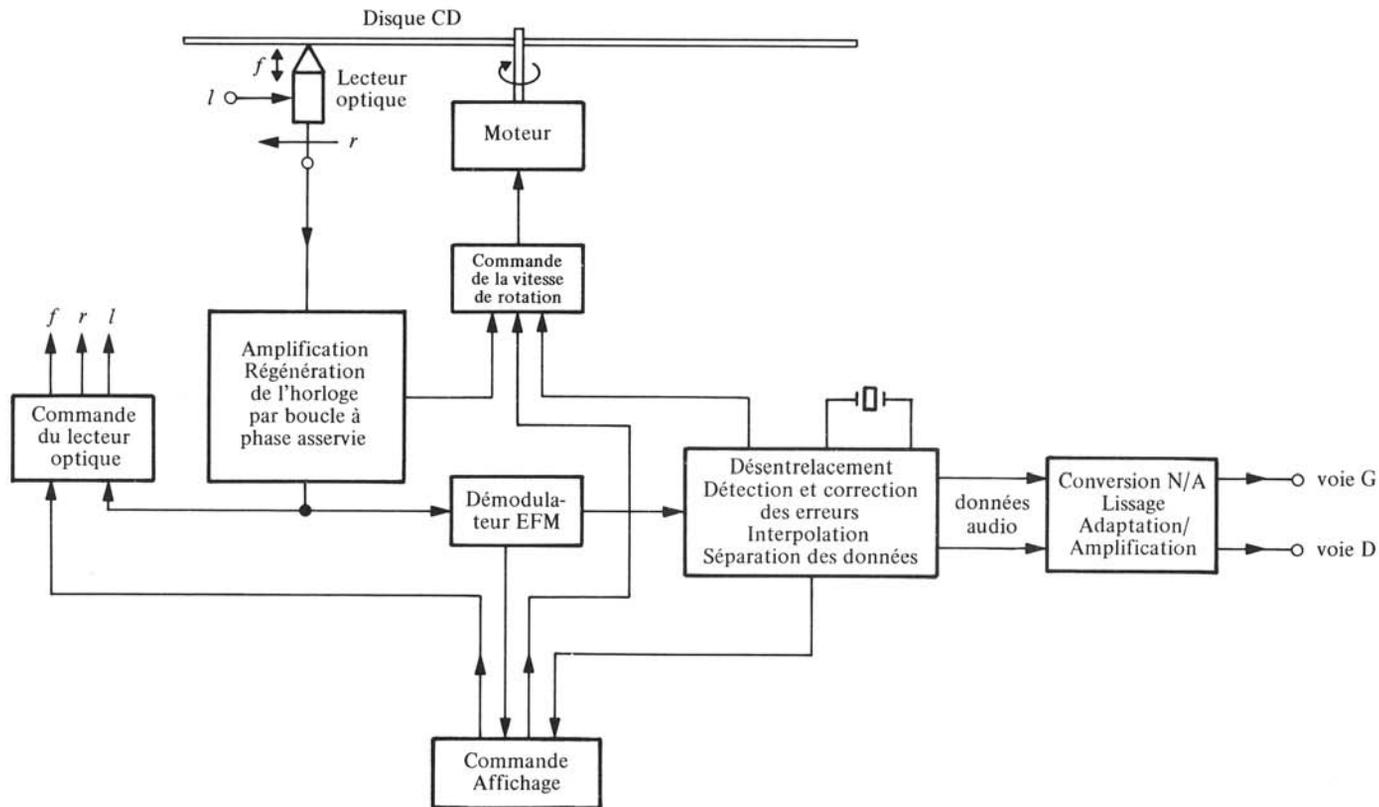


Fig. 9.104

format U-matic: la modulation audio est enregistrée numériquement et est portée par la piste vidéo, alors que les deux pistes audio portent respectivement le code SMPTE et les informations auxiliaires. La modulation audio originale présente éventuellement une préaccentuation des aigus (pente de 6 dB/oct entre les fréquences de 3180 et 10 600 Hz).

L'équivalent de la laque analogique est un disque de verre recouvert d'une couche photosensible, dont la fabrication exige précision et climatisation avec dépoussiérage très soigné. L'information lue de la bande mère CD est codée en format CD puis EFM. Ce signal module un faisceau laser qui l'écrit en spirale sur la couche photosensible de la laque. Après développement et dépôt d'un film d'argent, on obtient le disque original dont la qualité est contrôlée par écoute et examen au microscope.

A partir de l'original on dresse par galvanoplastie successivement un père et des fils ou matrices de pressage, en nickel, selon des processus analogues à ceux des disques conventionnels (§ 9.2.14). Les disques CD sont fabriqués par moulage d'un plastique PVC (Makrolon spécial) dont la face portant l'information est métallisée (aluminium) puis recouverte d'une couche protectrice. Ce processus autorise la production de masse à un prix compétitif.

HOMME ET SONS

10.1 L'AUDITION

10.1.1 Description et définitions: anatomie et fonctionnement de l'oreille

La figure 10.1 donne une coupe simplifiée de l'oreille humaine. On y distingue trois parties:

- l'oreille externe, du pavillon au tympan via le conduit auditif ;
- l'oreille moyenne, tympan, osselets (marteau, enclume, étrier) et fenêtre ovale ;
- l'oreille interne, cochlée ou limaçon, excitée à la fenêtre ovale et codant l'information acoustique en signaux nerveux électriques transmis au cerveau par le nerf auditif.

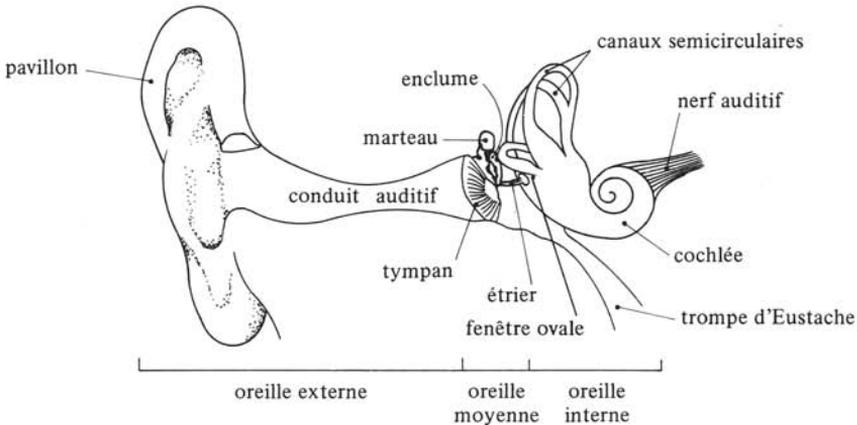


Fig. 10.1

L'oreille externe capte les sons aériens et permet l'excitation du tympan selon un mode d'action en pression (§ 8.2.2). La trompe d'Eustache permet l'égalisation des pressions statiques de part et d'autre du tympan. Le conduit auditif d'une longueur moyenne de 27 mm pour une section de l'ordre de 40 mm², présente une première résonance à 3000 Hz environ (§ 5.3.12), où compte tenu des pertes la pression acoustique est à peu près triplée (+ 10 dB). Le pavillon joue un rôle dans la localisation auditive, principalement en élévation. Enfin l'oreille externe a un rôle de protection des oreilles moyenne et interne.

La fonction principale de l'oreille moyenne est l'adaptation d'impédance entre sons aérien du conduit auditif et liquidien dans la cochlée. Le rapport des surfaces du

tympan et de la fenêtre ovale est déterminant, mais le système des osselets joue aussi un rôle. En particulier ce système permet la protection de l'oreille interne contre les sons intenses grâce à son raidissement par contraction de muscles (non représentés dans les figures): c'est le *réflexe stapédien*, analogue au comportement de l'iris de l'œil en présence d'une lumière intense. En fait, l'adaptation d'impédance n'est pas vraiment réalisée. On estime cependant que la puissance acoustique transmise à la cochlée est environ le quintuple de celle pour l'attaque directe du son aérien sur la fenêtre ovale.

La cochlée est un système hydrodynamique complexe. Elle est partagée par des membranes en trois canaux remplis de liquides. Ce sont les *rampes vestibulaire*, *tympanique* et *cochléaire*, les deux premières remplies de périlymphe et la dernière d'endolymphe. La figure 10.2 en donne une section droite. La *membrane basilaire* porte l'*organe de Corti* où les *cellules ciliées*, récepteurs sensitifs, convertissent les informations acoustiques en électrochimiques, qui déclenchent à leur tour des influx nerveux dans les fibres du nerf auditif. La figure 10.3 donne une coupe schématique de la cochlée déroulée où seule est représentée la membrane basilaire. Rampes vestibulaire et tympanique communiquent à l'apex par l'*hélicotrème*. La fenêtre ovale permet l'excitation de la rampe vestibulaire, alors que la *fenêtre ronde*, membrane tendue, termine la rampe tympanique.

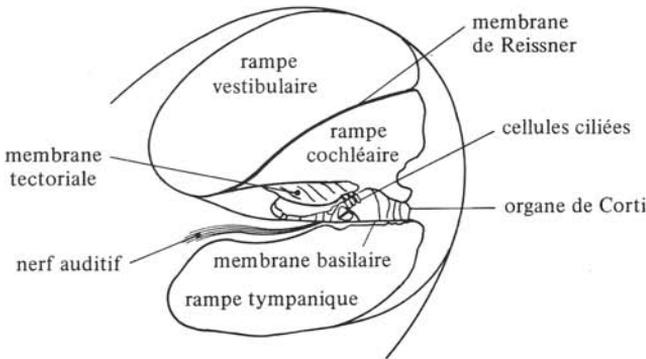


Fig. 10.2

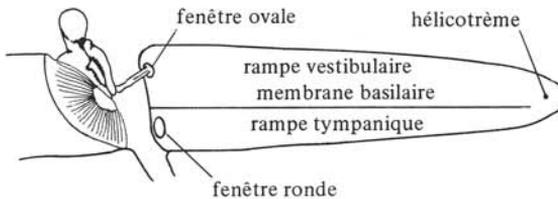


Fig. 10.3

La membrane basilaire joue un rôle fondamental dans l'audition car elle permet une analyse fréquentielle du son par un comportement en ligne bifilaire non uniforme. On doit à von Békésy d'avoir montré et expliqué le rôle de la membrane basilaire dans la discrimination en fréquence de l'oreille [125]. Expérimentation et modélisation montrent que du fait de la variation de ses paramètres mécaniques (en particulier croissance de sa largeur) la membrane basilaire est le siège d'une onde transversale dont la vitesse de phase est fonction de la fréquence et décroît de la fenêtre ovale à l'hélicotrème.

Il se présente un maximum d'amplitude dont la localisation dépend de la fréquence. La figure 10.4 montre les enveloppes des valeurs de crête $\hat{\xi}$ de l'élongation transversale de la membrane basilaire à différentes fréquences comme von Békésy les a observées au microscope. L'abscisse est la distance à la fenêtre ovale, le long de la membrane basilaire, l'hélicotreme se situant à 32,5 mm environ. Cette transformation fréquence/position explique la discrimination fréquentielle ou sélectivité de notre oreille. On constate cependant que cette sélectivité est bien meilleure que ne le laissent prévoir les courbes de von Békésy. Les conditions d'expérimentation semblent en être la raison (observations sur des tissus morts soumis à des sons très intenses). D'autres mécanismes complémentaires ont été postulés [126].

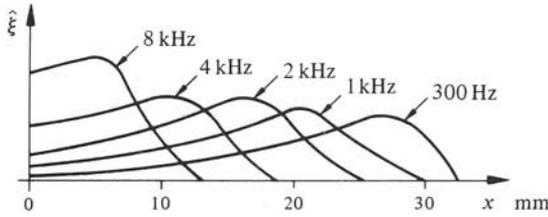


Fig. 10.4

Il existe plusieurs modèles de cochlée en vue de l'étude et de la simulation de son comportement. La figure 10.5 représente un des plus simples, en ligne de transmission non uniforme, sous forme du schéma équivalent mécanique d'un élément dx de membrane basilaire. Ce modèle est valable lorsque la longueur d'onde est grande par rapport à la largeur de la rampe cochléaire. La membrane basilaire est représentée par une résistance linéique R'_{mb} , une masse linéique m'_b et une compliance mécanique linéique C'_{mb} . La masse linéique m'_f correspond à la masse de liquide entraînée dans le mouvement transversal de la membrane. La force F_ξ résulte de la différence des pressions exercées sur un élément de membrane et v_ξ est la vitesse transversale de cet élément. Comme le montre l'inspection du schéma, un élément dx présente une résonance f_r selon ses valeurs de m'_b et C'_{mb} . En admettant que C'_{mb} varie exponentiellement en fonction de x , à m'_b et R'_{mb} constantes, on retrouve les courbes de von Békésy : à chaque fréquence correspond un maximum d'élongation bien localisé. Certaines non-linéarités de l'ouïe peuvent s'expliquer en grande partie, au moins qualitativement, par une résistance R'_{mb} non linéaire.

Il existe deux types de cellules ciliées, internes (environ 3500) et externes (environ 20 000), de formes, dimensions et dispositions différentes, situées respectivement vers le

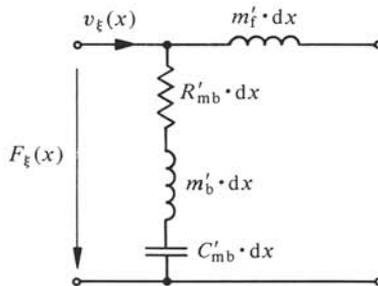


Fig. 10.5

dedans et le dehors de l'organe de Corti. Le couplage entre mouvements de la membrane tectoriale et des cellules ciliées et le déclenchement des influx nerveux sous l'action de ces mouvements est encore aujourd'hui mal connu et sujet à controverses. Plusieurs modèles ont été proposés mais leur apport à la compréhension des phénomènes est encore fort modeste.

10.1.2 Psychoacoustique

La psychoacoustique se propose d'établir des relations entre nos sensations auditives et les caractéristiques physiques des sons stimuli. Ces relations sont obtenues par des techniques de psychologie expérimentale. On détermine la réponse statistique d'un grand nombre d'auditeurs à des stimuli bien déterminés, sans vouloir nécessairement expliquer le mécanisme intime du fonctionnement de l'oreille.

Les stimuli sont des sons purs, des combinaisons de sons purs (harmoniques ou inharmoniques), des sons aléatoires (bruits pondérés, bandes de bruit), de la parole, etc. Les réponses attendues des auditeurs sont l'audibilité ou non d'un son, une modification ou non des sensations auditives, la classification des sons entendus dans une échelle, etc.

Les conditions d'écoute sont très importantes et doivent être spécifiées. On distingue l'écoute au *casque* (deux écouteurs sur un serre-tête), l'écoute en *champ libre* (onde plane progressive frontale au sujet, dans une salle anéchoïque), en *champ diffus* ou *semi diffus* (local réverbérant ou semi réverbérant). Enfin l'écoute peut être monaurale (une seule oreille) ou binaurale (deux oreilles).

Dans ce qui suit, on décrit les principales sensations auditives utiles en électroacoustique.

10.1.3 Description et définitions: aire d'audition

Le domaine en fréquence et intensité des sons audibles est l'*aire d'audition*. Elle est délimitée par une courbe de *seuil d'audition* et une courbe de *seuil d'audition douloureuse*, comme l'indique schématiquement la figure 10.6.

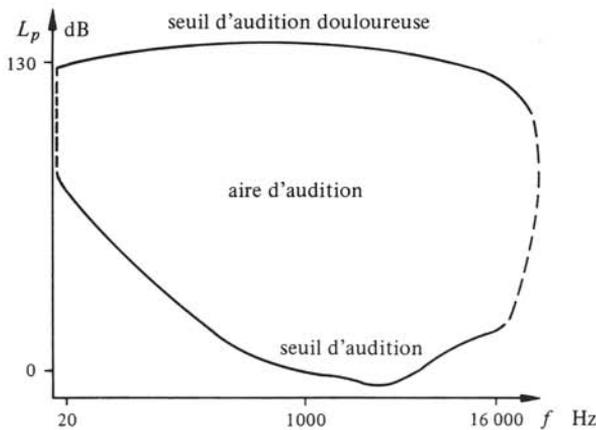


Fig. 10.6

Pour un auditeur donné, le seuil d'audition est le niveau minimal de pression acoustique L_p d'un son donné qui produit une sensation auditive, les bruits dus à d'autres sources étant négligeables. Le seuil *normal* d'audition est la valeur modale du seuil d'un grand nombre d'auditeurs de 18 à 30 ans, dont l'ouïe est normale.

Le seuil d'audition *douloureuse* d'un auditeur est le niveau minimal de pression acoustique d'un son donné qui produit une sensation auditive pénible. Le seuil *normal* d'audition douloureuse se définit comme celui d'audition.

L'aire *normale* d'audition est délimitée par les courbes des seuils *normaux* d'audition et d'audition douloureuse. Le seuil et l'aire d'audition *normalisés* sont ceux adoptés comme norme (ISO 389).

Notre ouïe se dégrade normalement avec l'âge : c'est la *presbyacousie*. Cette évolution est objectivée par une *perte d'audition*, différence en dB entre seuil d'audition de l'oreille déficiente et seuil d'audition normalisé pour un son donné. L'*audiogramme tonal* est un graphique de la perte d'audition en fonction de la fréquence.

La presbyacousie est plus marquée pour les hommes que pour les femmes, comme l'illustre la figure 10.7 (ASA.Z 24-X-2) : cela s'explique par des expositions au bruit différentes au cours de l'existence. Ainsi est démontré qu'une longue exposition à des bruits intenses par exemple dans l'exercice d'une profession, accélère le vieillissement de l'ouïe et peut provoquer des pertes d'audition plus élevées que normales. Des pertes de l'ordre de 25 dB peuvent causer une dégradation appréciable de l'intelligibilité des conversations.

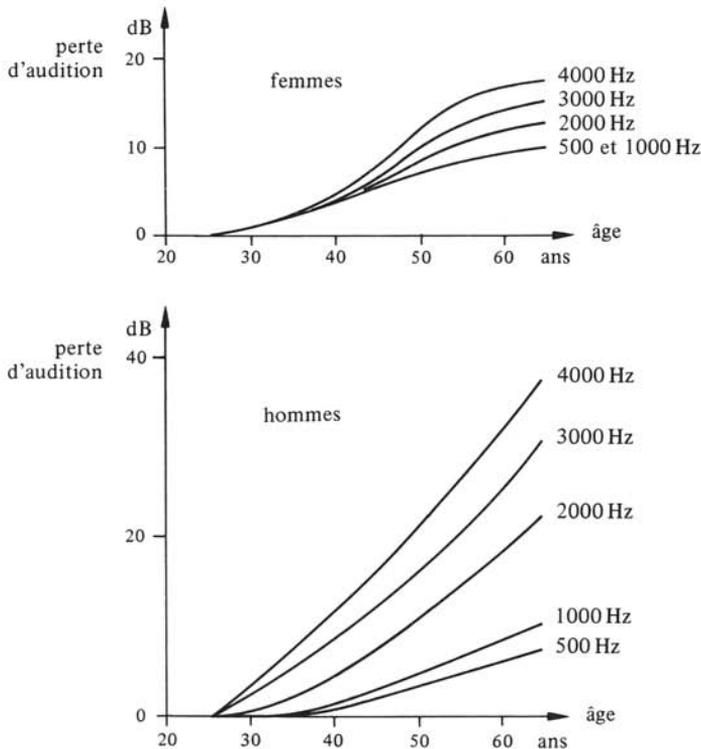


Fig. 10.7

Les sons audibles couvrent un domaine de fréquence de dix octaves environ, soit de 16 à 18 000 Hz, en fait très variable entre individus et fonction de l'état de santé. La limite supérieure s'abaisse normalement avec l'âge. Il n'est pas aisé de situer la limite inférieure car aux très basses fréquences, des effets mécaniques directs sont ressentis et par ailleurs, les conditions expérimentales sont très difficiles à réaliser. En musique, la fréquence la plus basse est le fondamental ut_{-1} à 16,351 Hz (§ 1.7.11).

Dans le domaine de fréquence de 2 à 4 kHz où l'oreille est la plus sensible, la *dynamique*, différence entre seuils d'audition douloureuse et d'audition est de l'ordre de 140 dB. Pour un auditeur et un son donnés, le *niveau de sensation* est la différence des niveaux de pression acoustique du son et du seuil d'audition correspondant.

10.1.4 Définitions et propriétés: sonie

La *sonie* est le caractère perçu par lequel les sons s'ordonnent dans une échelle de faible à fort. Elle dépend principalement de la pression acoustique d'un son, mais aussi de sa fréquence, de sa forme d'onde et de sa durée.

La sonie est caractérisée par des *lignes isosoniques*, donnant dans un graphique fréquence f – niveau de pression acoustique L_p , le lieu des points de même sonie. Les lignes isosoniques dépendent du son stimulus (son pur, bande de bruit étroite, etc.) et des conditions d'écoute (monaurale ou binaurale, au casque d'écoute, etc.).

La figure 10.8 donne les lignes isosoniques *normalisées* (ISO R 226) pour des sons purs permanents, en écoute binaurale et salle anéchoïque, l'auditeur otologiquement normal étant placé face à la source et dans son champ lointain. La ligne en trait tiré est le seuil d'audition normalisé.

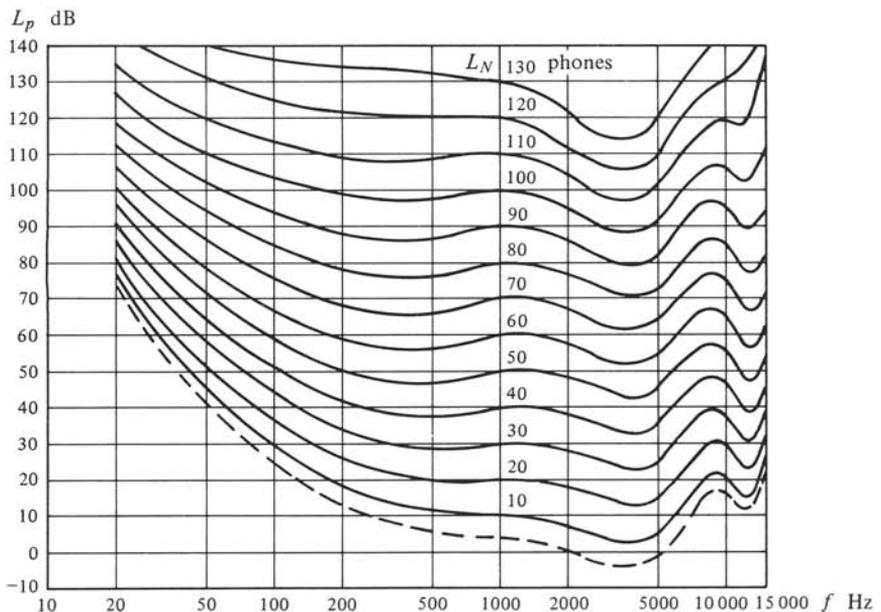


Fig. 10.8

Les lignes isoniques sont graduées en *niveau d'isonomie* L_N en phone. Par convention, le niveau L_N coïncide avec le niveau de pression acoustique L_p à la fréquence de 1000 Hz.

Plus généralement, le niveau d'isonomie en phone d'un son est égal au L_p d'un son pur à 1000 Hz se propageant en onde plane progressive face à un auditeur otologiquement normal, et jugé de même sonie que le son considéré dont les caractéristiques et le mode d'écoute sont à indiquer.

10.1.5 Définition: échelle de sonie en sone

L'échelle en phone est arbitraire et ne correspond pas effectivement à la sonie. Actuellement, on est conduit à penser que de manière générale l'intensité d'une sensation est liée à l'excitation par une loi du type

$$\text{sensation} \sim (\text{excitation} - \text{seuil})^a \quad (10.1)$$

où l'exposant a dépend du sens et du caractère perçu considérés. Expérimentalement on observe que dans le domaine médian de fréquence de l'aire d'audition, la sonie N suit approximativement la loi de Stevens

$$N \sim (I - I_s)^{0,3} \quad (10.2)$$

où I_s est l'intensité acoustique du seuil d'audition et I , celle du son considéré. On en déduit qu'assez au-dessus du seuil, la sonie est doublée pour chaque augmentation du niveau d'isonomie L_N de 10 dB. De même, à chaque diminution de 10 dB de L_N , la sonie est divisée par deux. On construit alors une échelle de la sonie N en sone. Par convention le *sone* est la sonie d'un son pur de 1000 Hz et de L_p de 40 dB (ISO 131). On a

$$N = 2^{(L_N - 40)/10} \quad \text{sones} \quad (10.3)$$

Cette loi n'est qu'approximative et en particulier devient manifestement fautive pour des niveaux d'isonomie L_N inférieurs à 20 phones et supérieurs à 120 phones, et aux fréquences extrêmes de l'aire d'audition.

Par définition du sone, la sonie d'un son jugé par un auditeur n fois celle d'un son de 1 sone est de n sones.

Dans certaines surdités, l'augmentation de la sonie avec l'intensité acoustique du son est plus rapide que celle définie par (10.1): c'est le *recrutement auditif*.

10.1.6 Propriété: seuil différentiel pour l'isonomie

Le *seuil différentiel pour l'isonomie* est la variation minimale de la pression ou de l'intensité acoustique provoquant une variation de la sonie dans des conditions d'essais spécifiées. La figure 10.9 donne l'allure de ce seuil pour des sons purs de niveaux L_p de 30 et 40 dB. Le seuil est exprimé en pourcentage (écart d'intensité rapporté à l'intensité).

On constate que le seuil différentiel décroît lorsque la fréquence ou le niveau L_p augmente. Au centre de l'aire d'audition, il est de l'ordre de 1 dB. Notre oreille est donc relativement peu sensible en sonie et peu apte à percevoir de petites variations d'intensité. Ce fait apparaît nettement en musique: les musiciens n'utilisent que sept nuances (de *ppp* à *fff*) s'échelonnant sur une dynamique de l'ordre de 70 dB [129].

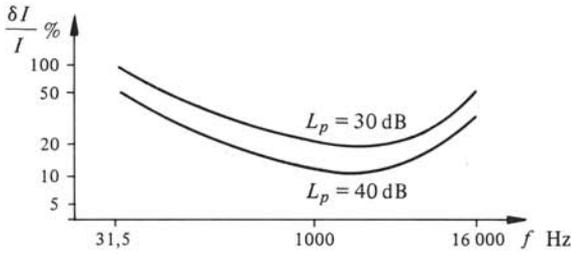


Fig. 10.9

10.1.7 Propriété : sonie des sons brefs

L'expérience a montré que la sonie de sons d'au moins 100 ms est indépendante de leur durée. Ce n'est qu'en dessous de 100 ms que, toutes choses égales par ailleurs, la sonie diminue lorsque la durée diminue. On en déduit que notre appareil auditif est caractérisé par une constante de temps, analogue au temps d'intégration d'un détecteur (§ 1.8.9), de l'ordre de 100 ms.

La sonie de sons brefs s'étudie en déterminant l'augmentation nécessaire du niveau de pression acoustique d'un son pur de fréquence donnée et de durée τ , pour que sa sonie soit jugée égale à celle d'un son pur permanent de même fréquence. La figure 10.10 donne les résultats de différents chercheurs : en abscisse on a reporté la durée du son et en ordonnée, l'augmentation de niveau nécessaire pour établir l'égalité de sonie.

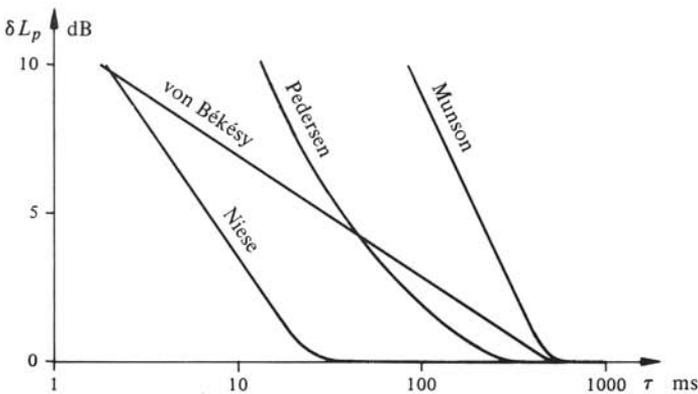


Fig. 10.10

10.1.8 Définition et propriétés : tonie

La tonie H_m est le caractère perçu par lequel les sons s'ordonnent dans une échelle de hauteur du grave à l'aigu. C'est la tonie qui nous permet de reconnaître une mélodie.

La tonie d'un son pur dépend principalement de la fréquence, de manière non linéaire, mais aussi de la pression acoustique. La figure 10.11 donne la tonie en *mel* d'un son pur de fréquence f pour des sujets n'ayant pas l'oreille musicale. Un son pur de 1000 Hz et de niveau 40 dB se propageant en onde plane progressive vers l'auditeur a par définition une tonie de 1000 mels. La tonie d'un son, jugée par un auditeur comme n

fois celle d'un son de 1000 mels est de n mille mels. La courbe de la figure 10.11 montre que l'octave perçue, c'est-à-dire de doublement de tonie correspond, dès 500 Hz environ, à plus d'une octave de fréquence.

La tonie dépend du niveau de pression acoustique, mais de manière très individuelle. Globalement, la tonie de sons purs de fréquence supérieure à 3 kHz, augmente avec le niveau L_p , d'autant plus que la fréquence est élevée. Au contraire, pour les sons purs en dessous de 1 kHz, elle décroît lorsque L_p augmente, d'autant plus que la fréquence est basse.

Pour un son harmonique (§ 1.8.17), la tonie est pratiquement celle du fondamental, même si celui-ci est absent: notre oreille est donc sensible à l'écart de fréquence entre harmoniques. On observe que la tonie dépend aussi des amplitudes des harmoniques: l'élimination de certains d'entre eux, par filtrage par exemple, modifie la tonie.

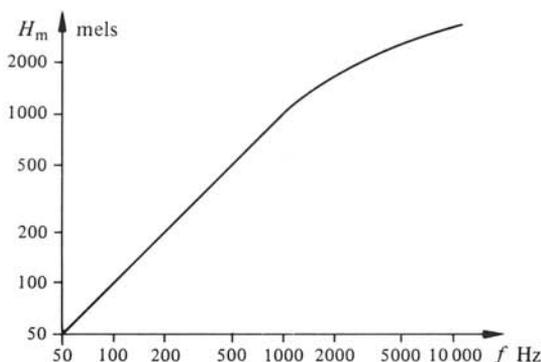


Fig. 10.11

La tonie de sons inharmoniques dépend des amplitudes des sons purs en présence et de leurs écarts en fréquence. Ces phénomènes sont encore mal connus.

La tonie devient floue et confuse lorsqu'augmente la complexité du son. Pour des sons aléatoires, par exemple des bruits pondérés ou des bandes de bruit, l'oreille ne distingue que très grossièrement des sons graves et aigus.

La tonie d'un son aléatoire semble liée à la *zone formante* de son spectre, c'est-à-dire à la partie de celui-ci où les composantes ont une amplitude relativement grande. Certains sons ont plusieurs zones formantes, si bien que leur tonie est ambiguë. Ainsi, à l'écoute de sons de cloche correspondent plusieurs tonies. De même, le filtrage de sons de percussions (xylophone, par exemple) en change la tonie [129].

Comme l'oreille vieillit, la tonie d'un même son évolue avec l'âge.

10.1.9 Propriété: seuil différentiel pour la tonie

Le *seuil différentiel pour la tonie* est, pour un son et un auditeur donnés, la variation minimale de fréquence δf donnant lieu à une modification de la tonie. Pour un son pur, le seuil relatif est le rapport du seuil δf à la fréquence f du son. La figure 10.12 donne le seuil relatif en fonction de la fréquence pour deux niveaux d'isotonie. Dans le centre de l'aire d'audition, le seuil relatif est de l'ordre de 3%, soit légèrement supérieur à 1 savart (§ 1.7.9). Notre oreille est donc beaucoup plus sensible aux variations de fré-

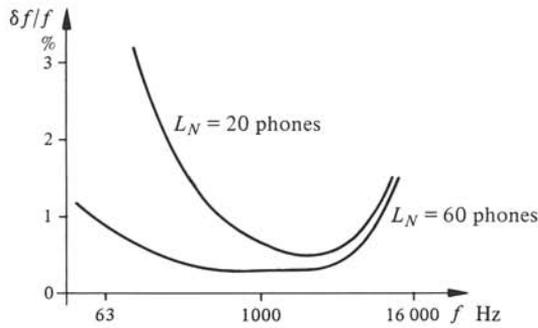


Fig. 10.12

quence qu'à celles de pression acoustique d'où l'intérêt de la représentation sonographique (§ 1.8.28). Globalement, le seuil relatif augmente aux fréquences extrêmes de l'aire d'audition et lorsque le niveau de pression décroît. La durée du son joue aussi un rôle : le seuil augmente lorsque la durée décroît au-dessous de 200 ms environ (essais avec des salves d'enveloppe gaussienne afin de limiter les transitoires donnant lieu à des clics audibles).

10.1.10 Définition et propriétés : hauteur harmonique

En plus de la tonie, échelle psychoacoustique, il existe une *hauteur harmonique* ou *musicale* qui correspond à une échelle logarithmique de fréquence. La hauteur harmonique de la musique polyphonique occidentale et d'autres traditions musicales, se base sur l'intervalle d'octave : deux sons en rapport d'octave sont ressentis comme similaires, voire comme fondus en un, qu'ils soient entendus simultanément ou successivement. L'*unisson d'octave* de voix ou d'instruments consiste à leur faire exécuter la même mélodie, mais décalée d'une ou plusieurs octaves : auditivement on ne perçoit qu'une seule mélodie.

En considérant comme équivalents deux sons à intervalle d'octave, on est conduit à une *hauteur mélodique relative*, intervalle entre ces deux sons ramenés dans une même octave.

La hauteur harmonique ne constitue une échelle subjective que pour des auditeurs ayant l'*oreille musicale*.

L'«oreille musicale absolue» reconnaît la hauteur harmonique d'une note quelconque entendue seule. Elle semble être une qualité innée. Elle peut néanmoins s'éduquer en associant, pour un instrument donné, hauteur et timbre de chaque note. L'«oreille musicale relative» reconnaît l'intervalle entre deux notes perçues simultanément ou en succession. C'est elle qui est réellement déterminante pour le musicien. La pratique aide grandement à son développement.

10.1.11 Le timbre

Le *timbre* est le caractère de la sensation auditive grâce auquel un auditeur différencie deux sons de même sonie et tonie. Le timbre dépend principalement du spectre du son, mais aussi de ses transitoires de formation et d'extinction.

Pour le psychoacousticien, le timbre définit souvent une catégorie « fourre-tout » : si deux sons, jugés d'égales sonie et tonie, sont néanmoins auditivement différents, ils « doivent » avoir des timbres différents. Un son pur est réputé dénué de timbre. A même type de spectre, le timbre dépend de l'emplacement du son dans l'aire d'audition.

Au timbre est souvent associé un caractère de « coloration » du son, plus ou moins agréable. Il est décrit par des termes subjectifs, qualificatifs aussi utilisés pour la peinture tels, chaud, froid, plein, rond, aigre, brillant, terne, etc. En musique, le timbre est d'abord la sonorité des instruments et permet de les distinguer à l'écoute. C'est même plus que cela puisque la manière d'établir le son, l'*attaque*, est déterminante pour le timbre. En supprimant ou modifiant l'attaque (manipulation électronique d'un enregistrement), il devient difficile de reconnaître un instrument, par exemple basson et violoncelle sont confondus. Le timbre différencie aussi les voix entre elles.

Au timbre est associé le caractère *musical* d'un son ou au contraire un caractère de *bruit* : celui-là agréable et celui-ci, désagréable. Grosso modo on constate qu'un son harmonique est plus musical qu'un son aléatoire. C'est pourquoi le bruit a souvent été défini comme un son complexe inharmonique ou aléatoire.

10.1.12 Propriétés : rôle de la forme d'onde sur le timbre

L'audibilité de la forme d'onde est un problème qui préoccupe les acousticiens depuis fort longtemps. La figure 10.13 montre deux formes d'onde possibles d'un son harmonique comprenant un fondamental f et des harmoniques 2 et 3. Les amplitudes des composantes sont les mêmes, seules diffèrent leurs *phases relatives* ou, si l'on veut, leur décalage temporel. Le problème est de savoir s'il y a une différence audible entre ces deux sons et si oui quels en sont les seuils d'audition.

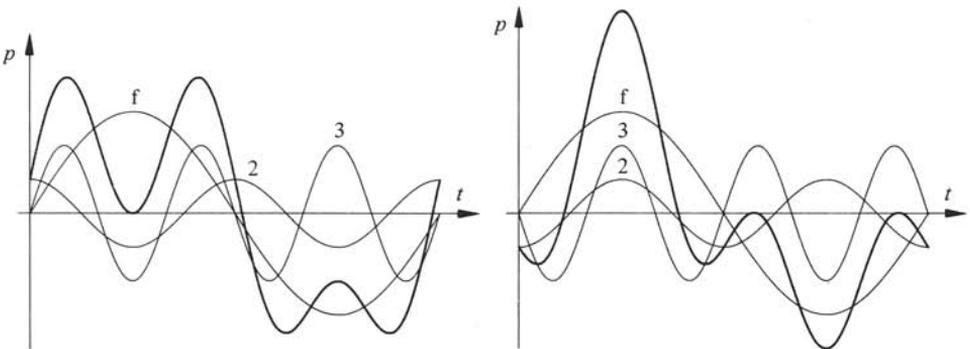


Fig. 10.13

Pendant très longtemps, suite en particulier aux travaux de Helmholtz [130], on s'est accommodé de la *loi d'Ohm* [131] selon laquelle la phase relative des composantes ne joue aucun rôle dans l'audition. Ces dernières années ont vu cette loi remise en question, en raison des progrès de l'instrumentation électroacoustique permettant des tests très élaborés. Schroeder [131] et Boer [133] en particulier ont montré qu'en écoute monaurale au casque, l'oreille perçoit une différence de timbre entre deux formes d'onde d'un son harmonique, sauf lorsqu'elles sont liées par une transformation de

phase linéaire du type

$$\psi_k = \phi_k + \alpha + k\beta \quad \text{rad} \quad (10.4)$$

où ψ_k est la phase de l'harmonique k de la deuxième forme d'onde, ϕ_k celle de la première, α et β des constantes arbitraires ($k\beta$ correspond à un simple retard β/ω_1 , où ω_1 est la pulsation du fondamental). En veillant à conserver un facteur de crête peu différent d'une forme d'onde à l'autre, ces chercheurs ont en principe levé l'objection du rôle de ce facteur sur le timbre perçu (les effets des non-linéarités de l'instrumentation, casque d'écoute en particulier, susceptibles d'induire une modification du timbre, dépendent des amplitudes crête à crête des signaux, donc à valeur efficace donnée, du facteur de crête).

Par contre, à la connaissance de l'auteur, aucun effet perceptible n'a été mis en évidence pour une écoute binaurale monophonique en champ semi réverbérant (conditions normales d'écoute de musique). Des essais récents [134] ont conduit aux résultats suivants :

- des distorsions de phase importantes aux fréquences extrêmes de l'aire d'audition ne donnent pas lieu à des effets audibles;
- aux fréquences moyennes de l'aire d'audition, à l'écoute au casque ou en champ libre, des distorsions de phase sont perceptibles, surtout avec des signaux synthétiques et au casque, beaucoup moins avec de la musique enregistrée;
- l'audibilité de ces distorsions dans des conditions d'écoute normales pour de la musique ou de la parole, n'est pas encore démontrée.

10.1.13 Propriété: audition du décalage temporel de salves

Zwicker [128] a étudié l'effet du décalage temporel entre deux salves de sons purs à enveloppes gaussiennes (minimisation des clics d'enclenchements et de déclenchements). La salve «grave» précède la salve «aiguë» dans l'idée de simuler les conditions de transmission dans un système technique usuel.

Pour des impulsions isolées et longues de 5 ms des effets audibles existent dès un décalage de 5 à 2 ms: le timbre est d'abord modifié, puis la tonie et finalement les impulsions sont perçues séparément. Pour une durée d'impulsions de 50 ms et au-delà, on entend s'enclencher la salve grave, puis l'aiguë, dès un seuil de 10 ms.

10.1.14 Définitions et propriétés: battements, vibrato et tremolo

Un auditeur soumis à deux sons purs de sonies individuelles voisines, perçoit un son unique pour autant que la différence Δf de leur fréquence soit assez petite. La tonie de ce son est comprise entre celles des deux sons considérés. Sa sonie varie à la fréquence Δf entre un minimum et un maximum: l'oreille est donc sensible aux battements (§ 1.8.19). La limite inférieure de Δf donnant lieu à un battement encore perceptible est d'environ 0,1 Hz mais peut s'abaisser pour une oreille entraînée jusqu'à 0,02 Hz. Cette propriété est utilisée pour l'accordage des instruments de musique: à la disparition du battement, l'accord est réalisé.

A un écart Δf de l'ordre de 3 à 5 Hz correspond un caractère agréable utilisé en musique. Ainsi dans le jeu «voix céleste» de l'orgue, chaque note est émise par deux

tuyaux légèrement désaccordés. De même, les notes du médium et de l'aigu du piano sont générées par deux ou trois cordes très légèrement désaccordées: les battements ainsi créés enrichissent le son et lui confèrent une certaine vie. Dès $\Delta f = 6$ Hz environ, le caractère agréable du battement disparaît brutalement et fait place à une impression de rugosité.

Le *vibrato*, effet sonore utilisé en musique, est principalement une variation périodique de fréquence. Il est jugé agréable jusqu'à une fréquence de modulation de 6 à 7 Hz; au-delà on perçoit un chevrottement désagréable. L'excursion de fréquence peut atteindre un ton. Le *tremolo* est principalement une variation d'amplitude du son.

10.1.15 Définition: sélectivité de l'oreille

Dès une certaine valeur de l'écart Δf , l'auditeur perçoit distinctement les deux sons purs, pour autant que leurs sonies individuelles soient voisines. La *sélectivité* de l'oreille, à savoir son aptitude à discriminer deux sons purs, est d'autant meilleure que la fréquence est grande: elle est de l'ordre de 10 Hz à 100 Hz, de 7 Hz à 150 Hz et de 6 Hz à 400 Hz. Dès 10 kHz environ, elle redevient moins bonne.

A l'audition d'un son pur modulé en amplitude, l'auditeur perçoit d'abord des battements puis distinctement, les raies latérales du spectre lorsque la fréquence de modulation croît. La sélectivité de l'oreille est souvent étudiée par ce moyen.

10.1.16 Définitions et propriétés: consonance et dissonance

A l'écoute de deux sons purs simultanés, l'auditeur perçoit une *dissonance*, impression désagréable d'attente ou d'indefini, dès que leur écart en fréquence Δf est de l'ordre de 6 à 8 Hz. La dissonance est la plus forte pour un intervalle voisin du demi-ton tempéré (§ 1.7.11).

Lorsque l'intervalle entre les deux sons est un nombre entier d'octaves, la dissonance fait place à la *consonance*, impression de calme, de plénitude ou de fini. Les deux sons semblent fusionner en un seul comme s'ils étaient à l'*unisson*, c'est-à-dire de même fréquence.

Par définition (§ 1.8.17) un son ou une série harmonique crée aussi cette impression de consonance.

A l'audition simultanée de sons harmoniques ou de séries harmoniques, on retrouve une certaine consonance lorsque le rapport de leurs fondamentaux est une fraction simple. Cette propriété peut s'expliquer par l'existence d'harmoniques communs: plus leur nombre est élevé, meilleure est la consonance. Au contraire, la dissonance est d'autant plus marquée qu'il y a peu d'harmoniques communs et que les autres harmoniques présents ont des fréquences peu différentes (battements et rugosité).

Les intervalles musicaux (§ 1.7.9) peuvent être classés par consonance décroissante. On a successivement: l'unisson (1/1), les octaves ($n/1$), la quinte parfaite (3/2), la tierce majeure (5/4), la quarte parfaite (4/3), etc. L'intervalle de septième majeure (15/8) est jugé le plus dissonant.

Les *accords* constitués de plus de deux sons harmoniques donnent également lieu à des impressions de consonance ou dissonance. Elles dépendent des timbres des sons constitutifs, donc des instruments jouant l'accord. Par exemple, en modifiant le timbre

des instruments de cuivre au moyen de sourdines, on peut leur faire jouer des accords qui sans cela donneraient lieu à une dissonance marquée.

Enfin, il convient de remarquer que consonance et dissonance dépendent fortement du conditionnement musical des individus, plus généralement de leur culture musicale (rôle de l'époque, du genre musical, etc.).

10.1.17 Définitions et propriétés: sons subjectifs

Soumis à un son pur intense ($L_N > 60$ phons), un auditeur perçoit un certain timbre comme s'il écoutait un son harmonique. On est conduit à penser que des non-linéarités de notre oreille engendrent des *harmoniques subjectifs*, perçus comme provenant de l'extérieur. L'adjectif «subjectif» signifie relatif au sujet, et ne nie pas l'existence physique de ces harmoniques dans l'oreille interne.

Au 18^{ème} siècle, le violoniste italien Tartini découvrait et décrivait des «*terzi suoni*» (troisièmes sons) perçus à l'écoute de deux sons simultanés formant un petit intervalle. Actuellement, les psychoacousticiens s'intéressent aux *sons de combinaison* de deux sons purs f_1 et f_2 , de fréquences $|mf_1 \pm nf_2|$ créés par les non-linéarités de l'oreille (§ 6.1.5). On observe que le plus intense est celui de fréquence $|2f_1 - f_2|$.

L'origine des sons de combinaison est encore sujette à controverses. Il semble toutefois qu'ils soient générés dans l'oreille interne et qu'ils impliquent des processus moléculaires, parce que se produisant même à de très faibles niveaux des sons incidents. On observe qu'ils ne sont perçus que si les deux sons sont appliqués ensemble à au moins une oreille. Lorsqu'ils parviennent, à l'aide d'un casque d'écoute, séparément à chaque oreille, on ne perçoit pas de sons de combinaison.

Les sons subjectifs expliqueraient que la tonie d'un son harmonique est celle de son fondamental, même s'il est absent: il est en effet reconstitué comme son de combinaison des harmoniques présents.

Cette propriété de l'oreille est bien connue des musiciens, en particulier des facteurs d'orgue. Ainsi pour éviter le tuyau encombrant et coûteux du ut_{-1} , on prévoit de jouer simultanément les notes ut_0 et sol_0 dont un son de combinaison est le ut_{-1} . Cela n'est pas exactement vrai dans la gamme chromatique également tempérée de la figure 1.9, car le sol_0 n'y est pas rigoureusement la quinte parfaite de ut_0 .

10.1.18 Effet de masque

À l'audition de deux sons de niveaux différents, on observe un *effet de masque*: le *masquant*, le plus intense, provoque une diminution de la sonie du *masqué*, le moins intense, par rapport à ce qu'elle est en l'absence du masquant.

L'effet de masque dépend des caractéristiques des sons en présence et des conditions d'écoute. Il s'étudie en déterminant le relèvement du seuil d'audition du son masqué en présence du son masquant. L'*audiogramme d'un effet de masque* donne le relèvement en dB du seuil d'audition d'un son pur ou d'une bande de bruit étroite en fonction de la fréquence, le son masquant et les conditions d'écoute étant spécifiées. La figure 10.14 montre les audiogrammes d'effet de masque de sons purs d'après Wegel et Lane. Le masquant est un son pur de fréquence 1200 Hz et dont le niveau L_p prend les

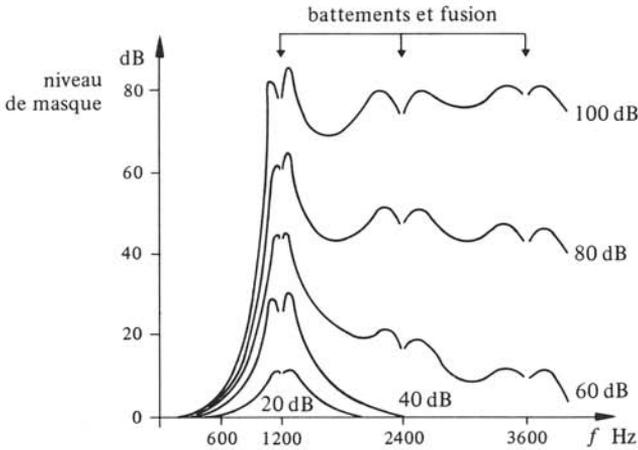


Fig. 10.14

valeurs indiquées en paramètre. Aux fréquences multiples entiers du masquant, les deux sons fusionnent et à leur voisinage, on perçoit des battements, d'autant moins prononcés que la différence des niveaux des deux sons est grande. L'effet de masque a été étudié pour différents masquants, par exemple bruit blanc, bruit à bande étroite, etc., et masqués. Un *bruit uniformément masquant* a la propriété de donner lieu à un seuil d'audition horizontal, c'est-à-dire indépendant de la fréquence [128]. Il est obtenu par pondération fréquentielle d'un bruit blanc : en dessus de 500 Hz, la loi de pondération correspond à l'audiogramme d'effet de masque d'un bruit blanc sur un son pur (soit approximativement une pondération de + 3 dB/octave).

Globalement, on est conduit aux constatations suivantes :

- l'effet de masque est maximal au voisinage du masquant ;
- il est dissymétrique, car moindre pour les fréquences inférieures à celle du masquant que pour les supérieures ;
- lorsque le niveau L_p du masquant augmente, il croît plus vite et sa dissymétrie s'accroît.

10.1.19 Bande critique

Expérimentalement, l'audibilité d'une bande de bruit blanc de B Hz, en présence ou non d'un bruit uniformément masquant, ne dépend de son niveau de bande $L_b = L_s + 10 \lg B$ (§ 1.8.24), que lorsque B est inférieure à une *bande critique* B_c . Pour $B > B_c$, elle dépend du *niveau de bande critique* $L_{bc} = L_s + 10 \lg B_c$.

Encore mal compris, ce phénomène semble faire correspondre à la bande critique B_c un segment d'environ 1,3 mm de la membrane basilaire, constituant un domaine d'intégration de la sonie. La bande critique B_c dépend de la fréquence centrale de la bande de bruit, mais ne dépend pas du niveau spectral. La mesure de la bande critique est difficile et encore sujette à controverses. Selon Zwicker [128], en dessous de 500 Hz, la bande critique B_c est sensiblement constante et vaut 100 Hz ; en dessus elle est pratiquement proportionnelle à la fréquence (soit 200 Hz à 1 kHz, 400 Hz à 2 kHz, etc.).

Diverses expériences tendent à montrer que l'oreille subdivise un son complexe en autant de bandes critiques que nécessaire pour recouvrir son spectre. Dans l'effet de masque, le seuil d'audition du masqué, son pur par exemple, ne dépend alors que du niveau masquant situé dans la même bande critique. D'après Zwicker il se situe 4 dB en dessous de ce niveau. Considérant le domaine audible de 20 Hz à 13500 Hz, Zwicker y a défini 24 bandes critiques arbitrairement étagées.

10.1.20 Localisation auditive

La *localisation auditive* est la faculté de localiser une source de son dans l'espace. Elle n'est possible qu'en écoute binaurale. Assez précise en direction dans le plan horizontal, elle est médiocre en élévation et en distance. Deux phénomènes expliquent la localisation horizontale :

- la différence de pression acoustique entre les deux oreilles due à la diffraction de la tête;
- la différence des trajets acoustiques entre source et oreilles.

La tête constitue un obstacle à la propagation du son et détermine une ombre acoustique pour les sons dont la longueur d'onde est inférieure à ses dimensions (sect. 3.4). Cet effet est souvent modélisé par réciprocity du rayonnement d'un monopôle sur une sphère rigide (§ 2.3.15) et les figures 2.15 et 2.16 sont applicables [135]. Pour une source latérale, il existe donc une différence de sonie entre oreilles, qui permet de localiser la source. Ce phénomène n'intervient que lorsque la fréquence est supérieure à 400 Hz environ.

Comme la diffraction dépend de la fréquence, le timbre d'un son complexe se modifie selon la position de la source, d'où possibilité de localisation. Ce mode nécessite l'acquis de modifications du timbre en relation avec la direction de la source et dépend donc de l'expérience du sujet.

La différence des trajets acoustiques se manifeste par un retard entre les instants d'arrivée à chaque oreille. En régime permanent ce retard correspond à un déphasage. Ce dernier ne permet de localiser la source que s'il est inférieur à π rad (sinon il y a ambiguïté), c'est-à-dire si la différence de trajet est inférieure à une demi-longueur d'onde. C'est le cas des fréquences en dessous de 800 Hz environ. En admettant la tête sphérique on calcule un retard de

$$\tau = (r/c) (\alpha + \sin \alpha) \quad \text{s} \quad (10.5)$$

où r est le rayon de la tête, c la célérité du son et α , l'angle entre la direction de la source et l'axe de symétrie de la tête dans le plan horizontal. Pour une source latérale ($\alpha = 90^\circ$), τ est de l'ordre de 0,6 ms. La dérivée $d\tau/d\alpha$ est maximale pour $\alpha = 0$: l'expérience confirme bien ce résultat car l'on cherche toujours à faire face à la source pour la localiser avec précision.

Les expériences de localisation, en particulier par simulation au casque, montrent que l'homme est capable de déceler des retards de l'ordre d'une dizaine de μs . Le seuil otologique normal est de 40 μs environ.

Les phénomènes décrits ci-dessus se combinent et permettent une localisation d'autant meilleure que le son est complexe. Des essais au casque d'écoute ont montré

qu'il était possible de compenser un phénomène par l'autre : un retard du son sur une oreille se compense en relevant son niveau. Selon les sons, un retard d'une milliseconde équivant de 5 à 12 dB.

La localisation en élévation s'explique par la diffraction de la tête et surtout du pavillon des oreilles (cas d'une source dans le plan de symétrie de la tête), donnant lieu à des pics et creux dans le spectre du son incident donc induisant des timbres différents [136]. Il semble bien que les individus aient un acquis auditif suffisant pour exploiter ces variations de timbre et situer une source en élévation. La pondération d'un bruit à large bande selon les effets de diffraction pour une élévation donnée, conduit à une localisation apparente dans cette élévation, ce qui confirme bien l'explication [137].

La localisation en distance est très médiocre et semble basée sur des comparaisons de sonie et de timbre avec un acquis auditif. Pour le timbre, deux phénomènes physiques seraient en cause : l'absorption dans l'air pour les distances importantes (§ 3.2.6) et à petite distance de la source, la structure du champ acoustique (voir par exemple § 2.2.15 ou § 2.7.7).

10.2 APPLICATIONS

10.2.1 Introduction

On se propose de montrer quelques conséquences et applications des propriétés de l'audition exposées dans la section précédente. L'intérêt se porte sur quelques aspects de problèmes survenant en acoustique et électroacoustique en relation avec l'audition.

10.2.2 Le bruit

Un *bruit* est un son provoquant une gêne ou un désagrément, de manière générale une attitude de refus, et susceptible dans certaines situations de causer des dommages auditifs. Un bruit est donc tout son non désiré : tout son est potentiellement un bruit.

Anciennement était réputé bruit, tout son aléatoire. On lui opposait le son musical, par définition harmonique. Cette distinction, basée sur le fait qu'à même sonie le premier était généralement plus dérangeant que le second, n'est plus de mise aujourd'hui : la musique concrète par exemple utilise des sons aléatoires. Inversément une tension parasite en sortie d'un microphone, induite par le réseau donc à fréquence industrielle, est un bruit gênant.

L'expérience montre que le degré de gêne d'un bruit dépend principalement de :

- sa sonie;
- son spectre;
- son caractère temporel, en particulier son irrégularité;
- l'activité des personnes soumises au bruit;
- le moment de la journée;
- la durée d'exposition;
- l'attitude individuelle.

10.2.3 Evaluation des bruits

L'objectif fondamental de la mesure du bruit est d'en déterminer la gêne. Le problème est délicat car seules les grandeurs physiques sont effectivement mesurables.

Le problème le plus fréquent est de déterminer si un bruit est tolérable ou non. Il s'agit alors de définir des critères d'appréciation. La mesure, plus généralement des méthodes d'évaluation du bruit, fournissent les valeurs d'un certain nombre de grandeurs caractéristiques définies selon la situation de bruit particulière considérée. La comparaison à des valeurs limites (recommandations, normes, lois) permet d'apprécier la situation et de décider des éventuelles dispositions à prendre. C'est pourquoi, les méthodes d'évaluation doivent être adaptées non seulement à la situation de bruit, mais encore aux différentes actions possibles.

La manière la plus simple d'évaluer la gêne d'un bruit est d'admettre qu'elle dépend avant tout de la sonie. Évaluer un bruit revient alors à en déterminer la sonie. Au tout début de la lutte contre le bruit, cela se faisait en comparant le bruit à évaluer à un son pur de 1000 Hz et de niveau réglable : un opérateur entraîné réglait ce dernier jusqu'à égalité des sonies (était ainsi déterminé le niveau d'isotonie L_N du bruit selon la définition du § 10.1.4). Les résultats n'étaient évidemment ni très précis ni très fiables. Aussi a-t-on cherché d'une part à construire un appareil de mesure reproduisant à peu près les caractéristiques de sonie de l'homme et d'autre part, à élaborer des méthodes de calcul de la sonie ou du niveau d'isotonie à partir de la mesure des caractéristiques physiques des bruits.

10.2.4 Le sonomètre

Le *sonomètre* est un appareil de mesure de la pression acoustique conforme au schéma-bloc de la figure 1.10 (§ 1.8.7), mais incluant des filtres de pondération en lieu et place du (jeu de) filtre(s) passe-bande. À l'origine, ces filtres étaient censés conférer au sonomètre une réponse fréquentielle similaire à celle de l'oreille. Pour cela, trois pondérations fréquentielles avaient été introduites, dites A, B et C, correspondant à peu près à l'inverse des lignes isotoniques à différents niveaux L_N . Actuellement, ces pondérations sont considérées comme conventionnelles. Outre les pondérations A, B et C, un sonomètre présente souvent une caractéristique Lin (linéaire), c'est-à-dire sans pondération, et une pondération D prévue pour l'évaluation de la sonie des avions, cas particulier où il se justifie d'accentuer la contribution des composantes entre 2 et 5 kHz (CEI 537). La figure 10.15 montre ces différentes pondérations.

En pratique, seule la pondération A est utilisée, car donnant des résultats en bon accord avec la gêne perçue et cela dans des situations de bruit très différentes. Le résultat d'une mesure avec un filtre de pondération A est un *niveau pondéré* A, noté L_A et exprimé en dB(A).

Le détecteur d'un sonomètre doit présenter des pondérations temporelles également normalisées. Pour la valeur efficace, sont définies des *caractéristiques Slow* S et *Fast* F, correspondant à des temps d'intégration à pondération exponentielle (§ 1.8.9) de respectivement 1 s et 125 ms. La caractéristique F est prévue dans l'idée de conférer au sonomètre les mêmes caractéristiques que l'oreille (§ 10.1.7). La figure 10.16 montre les réponses temporelles à des salves sinusoïdales des caractéristiques S et F d'un sonomètre Brüel et Kjaer 2230 (à comparer avec la fig. 10.10). La *caractéristique Impulse* I

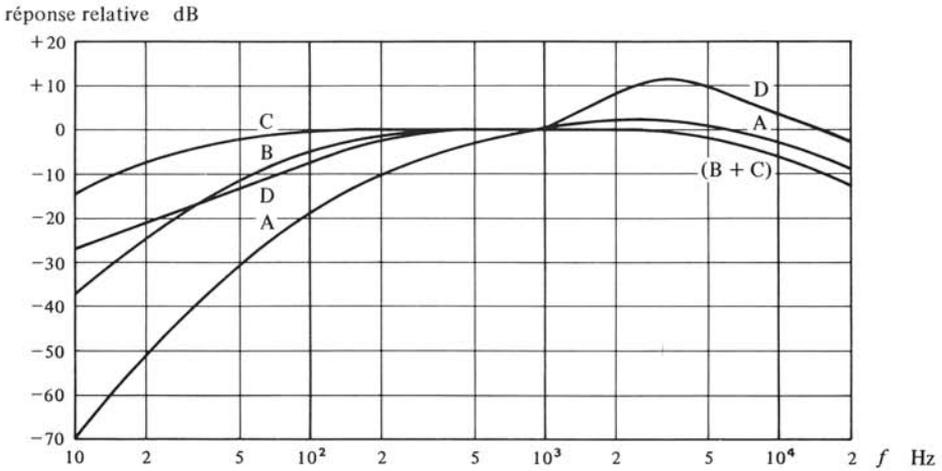


Fig. 10.15

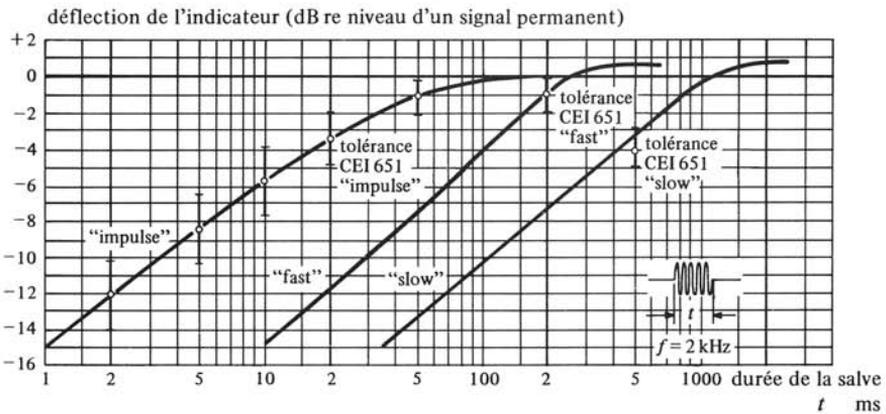


Fig. 10.16

est prévue pour la mesure de bruits à caractère impulsif (chocs, percussions). Fonctionnellement, elle est réalisée par un circuit moyenneur à pondération exponentielle de constante de temps 35 ms, suivi d'un détecteur de crête de constante de temps à la descente de 1500 ms. Un détecteur de valeurs de crête est souvent prévu en option. Selon la caractéristique utilisée, le niveau mesuré est noté L_{AF} , L_{AS} , L_{AI} ou L_{AP} (le premier indice indique la pondération fréquentielle).

Les sonomètres doivent répondre à des exigences très sévères, portant non seulement sur les pondérations fréquentielles et temporelles, mais aussi sur les caractéristiques de directivité, la sensibilité à divers environnements, etc., définies selon différentes classes (CEI 651). La figure 10.17 représente un sonomètre de précision (classe 1), Brüel et Kjaer 2230 avec jeu de filtres tiers d'octave/octave 1625. On remarque les faibles dimensions et l'indicateur numérique doublé d'un affichage analogique du type à barres.



Fig. 10.17

10.2.5 Niveaux pondérés statistiques et équivalent

La mesure d'un seul niveau L_A n'a guère de sens pour un bruit présentant d'importantes fluctuations temporelles, comme par exemple le bruit du trafic routier. On le caractérise alors par des *niveaux pondérés statistiques* obtenus par analyse statistique sur une durée de mesure appropriée (par exemple mesure du niveau L_{AF} 2 fois par seconde pendant 30 min, avec classification des résultats au fur et à mesure). A partir de l'histogramme et de la distribution cumulative, sont définis des niveaux L_n atteints ou dépassés pendant $n\%$ du temps d'observation. En pratique sont considérés les niveaux :

- moyen, L_{50} ;
- des pointes fréquentes, L_1 ;
- des pointes rares, $L_{0,1}$.

L'expérience a montré la très grande utilité de ces niveaux, introduits dans différentes normes pour spécifier des valeurs limites d'exposition au bruit (par exemple en Suisse, norme SIA 181, Protection contre le bruit dans la construction des habitations). Les niveaux statistiques présentent néanmoins divers inconvénients, si bien que l'on cherche à leur en substituer d'autres, au moins aussi significatifs quant à la gêne, mais plus faciles à mesurer et calculer.

Le niveau équivalent L_{eq} de pression acoustique pondérée A est défini par

$$L_{eq} = 10 \lg \frac{1}{T} \int_t^{t+T} 10^{L_{AF}/10} dt \quad \text{dB} \quad (10.6)$$

où T est une durée d'observation, fixée en accord avec les fluctuations temporelles du niveau pondéré L_{AF} . Ainsi défini, L_{eq} représente un niveau moyen énergétique pondéré: c'est le niveau d'un bruit stable de même énergie pondérée A que le bruit considéré. On s'accorde pour reconnaître à L_{eq} les avantages d'une très bonne corrélation avec la gêne ressentie, d'une mesure simple grâce à des sonomètres intégrateurs (voir par exemple le modèle Brüel et Kjaer 2230 de la fig. 10.17), et du calcul immédiat du L_{eq} de plusieurs périodes d'observation. Le tableau 10.18 donne en exemple les appréciations de la qualité de l'habitat en fonction des immissions de bruit L_{eq} en dB(A), déterminées par de nombreuses enquêtes en vue de l'estimation des valeurs limites du trafic routier en Suisse.

Tableau 10.18

Immission de bruit L_{eq} dB (A)		Qualité de l'habitat
Jour	Nuit	
< 55	< 45	Situation tranquille, propice à la détente
55-60	45-55	Exposition au bruit moyenne
61-65	56-60	Exposition au bruit élevée, dispositions à prendre selon possibilités
> 65	> 60	Exposition au bruit très élevée, mesures à prendre indispensables

Le niveau équivalent L_{eq} est déterminant pour l'exposition au bruit des travailleurs dans l'industrie. En Europe, le critère de la norme internationale ISO 1999 est généralement appliqué. Il spécifie un L_{eq} de 90 dB(A) sur 40 heures hebdomadaires comme limite des risques de dommages auditifs. Pour chaque augmentation (diminution) de 3 dB(A) de L_{eq} , la durée d'exposition doit être réduite de moitié (doublée). Ce critère introduit le concept de *dose de bruit*, énergie pondérée A, représentée par l'intégrale dans (10.6). Il existe des *dosimètres de bruit*, appareils individuels de contrôle de l'exposition au bruit, journalière ou hebdomadaire, déterminant la dose de bruit par intégration.

10.2.6 Calcul du niveau d'isotonie

Le niveau d'isotonie L_N d'un bruit peut aussi s'obtenir par des procédures de calcul à partir d'analyses spectrales en octaves ou tiers d'octave. Deux méthodes sont normalisées (ISO 532), la première due à Stevens et la seconde, à Zwicker. Elles tiennent compte de l'effet de masque entre composantes d'un bruit (ce que le sonomètre ne fait pas), quoique de manière très différente. Stevens a élaboré une méthode la plus simple possible, en se basant sur l'instrumentation existante (analyseurs en octaves et tiers d'octave). Zwicker a cherché une méthode très précise en faisant intervenir le concept de

bande critique : à l'intérieur d'une bande critique, la sonie dépend essentiellement de la valeur efficace de la pression acoustique, alors que la sonie totale s'obtient par combinaison, tenant compte de l'effet de masque, des sonies des différentes bandes critiques. Les deux méthodes font intervenir la relation (10.3) entre sonie N et niveau d'isotonie L_N .

10.2.7 Niveau acoustique d'évaluation

Pour tenir compte de ce que la gêne d'un bruit ne dépend pas que de sa sonie, il est possible d'ajouter au niveau L_A mesuré une correction C appropriée

$$L_r = L_A + C \quad \text{dB(A)} \quad (10.7)$$

Le niveau L_r est le *niveau acoustique d'évaluation*. Il correspond au niveau d'un bruit stable, sans caractère impulsif ni sons purs, provoquant la même gêne que le bruit considéré (ISO 1996). On a par exemple :

- $C = 5$ dB(A) pour des bruits très irréguliers ou présentant des sons purs marqués;
- $C = 0$ à -30 dB(A) lorsque la durée du bruit n'est qu'une fraction d'un temps de référence.

10.2.8 Rapports signal/bruit pondérés

En électroacoustique, le bruit gênant est le bruit de fond des équipements, en particulier des supports d'enregistrement. Le gêne est également évaluée par une pondération fréquentielle, le plus souvent la pondération A du sonomètre, mais aussi une pondération E (ANSI S1.27 ASA 26).

On est alors conduit à des *rapports signal/bruit pondérés*, la pondération choisie devant être expressément spécifiée. Le tableau 10.19 indique à titre d'exemple les rapports signal/bruit non pondérés et pondérés A mesurés pour les spectres de bruit d'un enregistrement magnétique sur cassette sans et avec réducteur de bruit (§ 9.3.26 et fig. 9.91).

Tableau 10.19

	Rapport signal/bruit	
	non pondéré dB	pondéré A dB (A)
Sans réducteur de bruit	50	54
Avec réducteur Dolby B	56	63
Avec réducteur Dolby C	59	71

10.2.9 Mesure pondérée du bruit de modulation

De nombreux tests ont montré que lors de la reproduction de musique enregistrée l'audibilité d'un bruit de modulation, pleurage ou scintillement (§§ 9.2.39 et 9.3.5), dépend principalement de la fréquence modulante [138]. En conséquence, la mesure de ces bruits se fait avec une pondération fréquentielle normalisée (CEI 386) selon la courbe

de la figure 10.20. Cette pondération n'est pas du tout en rapport avec les lignes isosoniques et ne doit pas être confondue avec la pondération A d'un sonomètre. On constate que la gêne est la plus marquée pour une fréquence modulante de l'ordre de 4 Hz.

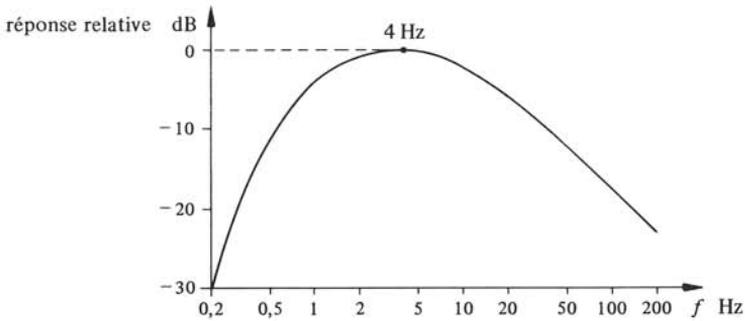


Fig. 10.20

10.2.10 Conditions de conformité

Si l'on considère que la forme temporelle représente l'information transmise par un équipement (transducteur, support d'enregistrement) on est conduit à une exigence fondamentale de conformité et l'on a des conditions similaires à celles des systèmes de télécommunications (§ XVIII.2.4.6).

Pour que la réponse d'un système soit conforme, sa réponse impulsionnelle doit être

$$h(t) = G\delta(t - \tau) \quad (10.8)$$

où $G > 0$ est un gain, $\tau > 0$ un retard et δ , l'impulsion unité (chap. IV.2). La réponse est alors un duplicata de l'excitation, à un facteur G et à un retard τ près.

La fonction de transfert du système caractérisé par $h(t)$ est

$$H(j\omega) = G \cdot \exp(-j\omega\tau) \quad (10.9)$$

On en déduit les deux conditions de conformité

$$|H(j\omega)| = G \quad (10.10)$$

$$\phi = \arg H(j\omega) = -\omega\tau \quad (10.11)$$

La première condition correspond à une courbe de réponse en amplitude horizontale et la seconde, à une courbe de réponse en phase linéaire (§ 6.1.4).

Il est évident que ces conditions ne sont réalisables que de manière approchée. Le problème est alors de définir les *distorsions linéaires* tolérées, soit sur la courbe de réponse soit sur la phase, à partir d'essais de psychoacoustique et en fonction de l'application concernée.

10.2.11 Largeur de bande nécessaire et irrégularités tolérées

Le problème de la largeur de bande nécessaire d'un système électroacoustique en vue d'une haute qualité d'écoute a été étudié depuis fort longtemps, et s'est retrouvé en

pleine actualité avec l'avènement de l'audio numérique (choix des fréquences d'échantillonnage).

Par de nombreux essais Snow [139] et Olson [11] avaient montré qu'une largeur de bande utile de 40 à 15 000 Hz était suffisante pour une reproduction de haute qualité sans détérioration audible de la musique.

De nouveaux essais [140], justifiés non seulement par les progrès des techniques d'enregistrement, mais aussi par l'apparition d'instruments de musique électroniques à spectres riches en composantes aiguës, n'ont pas remis fondamentalement en cause les conclusions précitées. Ces tests ont été effectués en écoute stéréophonique dans un local acoustiquement sec (temps de réverbération de 0,4 s) avec un programme musical présentant des composantes spectrales intenses au-delà de 20 kHz. Parallèlement la fréquence audible limite supérieure de chaque auditeur était relevée en salle anéchoïque à différents niveaux de pression acoustique par une technique de fréquence glissante. De manière générale, une largeur de bande de 40 Hz à 15 kHz est satisfaisante pour la majorité des applications, domestiques en particulier. Pour les applications professionnelles, il se justifie de l'élargir de 20 Hz à 20 kHz, quoique la différence ne soit audible que pour une oreille exercée, ni jugée subjectivement indispensable. L'expérience montre que des largeurs de bande utiles plus restreintes sont acceptées et acceptables dans certaines applications, par exemple sonorisation (100 Hz à 10 kHz), appareils portables (150 Hz à 8 kHz) et appareils pour véhicules automobiles (100 Hz à 12 kHz).

L'audibilité d'irrégularités (pics et creux) de la courbe de réponse a été récemment étudiée systématiquement [141]. Les irrégularités étaient introduites par des filtres passe-bande ou coupe-bande. L'écoute de parole et musique enregistrées et de bruit blanc, se faisait au casque. Ces essais ont montré que les pics ou bosses sont beaucoup plus gênants que les creux équivalents, voire plus accentués. Ainsi, à 90 Hz un pic de 10 dB est décelé dans 40% des essais, et un creux de 25 dB seulement dans 30%. De manière générale un creux est jugé acceptable et un pic, très déplaisant. L'évaluation de l'intelligibilité de parole montre également que les pics sont plus dégradants que les creux. En conclusion, des creux même profonds sont tolérables mais les pics, inacceptables.

Les exigences minimales pour les équipements et systèmes électroacoustiques haute fidélité font l'objet de différentes normes, en particulier CEI 581. La figure 10.21 montre par exemple le gabarit de la courbe de réponse d'un magnétophone en enregistrement-lecture, selon la norme CEI 581-4.

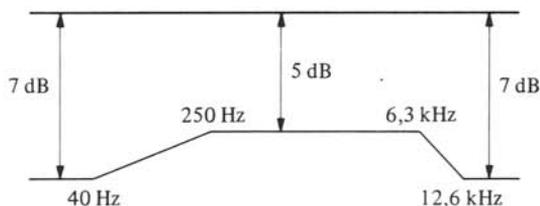


Fig. 10.21

10.2.12 Distorsion linéaire de phase

Le problème de la distorsion linéaire de phase est encore sujet à bien des controverses. Les investigations [134] dont les principaux résultats sont cités au paragraphe

10.1.12, ont conduit leurs auteurs à examiner les contributions à la distorsion linéaire de phase des divers dispositifs d'un système électroacoustique. Ils concluent que seuls les systèmes haut-parleurs multivoies sont susceptibles de donner lieu aux fréquences moyennes, à des distorsions de phase éventuellement audibles, d'où l'intérêt de réseaux séparateurs réalisés selon des critères tenant compte du déphasage (§ 7.3.8). Toutefois, actuellement aucune exigence sur la distorsion linéaire de phase ne peut être formulée.

En relation avec l'audio numérique, l'étude de l'audibilité des distorsions de phase des filtres antirepliement et de lissage (§ 9.4.4) a été investiguée [142]. Par des essais d'écoute de sons impulsifs au casque, il a été établi qu'aucun effet n'est décelé pour un filtrage passe-bas à 15 kHz par quatre paires de filtres elliptiques du 7ème ordre.

10.2.13 Effets des non-linéarités

Entre autres effets, les non-linéarités d'un dispositif créent des composantes fréquentielles en relation inharmonique avec celles existant dans la modulation audio originale, d'où perte de consonances et dégradation du timbre des sons harmoniques, donc de la musique, voire de la parole.

On admet que puisqu'elles caractérisent précisément la génération de telles composantes, les distorsions d'intermodulation et par différence de fréquence (§ 6.1.6) sont significatives de la dégradation due à une non-linéarité. L'expérience montre que selon la largeur de bande d'un système, des taux de distorsion d'intermodulation de 0,2%, voire moins, correspondent à des effets audibles (subjectivement ressentis comme une perte de « clarté » ou de « netteté »).

Les taux de distorsion d'intermodulation d'un système complet, acceptés et acceptables peuvent se situer comme suit : < 1% pour les applications professionnelles et la haute fidélité; < 3% pour les applications domestiques; < 5% pour les systèmes portables et de sonorisation.

10.2.14 Définition et propriétés: stéréophonie

La *stéréophonie* est un procédé d'enregistrement ou de transmission à deux voies conçu pour fournir une sensation de localisation spatiale des sources de son.

On sait le rôle de la tête humaine et des pavillons de l'oreille dans la localisation auditive (§ 10.1.20). La figure 10.22 représente une situation de référence : l'auditeur

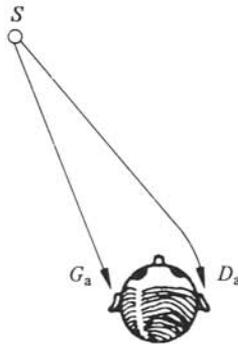


Fig. 10.22

localise la source S (dans le plan horizontal et en élévation) parce que les *fonctions de transfert de transmission* G_a et D_a entre source et oreilles gauche et droite sont différentes (en module et en phase) et dépendent de la localisation de S par rapport à l'auditeur. La stéréophonie se propose de permettre au même auditeur de retrouver en restitution au moyen de deux haut-parleurs la même localisation auditive. La figure 10.23 représente schématiquement la situation de principe de la transmission stéréophonique. A la *prise de son*, on substitue à l'auditeur une *tête artificielle*, modèle d'une tête humaine moyenne, munie de deux microphones faisant office de tympan, et qui fournit les modulations gauche et droite. Les fonctions de transfert de transmission G_m et D_m de la tête artificielle devraient idéalement être identiques à G_a et D_a (en module et en phase) pour une géométrie donnée, mais en fait elles en diffèrent nécessairement quelque peu. En restitution, l'auditeur reçoit à ses deux oreilles des contributions des haut-parleurs gauche et droite.

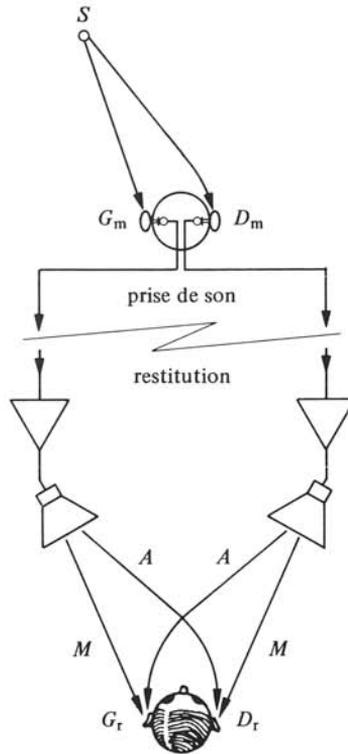


Fig. 10.23

Pour simplifier, on admet des conditions de champ libre aussi bien dans la situation de référence qu'en restitution. Cela se justifie d'une part parce que les conditions normales d'écoute s'en approchent souvent et d'autre part, parce que le champ direct (trajet source-auditeur sans réflexion) est toujours déterminant pour la localisation auditive, même en présence d'un champ réverbéré plus intense (contribution des réflexions sur les parois ou obstacles). Par ailleurs, l'étude de l'effet d'une (plusieurs) réflexion(s) à la prise de son peut toujours se faire en introduisant la (les) source(s)-image(s) correspondante(s) (§ 3.3.17).

En restitution, on suppose une symétrie gauche-droite parfaite, haut-parleurs et auditeur formant par exemple un triangle équilatéral. Ainsi ne sont nécessaires que deux fonctions de transfert : M caractérise la transmission entre une oreille et un haut-parleur situés d'un même côté et A , d'autres côtés.

Enfin, toujours par souci de simplification, on admet des transducteurs et des équipements idéaux, c'est-à-dire respectant strictement les conditions de conformité (§ 10.2.10). Il va sans dire que des fonctions de transfert autres peuvent toujours être introduites dans les calculs, par exemple en les incluant dans G_m , D_m , M et A .

Avec les hypothèses ci-dessus, les fonctions de transfert G_r et D_r entre source et oreilles gauche et droite de l'auditeur en restitution sont

$$G_r = G_m \cdot M + D_m \cdot A \tag{10.12}$$

$$D_r = D_m \cdot M + G_m \cdot A \tag{10.13}$$

Idéalement il faudrait $G_r = G_m \cong G_a$ et $D_r = D_m \cong D_a$ pour que l'auditeur retrouve la même localisation auditive. Ce n'est pas le cas, surtout en raison des termes de diaphonie

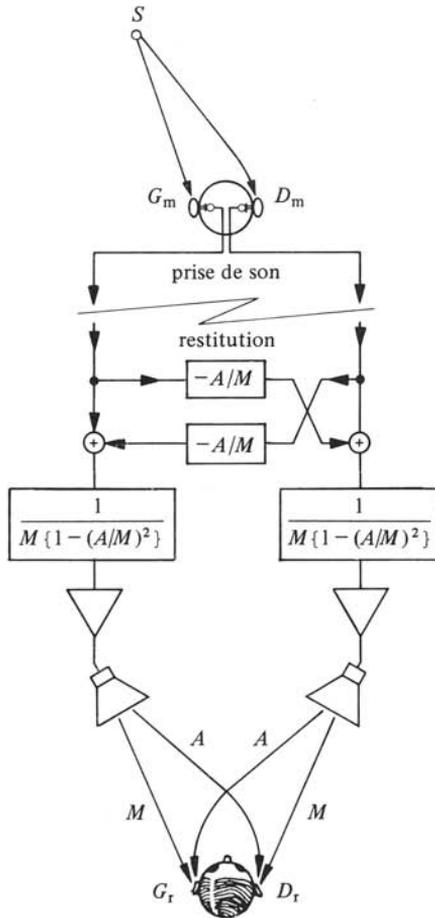


Fig. 10.24

$D_m \cdot A$ et $G_m \cdot A$. C'est bien ce que l'on constate en pratique : la localisation restituée n'est qu'approximative et surtout est limitée spatialement à l'espace entre haut-parleurs et dans le plan horizontal seulement.

Différents procédés ont été proposés et développés pour améliorer la localisation stéréophonique. La figure 10.24 représente la méthode idéale étudiée et simulée par Atal et Schroeder [143] : une diaphonie appropriée est introduite de manière à compenser exactement celle intrinsèque à l'écoute en champ libre et les modulations sont pondérées de manière à réaliser les conditions idéales $G_r = G_m$ et $D_r = D_m$. L'expérimentation confirme bien l'excellence du procédé. Ses auteurs ont vérifié une localisation non seulement face à l'auditeur, mais dans tout l'espace, y compris à l'arrière et en élévation. Toutefois cette méthode n'est pas utilisée en pratique, d'une part en raison de sa complexité (technologie) mais aussi parce que les fonctions M et A devraient être connues ou imposées au préalable.

L'écoute au casque, pour laquelle il n'y a pas de termes de diaphonie dans G_r et D_r , se révèle cependant décevante : l'auditeur localise la source à l'intérieur de sa propre tête ! La raison en est que la fonction de transfert E écouteur-oreille est très différente des fonctions G_a et D_a et M , surtout à cause d'ondes stationnaires dans le conduit auditif (sect. 4.3). Par exemple les pics et creux de $|E|$ ne correspondent en rien à ceux de $|M|$ dus à la diffraction du pavillon de l'oreille pour l'écoute en champ libre. Diverses techniques ont été conçues pour pallier à ce défaut, par exemple amortissement des résonances ou pondération des modulations de manière à réaliser au mieux les conditions idéales $G_r = G_a$ et $D_r = D_a$.

10.2.15 Définitions et description : prise de son et systèmes de microphones stéréophoniques

La *tête artificielle* de la figure 10.23 est effectivement réalisée et utilisée. Elle est considérée comme la technique la plus proche de l'idéal. Cependant, elle présente un inconvénient notable lorsque la compatibilité avec une restitution monophonique est imposée. Une modulation monophonique est en effet obtenue par sommation des modulations gauche et droite (voir par exemple compatibilité des disques, § 9.2.1), si bien que certaines composantes fréquentielles sont renforcées (jusqu'à +6 dB), d'autres réduites (jusqu'à $-\infty$ dB) par interférence (§ 1.8.15), puisque présentant des phases différentes (G_m et D_m diffèrent en module et en phase).

Un système similaire à la tête artificielle mais moins performant, comprend deux microphones unidirectionnels (cardioïdes par exemple) et un écran plan disposé entre ces derniers. Diverses configurations sont possibles.

Le *couple stéréophonique* AB utilise deux microphones unidirectionnels dont les axes de référence forment un angle de 90° à 120° et dont les points de référence sont séparés d'une distance de 150 à 250 mm sans écran interposé. La figure 10.25 montre la disposition prévue pour le couple AB normalisé de l'Union Européenne de Radio-diffusion.

De manière à assurer la compatibilité avec la monophonie, différents systèmes ont été conçus. Le plus simple est le *couple stéréophonique* XY comportant deux microphones unidirectionnels (le plus souvent cardioïdes, fig. 10.26) coïncidents (points de référence superposés) et dont les axes de référence forment un angle de 90° . Comme il

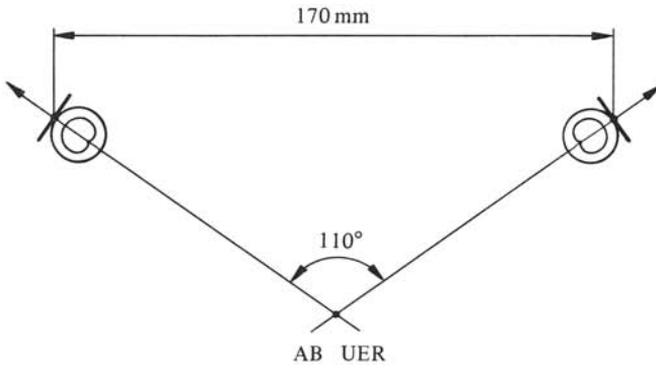


Fig. 10.25

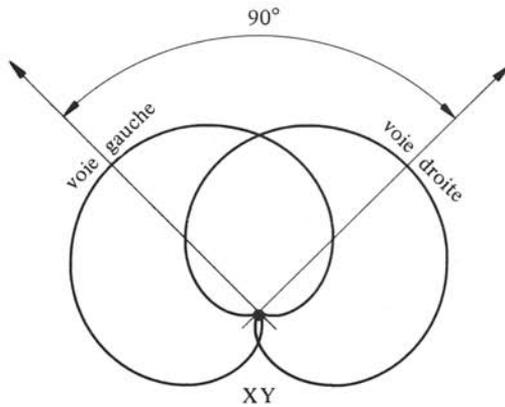


Fig. 10.26

n'y a plus de différence de phase de propagation (G_m et D_m ont même réponse en phase), ce principe est appelé *stéréophonie d'intensité*.

Le *couple stéréophonique MS* met en œuvre deux microphones coïncidents, le premier M (middle ou « monophonique ») orienté vers les sources, le second bidirectionnel S (side ou « stéréophonique ») et d'axe normal à celui du premier. Les modulations gauche \underline{E}_g et droite \underline{E}_d sont formées en combinant les tensions de sortie \underline{E}_m du microphone M et \underline{E}_s du S selon

$$\underline{E}_g = \alpha \underline{E}_m + (1 - \alpha) \underline{E}_s \quad \text{V} \quad (10.14)$$

$$\underline{E}_d = \alpha \underline{E}_m - (1 - \alpha) \underline{E}_s \quad \text{V} \quad (10.15)$$

où α est un facteur de pondération réglable, avec $0 < \alpha < 1$. En monophonie, la somme de \underline{E}_g et \underline{E}_d est $2\alpha \underline{E}_m$, soit correspond à l'emploi du seul microphone M et il n'y a aucun problème de compatibilité. En variant α , on modifie les diagrammes de directivité résultants de \underline{E}_g et \underline{E}_d et surtout l'angle ψ entre leurs axes principaux, ce qui correspond à un changement de la perspective stéréophonique. Le microphone M est le plus souvent cardioïde, mais il peut être omnidirectionnel ou bidirectionnel. La figure 10.27 donne les diagrammes de directivité gauche G et droit D pour un M cardioïde et les valeurs de α appropriées pour obtenir les angles ψ indiqués.

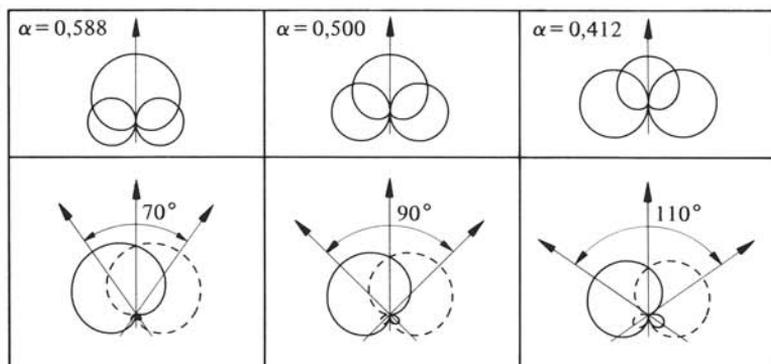


Fig. 10.27

La figure 10.28 montre un système de microphones électrostatiques de studio apte à réaliser les couples XY ou MS par simple rotation de la partie supérieure. Les microphones sont du type Braunmühl-Weber (§ 8.3.11) et leurs directivités sont réglables à distance par des tensions de commande, d'omnidirectionnelles à bidirectionnelles.

Il existe de nombreuses autres techniques de prise de son stéréophoniques. Le lecteur intéressé en trouvera la description et les modes d'application dans [144] par exemple.



Fig. 10.28

BIBLIOGRAPHIE

- [1] E. SKUDRZYK, *The Foundations of Acoustics*, Springer-Verlag, Wien-New York, 1971.
- [2] PH. MORSE, U. INGARD, *Theoretical Acoustics*, McGraw-Hill, New York, 1968.
- [3] H.W. DRAWIN, *Phénomènes de vibration et de propagation*, tome 2: Phénomènes de propagation, Eyrolles, Paris, 1976.
- [4] A. ANGOT, *Compléments de mathématiques*, Collection technique et scientifique du CNET, Editions de la Revue d'Optique, Paris, 1961.
- [5] M. ABRAMOWITZ, I. STEGUN, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York, 1972.
- [6] P. LIÉNARD, P. FRANÇOIS, *Acoustique industrielle et environnement (1)*, Eyrolles, Paris, 1983.
- [7] D. ROSS, *Mechanics of Underwater Noise*, Pergamon Press, New York, 1976.
- [8] M. HECKL, H.A. MÜLLER, *Taschenbuch der Technischen Akustik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1975.
- [9] M. BRUNEAU, *Introduction aux théories de l'acoustique*, Université du Maine, Le Mans, 1983.
- [10] J.W. JENKINS, *Sonar and Underwater Sound*, Technology Service Corporation, September 1980.
- [11] H. OLSON, *Elements of Acoustical Engineering*, D. Van Nostrand Company Inc., New York, 1947.
- [12] R. J. URICK, *Principles of Underwater Sound for Engineers*, McGraw-Hill, New York, 1975.
- [13] M. JUNGER, M. PERULLI, *Eléments d'acoustique physique*, Maloine S.A. éditeur, 1978.
- [14] H. LEVINE, J. SCHWINGER, On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe, *Physical Review*, vol. 73, No. 4, Feb. 1948, pp. 383-406.
- [15] H.W. DRAWIN, *Phénomènes de vibration et de propagation*, tome 1: Phénomènes de vibration, Eyrolles, 1975.
- [16] Y. ROCARD, *Dynamique générale des vibrations*, Masson et Cie, Paris, 1971.
- [17] L. BERANEK, *Acoustics*, McGraw-Hill, New York, 1954.
- [18] U. INGARD, Scattering and Absorption by Acoustic Resonators, *JASA*, vol. 25, 1953, pp. 1044-1045.
- [19] F. HUNT, *Electroacoustics, The Analysis of Transduction, and its Historical Background*, American Institute of Physics for the Acoustical Society of America. 1982.
- [20] W.P. MASON, *Physical Acoustics-Principles and Methods*, vol. 1, part A, Academic Press, 1964.

- [21] L. BJØRNØ, *Underwater Acoustics and Signal Processing*, Reidel, Dordrecht-Boston-Londres, 1981.
- [22] IEEE, Standard on Piezoelectricity, *IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics*, vol. SU-21, No. 2, part II, March 1984, pp. 8-55.
- [23] G.M. SESSLER, Piezoelectricity in Polyvinylidene fluoride, *JASA*, vol. 70, No. 6, Dec. 1981, pp. 1596-1608.
- [24] G.M. SESSLER, *Electrets, Topics in Applied Physics*, vol. 33, Springer-Verlag, Berlin, 1980.
- [25] M.A. MARCUS, *Ferroelectric Polymers and their Applications*, 5th International Meeting on Ferroelectricity, Pennsylvania State University, 1981.
- [26] D.G. TUCKER, B.K. GAZEY, *Applied Underwater Acoustics*, Pergamon Press, 1966.
- [27] D.B. KEELE, Direct Low-Frequency Driver Synthesis from System Specifications, *JAES*, vol. 30, No. 11, Nov. 1982, pp. 800-814.
- [28] R.J. URICK, *Sound Propagation in the Sea*, Defense Advanced Research Projects Agency, Washington D.C., 1979.
- [29] F.B. DANIELS, Acoustical Impedance of Enclosures, *JASA*, vol. 19, No. 4, July, 1947, pp. 569-571.
- [30] A.W. NOLLE, Small-Signal Impedance of Short Tubes, *JASA*, vol. 25, No. 1, Jan. 1953, pp. 32-39.
- [31] L.N. BREKHOVSKIRH, *Waves in Layered Media*, Academic Press, London, 1960.
- [32] L. BERANEK, *Noise and Vibration Control*, McGraw-Hill, 1971.
- [33] G. BRUHAT, *Optique, Cours de physique générale*, Masson, Paris, 1959.
- [34] LAUBER et FURRER, *Raum und Bauakustik Lärmabwehr*, Birkhäuser, Bâle, 1972.
- [35] T. EMBLETON, J. PIERCY et N. OLSON, Outdoor Sound Propagation over Ground of Finite Impedance, *JASA*, vol. 59, No. 2, Feb. 1976, pp. 267-277.
- [36] PH. MORSE, *Vibration and Sound*, American Institute of Physics, Acoustical Society of U.S.A., 1983.
- [37] A.R. WENZEL, Propagation of Waves along an Impedance Boundary, *JASA*, vol. 55, No. 5, May 1974, pp. 956-963.
- [38] L. BOREL, *Thermodynamique et énergétique*, Presses polytechniques romandes, 1984.
- [39] L. CREMER, H. MÜLLER, *Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Raumakustik*, vol. II, S. Hirzel, 1976.
- [40] M. BRUNEAU et J. KERGOMARD, Constante de propagation dans un tuyau cylindrique, *FASE/DAGA, Actes*, vol. II, Göttingen, 1982, pp. 719-722.
- [41] L.J.S. BRADBURY, The Use of Fibrous Materials in Loudspeaker Enclosures, *JAES*, vol. 24, No. 3, April 1976, pp. 162-170.
- [42] L. CREMER, M. HECKL, E.E. UNGAR, *Structure-Borne Sound*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1973.
- [43] AES, Recommended Practice for Specification of Loudspeaker Components Used in Professional Audio and Sound Reinforcement, *JAES*, vol. 32, No. 10, Oct. 1984, pp. 771-780.
- [44] AES, *Loudspeakers, an Anthology of Articles from the JAES*, vol. 1, AES, New York, 1978.
- [45] AES, *Loudspeakers, an Anthology of Articles from the JAES*, vol. 2, AES, New York, 1984.

- [46] H. TREMAINE, *Audio Cyclopedia*, Howard W. Sams & Co, Inc., Indianapolis, 1978.
- [47] R.M. SMALL, Passive-Radiator Loudspeaker Systems, Part I and II, *JAES*, vol. 22, No. 8 et 9, Oct./Nov. 1974, pp. 592-601 et 683-689.
- [48] Y. NOMURA, Z. KITAMURA, An Analysis of Design Conditions for a Phase-Inverter Speaker System with a Drone Cone, *IEEE Trans., Audio and Electro-acoustics*, vol. AU-21, No. 5, Oct. 1973, pp. 397-407.
- [49] W. MARSHALL LEACH, Jr., Active Equalization of Closed-Box Loudspeaker Systems, *JAES*, vol. 29, No. 6, June 1981, pp. 405-407.
- [50] D.B. KEELE, Jr., A New Set of Sixth-Order Vented-Box Loudspeaker System Alignments, *JAES*, vol. 23, No. 5, June 1975, pp. 354-360.
- [51] R. BYWATER and H. WIEBELL, Alignment of Filter Assisted Vented-Box Loudspeaker Systems with Enclosure Losses, *JAES*, vol. 30, No. 5, May 1982, pp. 306-317.
- [52] J.E. BENSON, Theory and Design of Loudspeaker Enclosures, *A.W.A. Technical Review*, vol. 14, Part 1, No. 1, 1968, pp. 1-57; Part,2, No 3, 1971, pp. 225-293; Part 3, No. 4, 1972, pp. 369-484.
- [53] K. STÅHL, Synthesis of Loudspeaker Mechanical Parameters by Electrical Means: A New Method for Controlling Low-Frequency Loudspeaker Behavior, *JAES*, vol. 29, No. 9, Sept. 1981, pp. 587-596.
- [54] R. NORMANDIN, Extended Low-Frequency Performance of Existing Loudspeaker Systems, *JAES*, vol. 32, No. 1/2, Jan./Feb. 1984, pp. 18-22.
- [55] A. DEFÈBVRE, J. POULIQUEN, Etude expérimentale des pressions sur les faces d'un récepteur acoustique, *Revue d'Acoustique*, vol. 15, No. 61, 1982, pp. 92-97.
- [56] R.L. PRITCHARD, Mutual Acoustic Impedance between Radiators in an Infinite Rigid Plane, *JASA*, vol. 32, June 1960, p. 730.
- [57] W. BOTTENBERG, L. MELILLO et K. RAJ, The Dependence of Loudspeaker Design Parameters on the Properties of Magnetic Fluids, *JAES*, vol. 28, No. 1/2, Jan./Feb. 1980, pp. 17-25.
- [58] V.V. NOVOZHILOV, *The Theory of Thin Cells*, Noordhoff Ltd., Groningen, 1959.
- [59] F.J.M. FRANKORT, Vibration and Sound Radiation of Loudspeaker Cones, *Philips Research Reports Supplements*, No. 2, 1975.
- [60] K. SUZUKI et I. NOMOTO, Computerized Analysis and Observation of the Vibration Modes of a Loudspeaker Cone, *JAES*, vol. 30, No. 3, March 1982, pp. 98-106.
- [61] A.M. BRUNEAU, Amplitude and Phase Measurements of Vibration of Radiating Surfaces in Order to Determine the Emitted Sound Field, *JAES*, vol. 31, No. 12, Dec. 1983, pp. 907-913.
- [62] S. TAKAHASHI *et al.*, Glass-Fiber and Graphite-Flake Reinforced Polyimide Composite Diaphragm for Loudspeakers, *JAES*, vol. 31, No. 10, Oct. 1983, pp. 723-728.
- [63] H.D. HARWOOD, New BBC Monitoring Loudspeaker, *Wireless World*, March/April/May, 1968.
- [64] O. BODENMANN, Easy Active Filters Design, *AES Preprint 1979*, 73rd Convention, Eindhoven, March 1983.
- [65] B. HOWZE, C. HENRICKSEN, A High-efficiency One-decade Midrange Loudspeaker, *AES Preprint 1848*, 70 th Convention, New York, Oct. 1981.

- [66] B.H. SMITH, An Investigation of the Air Chamber of Horn Type Loudspeakers, *JASA*, vol. 25, No. 2, March 1953, pp. 305-312.
- [67] C.W. RICE, E. KELLOGG, Notes on the Development of a New Type of Hornless Loudspeaker, *JAES*, vol. 30, No. 7-8, July/Aug. 1982, pp. 512-521.
- [68] MASAHIKO TAMURA, *et al.*, Electroacoustic Transducers with Piezoelectric High Polymer Films, *JAES*, vol. 23, No. 1, Jan./Feb. 1975, pp. 21-26.
- [69] WIESLAW R. WOSZCZYK, A Microphone Technique Applying the Principle of Second-Order-Gradient Unidirectionality, *JAES*, vol. 32, No. 7-8, July/Aug. 1984, pp. 507-530.
- [70] T.R. LOCKE, An Effective Mechanopneumatic Shock Mount for a Dynamic Microphone, *JAES*, vol. 26, No. 9, Sept. 1978, pp. 623-628.
- [71] AES, *Microphones, an Anthology of Articles from the JAES*, AES, New York, 1979.
- [72] *Condenser Microphones and Microphone Preamplifiers for Acoustic Measurements, Data Handbook*, Brüel and Kjaer, Naerum, 1982.
- [73] P. LIÉNARD, M. BOCKHOFF, J.C. PASCAL, J. TOURET, Progrès récents dans la mesure de l'intensité acoustique, *Revue d'Acoustique*, vol. 15, No. 60, 1982, pp. 36-45.
- [74] S. GADE, Sound Intensity, Theory (Part. 1), Instrumentation and Applications (Part. 2), *Brüel and Kjaer Technical Review*, No. 3 and 4, 1982.
- [75] S. PEUS, O. KERN, Ein Transformatorloses Studio-Kondensator-Mikrofon, *AES Preprint 1986*, 73rd Convention, Eindhoven, March 1983.
- [76] W.R. BEVAN, R.B. SCHULEIN, C.E. SEELER, Design of a Studio-Quality Condenser Microphone Using Electret Technology, *JAES*, vol. 26, No. 12, Dec. 1978, pp. 947-957.
- [77] C.W. REEDYK, Noise-cancelling Electret Microphone for Lightweight Head Telephone Sets, *JASA*, vol. 53, No. 6, June 1973, pp. 1609-1615.
- [78] F. MICHÉRON, P. RAVINET, D. GUILLON, C. CLAUDEPIERRE, Dome-shaped Piezopolymer Electroacoustic Transducers, *1983 IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, Gaitherburg, June 1983*.
- [79] H. NAONO, T. GOTOH, M. MATSUMOTO, S. IBARAKI, Design of an Electroacoustic Transducer Using Piezoelectric Polymer Film, *AES Preprint 1271*, 58th Convention, New York, Nov. 1977.
- [80] J. F. GUESS, Spherical and Cylindrical Geometries for Piezoelectric Polymer Diaphragms, *AES Preprint 1355*, 60th Convention, Los Angeles, May 1978.
- [81] A.P. WOODARD, Vertical Modulation Angles of Commercial Stereo Phonograph Records, *JAES*, vol. 32, No. 3, March 1984, pp. 138-143.
- [82] H.E. ROYS, *Disk Recording and Reproduction, Beuchmark Papers in Acoustics*, vol. 12, Dowden, Hutchinson and Ross, Inc., Stroudburg, 1978.
- [83] AES, *Disk Recording, an Anthology of Articles from the JAES*, vol. 1, Groove Geometry and the Recording Process, AES, New York, 1980.
- [84] AES, *Disk Recording, an Anthology of Articles from the JAES*, vol. 2, Disk Playback and Testing, AES, New York, 1981.
- [85] O. STEPHANI, On Disk-Record Echo Phenomena, *JAES*, vol. 30, No. 4, April 1982, pp. 217-224.
- [86] T. SØRENSEN, K. ANDERSEN, C. HYLLESTED, A Novel Optical Interferometry Technique for the Measurement of Record Groove Modulation, *AES Preprint 1450*, 62nd Convention, Brussels, March 1979.

- [87] E. HANAKAWA, T. GOTOH, New Precise Calibration Method of Recorded Disk Level Using Laser Beam, *AES Preprint 1351*, 60th Convention, Los Angeles, 1978.
- [88] S. LIPSHITZ, On RIAA Equalization Networks, *JAES*, vol. 27, No. 6, June 1979, pp. 458-481.
- [89] J. BAXANDALL, Comments on RIAA Equalization Networks, *JAES*, vol. 29, No. 1/2, Jan./Feb. 1981, pp. 47-52.
- [90] G. ALEXANDROVICH, Role of Scanning Electron Beam Microscope in Disk Recording, *AES Preprint 1274*, 57th Convention, Los Angeles, May 1977.
- [91] P. KANTROWITZ, High-Frequency Stylus Groove Relationships in Phonograph Cartridge Transducers, *JAES*, vol. 11, No. 3, July 1963, pp. 250-262.
- [92] T. SHIGA, Deformation Distorsion in Disk Records, *JAES*, vol. 14, No. 3, July 1966, pp. 208-217.
- [93] J.V. WHITE, An Experimental Study of Groove Deformation in Phonograph Records, *JAES*, vol. 18, No. 5, Oct. 1970, pp. 497-506.
- [94] D.A. BARLOW, G.R. GARSIDE, Groove Deformation and Distorsion in Records, *JAES*, vol. 26, No. 7/8, July/Aug. 1978, pp. 498-510.
- [95] J.M. KATES, Tone-Arm Outrigger Damping Devices, *JAES*, vol. 31, No. 10, Oct. 1983, pp. 714-722.
- [96] B.B. BAUER, The High-Fidelity Phonograph Transducer, *JAES*, vol. 25, No. 10/11, Oct./Nov. 1977, pp. 729-748.
- [97] R.P. PARDEE, Determination of Sliding Friction Between Stylus and Record Groove, *JAES*, vol. 29, No. 12, Dec. 1981, pp. 890-894.
- [98] CH.B. PEAR, *Magnetic Recording in Science and Industry*, Reinhold Publishing Corporation, New York, 1967.
- [99] A. DIDIER, *Physique appliquée à la reproduction des sons et des images*, tome 1, Acoustique, électroacoustique, enregistrement et reproduction des sons, Masson, Paris, 1964.
- [100] D. ELDRIDGE, The Mechanism of AC-Biased Magnetic Recording, *IRE Trans. Audio*, vol. AU-9, No. 5, Sept./Oct. 1961, p. 155.
- [101] G. SCHWANTKE, The Magnetic Recording Process in Terms of the Preisach Representations, *JAES*, vol. 9, No. 1, Jan. 1961, pp. 37-47.
- [102] F. JORGENSEN, *The Complete Handbook of Magnetic Recording*, TAB Books Inc., Blue Ridge Summit PA, 1980.
- [103] J.S. JENSEN, Recording with Feedback-Controlled Effective Bias, *JAES*, vol. 31, No. 10, Oct. 1983, pp. 729-736.
- [104] J.G. McKNIGHT, M.R. WEISS, Flutter Analysis for Identifying Tape Recorders, The EOB Tape of June 20, 1972: Report on a Technical Investigation Conducted for the U.S. District Court for the District of Columbia by the Advisory Panel on White House Tapes, Technical Note 6, reissued in *JAES*, vol. 24, No. 9, Nov. 1976, pp. 728-734.
- [105] N. SAKAMOTO, T. KOGARE, M. OGINO, H. KITAGAWA, A New Magnetic Tape Recorder with Automatic Adjusting Functions for Bias and Recording Conditions, *JAES*, vol. 30, No. 9, Sept. 1982, pp. 596-606.
- [106] D.A. LINDHOLM, Dependence of Reproducing Gap Null on Head Geometry, *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. MAG-11, No. 6, Nov. 1975, pp. 1692-1696.

- [107] R.L. WALLACE, Reproduction of Magnetically Recorded Signals, *Bell System Technical Journal*, Oct. 1951, pp. 1145-1173.
- [108] A.A. Van der GIESSEN, Audio Recording Tapes Based on Iron Particles, *JAES*, vol. 26, No. 11, Nov. 1978, pp. 838-842.
- [109] H.N. BERTRAM, M.K. STAFFORD, D.R. MILLS, The Print-Through Phenomenon, *JAES*, vol. 28, No. 10, Oct. 1980, pp. 690-705.
- [110] W. KEUREN, An Examination of Dropouts Occurring in the Magnetic Recording and Reproduction Process, *JAES*, vol. 18, No. 1, Jan. 1970, pp. 2-19.
- [111] T. TSUKAGOSHI *et al.*, Ribbon Sendust Magnetic Tape Heads, *JAES*, vol. 29, No. 12, Dec. 1981, pp. 867-872.
- [112] R.M. DOLBY, An Audio Noise-Reduction System, *JAES*, vol. 15, No. 4, Oct. 1967, pp. 383-388.
- [113] R. DOLBY, A Noise Reduction System for Consumer Tape Applications, *JAES*, vol. 18, No. 6, Dec. 1970, p. 704.
- [114] R. DOLBY, A 20 dB Audio Noise Reduction System for Consumer Applications, *JAES*, vol. 31, No. 3, March 1983, pp. 98-113.
- [115] Digital Audio, *Collected Papers from the Audio Engineering Society Premiere Conference*, Rye, New York, 1982, June 3-6, Edited by B. Blesser, B. Locanthi and T. Stockham, AES, New York, 1983.
- [116] AES Recommended Practice for Professional Digital Audio Applications Employing Pulse-Code Modulation-Preferred Sampling Frequencies, *JAES*, vol. 32, No. 10, Oct. 1984, pp. 781-785.
- [117] R. LAGADEC, D. WEISS, High Quality Analog Filters for Digital Audio, *AES Preprint 1707*, 67th Convention, New York, Oct./Nov. 1980.
- [118] R. LAGADEC, D. PELLONI, A. KOCH, Single-Stage Sampling Frequency Conversion, *AES Preprint 2039*, 74th Convention, New York, October 1983.
- [119] T.T. DOI, Channel Codings for Digital Audio Recordings, *JAES*, vol. 31, No. 4, April 1983, pp. 224-238.
- [120] N. SAKAMOTO, T. KOGURE, H. KITAGAWA, T. SHIMADA, On High-Density Recording of the Compact-Cassette Digital Recorder, *JAES*, vol. 32, No. 9, Sept. 1984, pp. 640-646.
- [121] K. KANAI, N. KAMINAKA, N. NOUCHI, N. NOMURA, Thin Film Tape Heads for PCM Recorders, *AES Preprint 1636*, 66th Convention, Los Angeles, May 1980.
- [122] R.P. HUNT, Magnetostrictive Read Out Transducer, *IEEE Trans. Mag.*, vol. MAG-7, 1971, pp. 150-154.
- [123] T. DOI, T. KOGURE, R. LAGADEC, The DASH Format: an Overview, *AES Preprint 2038*, 74th Convention, New York, Oct. 1983.
- [124] K. A. SCHOUHAMER IMMINK, J.J.M. BRAAT, Experiments Towards an Erasable Compact Disc Digital Audio System, *JAES*, vol. 32, No. 7/8, July/Aug. 1984, pp. 531-538.
- [125] G. von BÉKÉSY, *Experiments in Hearing*, McGraw-Hill, New York, 1960.
- [126] J.J. ZWISLOCKI, Five Decades of Research an Cochlear Mechanics, *JASA*, vol. 67, No. 6, Dec. 1980, pp. 1679-1685.
- [127] R. SCHROEDER, An Integrable Model for the Basilar Membrane, *JASA*, vol. 53, No. 2, Feb. 1973, pp. 429-434.
- [128] E. ZWICKER, R. FELDTKELLER, *Psychoacoustique, L'oreille récepteur d'information*, traduit de l'allemand par C. Sorin, CNET ENST, Masson, Paris, 1981.

- [129] E. LEIPP, *Acoustique et Musique*, Masson et Cie, Paris, 3ème édition, 1980.
- [130] H.L.F. HELMHOLTZ, *Die Lehre von den Tonempfindungen als physiologische Grundlage für die Theorie der Musik*, Vieweg und Sohn, Braunschweig, 1896.
- [131] G.S. OHM, *Ann. Physics* (Leipzig), vol. LIX, p. 513.
- [132] M.R. SCHROEDER, New Results Concerning Monaural Phase Sensitivity, *JASA*, vol. 31, 1959, pp. 1579-1581.
- [133] E. de BOER, A Note on Phase Distorsion and Hearing, *Acustica*, vol. 11, 1961, pp. 182-184.
- [134] S.P. LIPSHITZ, M. POCOOCK, J. VANDERKOOY, On the Audibility of Midrange Phase Distorsion in Audio Systems, *JAES*, vol. 30, No. 9, Sept. 1982, pp. 580-595.
- [135] D.H. COOPER, Calculator Program for Head-Related Transfer Function, *JAES*, vol. 30, No. 1/2, Jan./Feb. 1982, pp. 34-38.
- [136] J. BLAUERT, *Räumliches Hören*, S. Hirzel, Leipzig, 1974.
- [137] P.J. BLOOM, Creating Source Elevation Illusions by Spectral Manipulation, *JAES*, vol. 25, No. 9, Sept. 1977, pp. 560-565.
- [138] F.A. COMERCI, Perceptibility of Flutter in Speech and Music, *Journal of the Society of Motion Pictures and Television Engineers*, No. 64, 1955, pp. 117-122.
- [139] W.B. SNOW, Audible Frequency Range of Music, Speech and Noise, *JASA*, vol. 3, No. 1, 1931, pp. 155-166.
- [140] T. MURAOKA, M. IWAHARA, Y. YAMADA, Examination of Audio-Bandwidth Requirements for Optimum Sound Signal Transmission, *JAES*, vol. 29, No. 1/2, Jan./Feb. 1981, pp. 2-9.
- [141] R. BÜCKLEIN, The Audibility of Frequency Response Irregularities, *JAES*, vol. 29, No. 3, March 1981, pp. 126-131.
- [142] D. PREIS, P.J. BLOOM, Perception of Phase Distorsion in Anti-Alias Filters, *JAES*, vol. 32, No. 11, Nov. 1984, pp. 842-847.
- [143] R.M. SCHROEDER, B.S. ATAL, Computer Simulation of Sound Transmission, *IEEE Conv. Rec.*, pt. 7, 1963, pp. 150-155.
- [144] R. CONDAMINES, *Stéréophonie, Collection technique et scientifique des télécommunications*, Masson, Paris, 1978.

Note: les abréviations suivantes sont utilisées:

- *JAES*, Journal of the Audio Engineering Society.
- *JASA*, Journal of the Acoustical Society of America.
- *IEEE*, The Institute of Electrical and Electronics Engineers.

INDEX ANALYTIQUE

Les références sont celles des pages

- Abaque de Smith, 157
- Absorption
 - classique, 118
 - dans l'air, 118
 - dans l'eau, 120
 - moléculaire, 118
- Accord, 519
- Acoustique
 - géométrique, 115
 - physique 2
- Adaptateur d'impédance, 375
- Adaptation phonocapteur-équipement, 440
- Admittance
 - acoustique, 201
 - acoustique spécifique, 22
 - mécanique, 191
- Affaiblissement
 - par absorption, 117
 - d'effacement, 473
- Aire d'audition, 510
- Alignement, 317, 325
- Alimentation
 - A-B, 411
 - fantôme, 410
 - nominale, 376
- Amortissement
 - par absorption, 117
 - géométrique, 19
 - par viscosité, 207
- Amortisseur, 190
- Analogie, 27, 220
- Analyse spectrale, 47
- Analyseur
 - analogique, 47
 - à compression de temps, 48
 - numérique, 48
 - en temps réel, 48
- Angle
 - de glissement, 175
 - de rayonnement, 87
- Antenne, 93
 - à déphasage, 97
 - circulaire, 102
 - cosinusoïdale, 99
 - rectiligne, 94
 - symétrique, 95
 - uniforme, 96
- Approximation optique, 116
- Armature mobile, 256, 259
- Audiofréquence, 2
- Audiogramme tonal, 511
- Audionumérique, 422
- Autopolarisation, 471
- Autosynchronisation, 493
- Avance rapide, 455
- Axe
 - principal, 87
 - de référence, 370
 - secondaire, 87
- Azimut, 459
- Bande
 - de bruit, 53
 - constante, 48
 - critique, 521
 - magnétique, 455, 478, 501
 - relative constante, 47
- Barreau, 175, 177, 179
- Battements, 45, 518
- Bipôle, 218
- Biporte, 218
- Bouche
 - artificielle, 376
 - d'un pavillon, 165

- Bras, 437, 452, 453
- Bruit, 523
 - blanc, 53
 - de fond, 378, 421, 482, 492, 496
 - de modulation, 421, 528
 - pondéré, 53
 - propre, 378
 - de quantification, 492
 - rose, 53
 - rouge, 53
- Burin de gravure, 428

- Cabestan, 456
- Cale d'entrefer, 462
- Calibration d'un système de gravure, 433
- Capacité d'un canal de transmission, 489
- Capteur, 233
 - d'ultrasons, 234
- Caractéristique
 - d'enregistrement, 425, 476
 - de lecture, 426, 437, 476
- Cardioïde, 68, 370
- Cassette, 456
- Célérité, 9
 - dans l'air, 12
 - dans l'eau, 13
- Cellule ciliée, 508
- Centième, 35
- Centre acoustique, 81
- Céramique ferroélectrique, 275
- Cercle cinétique, 243
- Chaîne de mesure, 39
- Chambre de compression, 359
- Champ
 - acoustique, 6
 - diffracté, 134
 - diffus, 371, 510
 - isotrope, 371
 - libre, 510
 - lointain, 66
 - proche, 66
- Chevauchement, 430
- Circuit correcteur, 425, 437
- Cochlée, 507
- Code
 - correcteur d'erreurs, 495
 - d'adresse, 498
 - détecteur d'erreurs, 495
 - PCM, 494
 - de synchronisation, 497, 498
 - temporel, 458, 504
- Coefficient
 - d'absorption, 117
 - de corrélation, 43
 - de couplage électrodynamique, 240
 - de couplage électromagnétique, 258
 - de couplage électrostatique, 247
 - de couplage en élongation, 379
 - de couplage en vitesse, 379
 - de couplage énergétique, 264, 268
 - de couplage magnétostrictif, 264
 - de couplage piézoélectrique, 268
 - d'élasticité, 271
 - de Poisson, 175
 - de réflexion, 122, 157
 - de transmission, 122
- Compatibilité, 423, 488
- Compliance
 - acoustique, 199
 - mécanique, 188
- Composant
 - acoustique, 198
 - équivalent, 231
 - mécanique, 187
- Composante différentielle, 237
- Compresseur, 484
- Compression, 436, 470
- Condensation, 6
- Conditions
 - de champ libre, 89
 - de charge, 234
 - de coïncidence, 354
 - d'excitation, 234
 - de fonctionnement, 234
 - de mesure, 234
 - nominales, 376
 - de transparence, 125
- Conductance
 - acoustique, 201
 - mécanique, 191
- Conductibilité thermique, 182
- Conduit
 - acoustique, 149, 156
 - auditif, 507
- Conformité, 529
- Consonance, 519
- Constante de profil, 168
- Contrainte
 - normale, 174
 - tangentielle, 175

- Contrôle
 – par la compliance, 232
 – par la masse, 232
 – résistif, 232
 Conversion
 – analogique-numérique, 489, 490
 – d'énergie, 233
 – en élongation, 379
 – numérique-analogique, 489, 490
 – en vitesse, 379
 Convertisseur logarithmique, 40
 Corde vibrante, 177
 Corps vibrant, 149
 Correction
 – de bout, 205
 – de champ libre, 406
 – d'enregistrement, 471
 Correspondance, 219
 Corrugation, 347
 Couche
 – ferromagnétique, 462
 – thermocline, 146
 Couplage, 219
 – acoustique, 327
 – électromécanique, 233
 – électrostatique linéarisé, 247
 – mécanoacoustique, 200, 228
 – réversible, 233
 Couple stéréophonique, 534
 Coupleur acoustique, 407
 Courant de polarisation, 464
 Courbe
 – de gain, 484
 – de réponse en amplitude, 234
 – de réponse en phase, 234
 – de réponse en sensibilité, 370
 Débit volumique, 56
 Décade, 35
 Décalage temporel, 459
 Décibel, 31
 Déformation relative, 174
 Démagnétisation, 472
 Demi
 – -monopôle, 78
 – -sphère pulsante, 78
 – -ton, 35
 Dépendance énergétique, 43
 Dérivateur, 219
 Dérive, 454, 460
 Détecteur, 40, 41
 Diagramme
 – de directivité, 87
 – de Small, 307, 320, 322
 – de transmission, 147
 Diaphonie, 421, 435, 459
 Diaphragme, 283, 342, 344
 Diffraction, 73, 372
 – à l'émission, 73
 – en propagation, 134
 Dioptré, 121
 – fluide-solide, 128
 Dioptrés successifs, 127
 Dipôle, 66
 Directivité, 56, 370
 Dispositif
 – de commande automatique de gain, 484
 – de polarisation, 246, 254
 Disque, 422
 – audionumérique, 502, 504
 Dissonance, 519
 Distorsion
 – de contact, 443
 – par différence de fréquences, 237
 – d'inclinaison, 430
 – d'intermodulation, 236
 – dynamique, 447
 – harmonique, 236
 – linéaire, 529
 – linéaire de phase, 530
 Divergence géométrique, 19
 Dose de bruit, 527
 Doublet, 64
 Droite nodale, 154
 Dynamique, 32, 378, 512
 – comprimée, 436
 Echantillonneur-bloqueur, 491
 Ecoute
 – binaurale, 510
 – monaurale, 510
 Ecouteur, 233
 – téléphonique, 260
 Ecran, 137
 Effacement, 472
 Effet
 – du câble de liaison, 450
 – Doppler-Fizeau, 85, 339
 – Joule, 261
 – Lloyd, 143
 – de masque, 520

- de phase, 380
- de pince, 443
- de proximité, 385
- du sol, 139
- des turbulences, 141
- du vent, 140
- Villari, 261
- Efficacité, 234
 - caractéristique, 299
- Egalisation de la pression statique, 381
- Electret, 254
- Electroacoustique, 2
- Élément, 217
 - piézoélectrique, 277
- Elongation, 187
 - acoustique, 6
 - de crête maximale, 295
 - limitée par la distorsion, 296
- Émetteur, 233
 - d’ultrasons, 233
- Empreinte magnétique, 479
- Enceinte, 283
 - à événement, 314
 - à radiateur passif, 300, 330
 - sans pertes, 315
- Enceinte close, 299, 301
 - facteur de compliance, 303
 - facteur de mérite en puissance, 307
 - facteur de mérite en rendement, 307
 - facteur de qualité électrique, 303
 - facteur de qualité mécanique, 303
 - facteur de qualité total, 303
 - fréquence de résonance, 303
 - impédance d’entrée, 311
 - non-linéarité, 305
 - paramètres en petits signaux, 303
 - puissance limitée par l’élongation, 305
 - synthèse optimale, 307
- Enceinte ouverte, 300, 314
 - facteur de compliance, 316
 - facteur de mérite en puissance, 321
 - facteur de mérite en rendement, 319
 - facteur de qualité, 324
 - facteur de qualité total, 317
 - fréquence de résonance, 316
 - impédance d’entrée, 322, 326
 - paramètres en petits signaux, 316
 - puissance limitée par l’élongation, 321
- Energie
 - cinétique, 188, 201
 - potentielle, 189, 201
 - volumique, 13
- Enregistrement
 - audionumérique, 489
 - avec polarisation, 464
 - longitudinal, 455
 - magnétique, 422
 - magnétique audionumérique, 499
 - monophonique, 421
 - simple, 462
 - du son, 421
 - stéréophonique, 421
 - tétraphonique, 421
- Entrée du système mécanique, 191
- Entrelacement, 496, 504
- Equation
 - de continuité, 9
 - de d’Alembert, 10
 - de Helmholtz, 21
 - de Webster, 167
- Equations
 - du couplage électrodynamique, 240
 - du couplage électromagnétique, 258
 - du couplage électrostatique, 247
 - du couplage magnétostrictif, 264
 - du couplage piézoélectrique, 267
- Équilibre statique, 252, 259
- Équipage mobile, 437
- Erreur
 - de mesure, 42
 - de piste, 451
 - de trace, 443
- Espace
 - clos, 149
 - clos cylindrique, 155
- Étouffement
 - des aigus, 444
 - des hautes fréquences, 430
- Event, 314
- Excitation, 234
- Excursion, 39
- Expanseur, 484
- Expansion, 436
- Fabrication des disques, 434
- Face parlante, 55
- Facteur
 - de crête, 39

- d'absorption, 129
- de directivité, 86, 371
- de dissipation, 129
- de forme, 39
- de mérite, 306
- de mérite en puissance, 307
- de mérite en rendement, 307
- de pertes, 183
- de qualité, 183, 210
- de qualité total, 289
- de réflexion, 123, 157
- de transmission, 123
- Fenêtre
 - ovale, 507
 - ronde, 508
- Ferroélectricité, 266
- Ferrofluide, 341
- Fils, 434, 506
- Filtre
 - antirepliement, 491
 - d'octave, 47
 - de lissage, 491
 - passe-bande, 40
 - de pondération, 53
- Flan, 426
- Flux de court-circuit, 474
- Fonction de transfert, 191, 201, 234, 289
- Fonctionnement
 - générateur, 233
 - moteur, 233
- Fonctions de Hankel, 61
- Fondamental, 44
- Force, 188
 - d'appui, 445
- Format, 458, 501, 504
- Fréquence
 - de coupure, 146, 169, 235
 - d'échantillonnage, 490
 - musicale normale, 36
 - normale, 35
 - propre, 153
 - de référence, 35
 - de relaxation, 120
 - de résonance, 195
 - de séparation, 347
- Front d'onde, 17
- Frottement
 - interne, 182
 - proportionnel, 189
 - sec, 189
- Gabarit, 235
- Galet, 456
- Gamme, 36
- Garde, 458
- Glace, 423
- Gorge d'un pavillon, 165
- Grande source, 82
- Grandeur
 - acoustique, 6, 200
 - dans, 217
 - d'entrée, 234
 - entre, 217
 - de sortie, 234
 - équivalente, 231
 - mécanique, 187
- Graveur, 426
- Gravure $45^\circ \times 45^\circ$, 422,
 - directe, 436
 - latérale, 422
 - monophonique, 426
 - stéréophonique, 426
 - sur métal, 436
 - vertical, 423
- Guide-bande, 456
- Harmonique, 44
 - subjectif, 520
- Hauteur, 514
 - harmonique, 516
- Haut-parleur, 233, 300
 - approximation en basses fréquences, 287
 - à coïncidence, 349
 - à rayonnement indirect, 358
 - à voies multiples, 347
 - comportement en hautes fréquences, 292
 - courbe de réponse, 297
 - d'aigus, 348
 - électrostatique, 356
 - facteur de qualité électrique, 288, 289
 - facteur de qualité mécanique, 289
 - facteur de qualité total, 289
 - fréquence de résonance, 288
 - grandeurs nominales, 297
 - de graves, 348
 - impédance d'entrée, 291, 294
 - ionique, 357
 - largeur de bande nominale, 297
 - de médiums, 348

- non-linéarités, 338
- paramètres en forts signaux, 295
- paramètres en petits signaux, 288
- piézoélectrique, 358
- puissance acoustique limitée par l'élongation, 296
- puissance d'entrée limitée par l'élongation, 296
- puissance nominale, 297
- schéma équivalent acoustique, 286
- schéma équivalent électrique, 287
- spécifications, 296
- sur écran infini, 285
- volume d'air équivalent, 288
- Haut-parleur à pavillon, 358
 - comportement en basses fréquences, 363
 - comportement en hautes fréquences, 363
 - courbe de réponse, 361
 - distorsions, 364
 - facteur de qualité total, 361
 - multicellulaire, 359
 - optimisation, 362
 - rendement de référence, 362
 - schéma équivalent acoustique, 359
- Hélicotrème, 508
- Horloge de synchronisation, 494
- Hydrophone, 234
 - piézoélectrique, 416
- Hystérésis, 461

- Immission, 527
- Immittance, 219
- Impédance
 - acoustique, 156, 201
 - acoustique caractéristique, 22
 - acoustique spécifique, 21
 - caractéristique, 128
 - cinétique, 243, 252
 - de gorge, 171
 - mécanique, 191
 - mécanique du sillon, 447
 - nominale, 376
 - nominale de charge, 376
 - de rayonnement, 57
 - du sillon, 450
 - du sol, 138
 - de source du champ acoustique, 381
 - de transfert, 201
- Incidence normale, 125
- Inclinaison
 - de modulation, 429
 - verticale de gravure, 429
 - verticale de lecture, 429
- Indicateur, 40
 - de niveau, 480
- Indice de directivité, 86, 371
- Influence du fond, 144
- Influences extérieures, 377, 394
- Infrason, 2
- Instabilités, 480
- Intégrateur, 219
- Intensimétrie acoustique, 408
- Intensité acoustique, 16
- Interférence, 44, 129
- Interpolation numérique, 492
- Intervalle, 35
- Inversion, 244

- Jonction, 213

- Laque, 426
- Largeur de bande, 235, 529
 - nominale, 297
 - utile, 298
- Laryngophone, 233
- Lecteur
 - de cassettes, 457
 - optique, 503
- Lecture, 421, 474
 - du disque, 436
- Levier idéal, 190
- Ligne isosonique, 512
- Limaçon, 507
- Limiteur, 484
- Linéarisation par polarisation, 246, 262
- Lobe de directivité, 87
- Local anéchoïque, 89
- Localisation auditive, 522
- Loi
 - de compressibilité, 9
 - de Coulomb, 245
 - d'élasticité, 174
 - d'Ohm, 517
 - de Hooke, 175
 - de Laplace, 238
 - de Lenz, 238
 - de Newton, 7
 - de Poisson, 175
 - de Snell, 123
 - de Stevens, 513

- Lois de Descartes, 116
 Longueur d'onde, 20
 – gravée, 424, 455, 489
- Magnétisation, 461, 465
 Magnétophone, 455
 – à bobines, 456
 – à cassette, 457, 502
 Masquant, 520
 Masqué, 520
 Masse
 – acoustique, 200
 – acoustique équivalente, 203
 – équivalente, 195
 – idéale, 188
 – rapportée de l'équipage mobile, 450
 – de rayonnement, 59
 – volumique, 6
 Matériau
 – électret, 255
 – ferroélectrique, 266
 – fibreux, 164
 – magnétostrictif, 265
 – piézoélectrique, 266
 Matrice, 434, 506
 Mégaphone, 367
 Mel, 514
 Membrane, 180
 – basilaire, 508
 – circulaire, 181
 – circulaire tendue, 196
 – rectangulaire, 182
 Mesure des paramètres
 – d'un haut-parleur, 313
 – d'une enceinte à événement, 323
 – d'une enceinte close, 314
 Mère, 434
 Microphone, 233
 – à bobine mobile, 392, 394
 – à charbon, 419
 – à deux voies, 397
 – à électret, 411
 – à interférences, 391
 – à polymère ferroélectrique, 418
 – à ruban, 397
 – à vitesse, 384
 – bidirectionnel, 370
 – cardioïde, 370
 – combiné, 389
 – de mesure, 400
 – de proximité, 376, 385
 – électrodynamique, 392, 394
 – électrostatique, 400
 – en ligne, 391, 400
 – hypercardioïde, 370
 – multidirectionnel, 409
 – omnidirectionnel, 370
 – piézoélectrique, 416
 – supercardioïde, 370
 – téléphonique, 419
 – unidirectionnel, 370
 Microsillon, 422
 Milieux réels, 115
 Mobilité, 191
 Mode
 – à amplitude constante, 424
 – à vitesse constante, 424
 – d'action acoustique, 378
 – d'action en gradient de pression, 379, 382
 – d'action mixte, 379, 386
 – d'action en pression, 378, 381
 – d'enregistrement, 424
 – plan, 156
 – de propagation, 146
 – propre, 153
 Modèle de Preisach, 465
 Modulation, 421
 Module
 – de compressibilité, 9
 – d'élasticité, 175
 – d'élasticité complexe, 183
 – d'élasticité longitudinal, 174
 – de glissement, 175
 – magnétostrictif de déformation, 262
 – piézoélectrique de charge, 267
 – piézoélectrique de contrainte, 271
 – piézoélectrique de tension, 271
 – de rigidité, 175
 Monocristal piézoélectrique, 273
 Monopôle, 60
 Moteur, 300, 359
 – idéal, 191
 Multipôle, 72
- Niveau, 31
 – absolu, 31
 – de bande, 49
 – d'efficacité, 299
 – d'évaluation, 528
 – d'intensité acoustique, 33
 – d'isotonie, 513

- équivalent, 527
- pondéré, 524
- de pression acoustique, 33
- de puissance, 33
- de réflexion, 124
- relatif, 31
- de sensation, 512
- de source, 86
- spectral, 49
- statistique, 526
- de tension, 33
- de transmission, 124
- Nœud, 154
- Nombre
 - de Fresnel, 137
 - d'onde, 20
 - d'onde complexe, 152
 - d'onde du pavillon, 168
 - d'onde vectoriel, 22
 - de Rayleigh, 142
- Non-conformité, 235
- Non-linéarité, 235, 443, 492, 531
- Normes, 5
- Objet sonore, 38
- Octave, 35
- Ohm
 - acoustique, 57, 201
 - mécanique, 58, 191
- Ombre, 134, 386, 389
- Onde
 - de cisaillement, 174
 - de compression, 174
 - longitudinale, 10
 - plane, 17
 - plane progressive, 18
 - plane rétrograde, 18
 - sinusoïdale, 20
 - sphérique, 19
 - stationnaire, 153
 - transversale, 174
- Oreille, 507
 - artificielle, 407
- Organe de Corti, 508
- Original, 426
- Osselets, 507
- Parité, 495
- Paroi avec pertes, 129
- Particule, 6
- Partiel, 178
- Pas
 - de sillonnage, 423, 426, 503
 - variable, 426
- Pavillon, 507
 - acoustique, 149
 - chaînette, 168
 - conique, 170
 - exponentiel, 168
 - hyperbolique, 168
 - infini, 170
- Perte
 - d'audition, 511
 - par déréglage d'azimut, 459
 - de déviation angulaire, 87
- Pertes
 - acoustiques de fuite, 323
 - d'entrefer, 475
 - d'épaisseur, 475
 - d'espacement, 476
 - de flux, 474
- Petit microphone, 381
- Petite source, 82
- Père, 434, 506
- Phaseur, 21
 - de propagation, 118
- Phonocapteur, 436
 - à bobine mobile, 438
 - à réluctance variable, 438
 - électromagnétique, 438
 - magnétique, 438
 - magnétodynamique, 438
 - paramètres mécaniques, 444
 - piézoélectrique, 438
- Pièce de phase, 367
- Piste, 458
- Piston
 - carré, 111
 - circulaire, 103
 - équivalent, 284
 - libre, 103
 - rectangulaire, 111
 - sur un boîtier, 103
 - sur écran infini, 103
- Pistons couplés, 113
- Pivot, 456
- Plage de modulation, 423
- Plan nodal, 154
- Plaque, 182
 - circulaire encastrée, 197
- Plateau, 436
- Platine

- de défilement, 456
- de magnétophone, 456
- tourne-disque, 436, 453
- Pleurage, 454, 460, 500, 528
- Point d'application, 191
- Pointe, 441
 - de l'aiguille, 436
- Polarisation
 - par un aimant permanent, 260
 - dispositif, 254
 - magnétique haute-fréquence, 464
- Polymère ferroélectrique, 276
- Polynômes de Legendre, 61
- Pondération, 524
 - temporelle, 524
- Post-écho, 435, 479
- Potentiel des vitesses, 11
- Poussée latérale, 453
- Pré-écho, 435, 479
- Préaccentuation, 477
- Prédistortion, 470
- Presbyacousie, 511
- Pression acoustique, 6
 - de crête admissible, 377
 - limite, 377
- Principe
 - de Huygens, 136
 - de réciprocité, 30
 - de superposition, 16
- Prise de son, 532
- Profil d'un pavillon, 165
- Profondeur variable, 426
- Projecteur sonore, 233
- Propagation
 - dispersive, 169
 - guidée, 145
- Psychoacoustique, 510
- Puissance, 39
 - absorbée, 129
 - acoustique, 16, 202
 - acoustique surfacique, 15
 - acoustique transmise, 157
 - de crête, 39
 - d'entrée limitée thermiquement, 296
 - dissipée, 129
 - électrique disponible, 295
 - électrique de référence, 295
 - instantanée, 39
 - limite d'utilisation, 299
 - mécanique, 189
- Pulsation complexe, 152
- Quadripôle, 72
- Quarte parfaite, 35
- Quinte parfaite, 35
- Rampe
 - cochléaire, 508
 - tympanique, 508
 - vestibulaire, 508
- Rapport
 - de compression, 484
 - d'onde stationnaire, 157
 - signal/bruit, 499
 - signal/bruit pondéré, 528
- Rayon sonore, 17, 115
- Rayonnement, 55
 - direct, 283
 - indirect, 283
- Réactance
 - acoustique spécifique, 22
 - acoustique, 201
 - mécanique, 191
 - de rayonnement, 58
- Réaction localisée, 128
- Récepteur, 233
- Recrutement auditif, 513
- Réducteur de bruit, 486
- Réflexe stapédien, 508
- Réflexion totale, 124
- Réfraction, 131, 140
- Régénération, 461
- Régime permanent, 154
- Réglage
 - d'azimut, 459
 - de la polarisation, 468
- Relaxation, 120
- Réductance variable, 255
- Rendement, 295
 - de rayonnement, 60
 - de référence, 295, 304
- Réponse, 234
 - de référence, 235
 - relative, 235
- Représentation de Bode, 36
- Réseau, 93
 - à déphasage, 100
 - curviligne, 102
 - de microphones, 390
 - pondéré, 93, 102
 - rectiligne, 99
 - séparateur, 347, 349, 350, 352
 - uniforme, 99

- Résistance
- acoustique, 201
 - acoustique spécifique, 22
 - mécanique, 189, 191
 - de rayonnement, 58
 - de rayonnement de référence, 300
- Résonance
- basse fréquence, 448
 - de l'équipage mobile, 451
 - de vitesse, 195
- Résonateur
- acoustique, 216
 - équivalent, 196, 197
 - mécanique, 195
 - piézoélectrique, 279
- Restitution, 489
- Ronflement, 454
- Ronronnement, 454
- Saladier, 283
- Salve, 54
- Savart, 35
- Schéma, 217
- direct, 222, 224
 - équivalent 230
 - inverse, 222
- Scintillement, 454, 460, 500, 528
- Sélectivité de l'oreille, 519
- Sensibilité, 234, 370
- en champ diffus, 371
 - en champ libre, 370
 - nominale en champ libre, 376
 - paraphonique, 376
 - en pression, 373
 - relative, 370
- Séparation, 500
- des voies, 421
- Série
- de Fourier, 24
 - harmonique, 44
- Seuil
- d'audition, 510
 - d'audition douloureuse, 510
 - différentiel pour l'isotonie, 513
 - différentiel pour la tonie, 515
- Sillon, 422
- blanc, 423
 - final, 423
- Simulation, 318
- Sommation énergétique, 44, 46
- Son, 1
- audible, 1
 - de combinaison, 520
 - complexe, 38
 - harmonique, 44
 - inharmonique, 45
 - pur, 38
- Sone, 513
- Sonie, 512
- Sonogramme, 51
- Sonomètre, 524
- Source, 219
- acoustique idéale, 201
 - auxiliaire, 233
 - de débit, 201
 - -image, 74
 - oscillante, 82
 - de pression, 201
 - pulsante, 82
 - de son, 55
- Spectre acoustique, 50
- Spectromètre, 47
- Sphère
- oscillante, 69
 - pulsante, 56
 - vibrante, 60
- Spider, 283
- Stéréophonie, 531
- d'intensité, 535
- Styler, 436, 441
- Superposition d'ondes, 43, 46
- Support d'enregistrement, 421
- Surcharge
- de courbure, 431
 - de gravure, 430
 - de pente, 430
- Suréchantillonnage, 492
- Surface
- nodale, 154
 - projetée, 284
- Susceptance
- acoustique, 201
 - mécanique, 191
- Suspension
- acoustique, 303
 - externe, 283, 347
- Système
- acoustique, 198, 223
 - analogue, 231
 - à constantes localisées, 185
 - à constantes réparties, 149
 - à propagation, 149

- d'enregistrement, 421
- haut-parleur, 299
- haut-parleur asservi, 335
- haut-parleur avec filtre auxiliaire, 332
- haut-parleur contrôlé par l'impédance, 334
- de lecture, 421
- mécanique, 222
- mécanique à mouvement rectiligne, 187
- mécanique à rotation, 187
- mécanoacoustique, 229
- de microphones, 390
- mobile, 55

- Table de gravure, 426
- Talonnement, 430
- Taux de distorsion, 236
- Température de Curie, 264, 272
- Temps
 - d'intégration, 42
 - de relaxation, 152
 - de réponse, 484
 - de retour, 484
- Tension
 - nominale de sortie, 376
 - superficielle, 180
- Tessiture, 36
- Tête
 - artificielle, 532, 534
 - d'effacement, 455
 - d'enregistrement, 455
 - de lecture, 436, 455
 - magnétique, 455, 481, 500
- Tierce majeure, 35
- Timbre, 516
- Ton, 35
- Tonie, 514
- Transfert, 191
- Transformation
 - isentrope, 11
 - isotherme, 11
- Transformée de Fourier, 24
- Transitoire, 42, 335
- Transmission
 - série, 498
 - totale, 125
- Tremolo, 518
- Tube de Kundt, 160
- Tympan, 507
- Types de directivité, 370

- Ultrason, 2
- Unisson d'octave, 516

- Valeur
 - absolue, 39
 - de crête, 39
 - de crête à creux, 39
 - efficace, 15, 41
 - limite, 524
 - moyenne, 14
 - nominale, 376
 - nominale d'adaptation, 376
 - propre, 153
 - de référence, 31
- Vecteur-phaseur, 21
 - de propagation, 118
- Ventre, 154
- Vibrato, 518
- Vitesse, 188
 - acoustique, 6
 - de défilement, 424, 457, 460
- Voie d'enregistrement, 421
- Voilement, 437
- Volume de déplacement de crête limité
 - par la distorsion, 296
- VU-mètre, 480

- Zone
 - formante, 515
 - de rémanencé, 467

GLOSSAIRE

Symbole	Unité	Description	Page	Paragraphe
a	m	Rayon	56	2.2.1
\underline{a}	l	Fonction de pondération	94	2.6.5
a_{dB}	dB/m	Coefficient d'absorption	117	3.2.3
a_c	Np/m	Absorption classique	118	3.2.5
a_m	Np/m	Absorption moléculaire	118	3.2.5
a_{th}	Np/m	Absorption thermique	118	3.2.5
c	m/s	Célérité	9	1.2.9
d	—	Grandeur dans	217	5.4.2
d	C/N	Module piézoélectrique de charge	267	6.6.3
d_n	%	Taux de distorsion harmonique d'ordre n	236	6.1.6
d_t	%	Taux de distorsion harmonique total	236	6.1.6
e	—	Grandeur entre	217	5.4.2
f	Hz	Fréquence	20	1.5.2
f_b	Hz	Fréquence de résonance d'une enceinte ouverte	316	7.2.3.1
f_c	Hz	Fréquence de résonance d'un système à enceinte close	303	7.2.6
f_e	Hz	Fréquence d'échantillonnage	490	9.4.3
f_p	Hz	Fréquence propre	153	4.2.8
f_s	Hz	Fréquence de résonance du système mobile	288	7.1.7
f_3	Hz	Fréquence de coupure à demi-puissance d'un système haut-parleur	306	7.2.15
g	s ⁻¹	Gradient de célérité	132	3.3.2.1
g_Δ	T ⁻¹	Module magnétostrictif de déformation	262	6.5.3
h	l	Fréquence de résonance d'une enceinte ouverte rapportée	316	7.2.3.1
i	A	Courant	220	5.4.3
k	rad/m	Nombre d'onde	20	1.5.2
\mathbf{k}	rad/m	Nombre d'onde vectoriel	22	1.5.8
\underline{k}	m ⁻¹	Nombre d'onde complexe	152	4.2.5
k_c	l	Coefficient de couplage énergétique	265	6.5.10
k_p	WHz ⁻⁴ m ⁻⁶	Facteur de mérite en puissance	306	7.2.16
k_η	Hz ⁻³ m ⁻³	Facteur de mérite en rendement	306	7.2.16
k_θ	rad/m	Nombre d'onde pour la direction θ	95	2.6.5
l	m	Longueur d'un conducteur mobile	239	6.2.3
m	m ⁻¹	Constante de profil	168	4.4.8
m	kg	Masse	188	5.2.4

m_a	kg/m ⁴	Masse acoustique	200	5.3.6
m_r	kg	Masse de rayonnement	59	2.2.5
n_{12}	l	Indice de réfraction	125	3.3.7
p	Pa	Pression acoustique	6	1.2.3
p_s	Pa	Pression statique	6	1.2.3
q	m ³ /s	Débit volumique	56	2.1.3
\underline{r}	l	Coefficient de réflexion	122	3.3.3
r_r	l	Résistance réduite de rayonnement	59	2.2.4
s	l	Condensation	6	1.2.3
s	l	Rapport d'onde stationnaire	157	4.3.5
s	Pa ⁻¹	Coefficient d'élasticité	271	6.6.9
\underline{t}	l	Coefficient de transmission	122	3.3.3
u	V	Tension	220	5.4.3
v	m/s	Vitesse	188	5.2.3
v_d	m/s	Vitesse de défilement	424	9.2.2
\boldsymbol{v}	m/s	Vitesse acoustique	6	1.2.3
w	J/m ³	Energie volumique	13	1.3.2
x_r	l	Réactance réduite de rayonnement	59	2.2.4
\underline{z}_r	l	Impédance réduite de rayonnement	58	2.2.4
A	J	Travail	13	1.3.1
B	Hz	Largeur de bande, bande passante	40	1.8.7
B_c	Hz	Bande critique	521	10.1.19
B_u	Hz	Largeur de bande utile	298	7.1.20
\boldsymbol{B}	T	Induction magnétique	238	6.2.1
(B_l)	T · m	Coefficient de couplage électrodynamique	240	6.2.3
C	F	Capacité	220	5.4.3
C	bit/s	Capacité de transmission	489	9.4.2
C_a	m ³ /Pa	Compliance acoustique	199	5.3.3
C_{ab}	m ³ /Pa	Compliance acoustique d'une enceinte	301	7.2.5
C_m	m/N	Compliance mécanique	188	5.2.5
D	l	Directivité normalisée	82	2.4.3
D_0	l	Directivité non normalisée	82	2.4.3
E	Pa	Module d'élasticité	175	4.5.3
\underline{E}	Pa	Module d'élasticité complexe	183	4.5.14
F	N	Force	7	1.2.5
G	Pa	Module de rigidité	175	4.5.3
H_m	mel	Tonie	514	10.1.8
I	W/m ²	Intensité acoustique	16	1.3.11
I_p	A	Courant de polarisation	464	9.3.8
K	Pa	Module de compressibilité	9	1.2.7
K_v	Vs/m	Coefficient de couplage en vitesse	379	8.2.4
K_ξ	V/m	Coefficient de couplage en élongation	379	8.2.4
L	H	Inductance	220	5.4.3
L	dB	Niveau	31	1.7.2
L_a	dB	Amortissement par absorption	117	3.2.1
L_b	dB/(BHz)	Niveau de bande	49	1.8.24
L_{eq}	dB(A)	Niveau équivalent pondéré A	527	10.2.5
L_p	dB	Niveau de pression acoustique	33	1.7.7
L_r	dB(A)	Niveau acoustique d'évaluation	528	10.2.7
L_s	dB/(1 Hz)	Niveau spectral	49	1.8.24

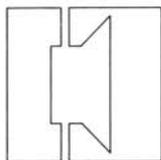
L_A	dB(A)	Niveau pondéré A	524	10.2.4
L_I	dB	Niveau d'intensité acoustique	33	1.7.7
L_M	dB	Sensibilité relative d'un microphone	370	8.1.2
L_N	phone	Niveau d'isotonie	512	10.1.4
L_δ	dB	Indice de directivité	86	2.5.2
L_ρ	dB	Niveau de réflexion	124	3.3.6
L_τ	dB	Niveau de transmission	124	3.3.6
L_Δ	dB	Indice de directivité dans l'axe principal	87	2.5.8
L_1	dB	Niveau de source	86	2.5.4
L_{11}	dB	Niveau d'efficacité	299	7.1.21
M	1	Facteur de forme	168	4.4.8
M	V/Pa	Sensibilité d'un microphone	370	8.1.2
M_d	V/Pa	Sensibilité en champ diffus	371	8.1.6
M_n	V/Pa	Sensibilité nominale en champ libre	376	8.1.13
M_p	V/Pa	Sensibilité en pression	373	8.1.10
N	1	Nombre de Fresnel	137	3.4.7
N	sonie	Sonie	513	10.1.5
P'	W	Puissance acoustique apparente	60	2.2.7
P_a	W	Puissance acoustique	16	1.3.12
$P_{a\xi}$	W	Puissance acoustique limitée par l'élongation	296	7.1.15
P_c	W	Puissance acoustique cinétique	59	2.2.7
$P_{e\xi}$	W	Puissance d'entrée limitée par l'élongation	296	7.1.15
P_m	W	Puissance mécanique	189	5.2.10
P_{th}	W	Puissance d'entrée nominale limitée thermiquement	296	7.1.15
P_u	W	Puissance limite d'utilisation	299	7.1.22
Q	C	Charge électrique	245	6.3.1
Q	1	Facteur de qualité	210	5.3.27
Q_b	1	Facteur de qualité d'une enceinte à événement	324	7.2.44
Q_{eco}	1	Facteur de qualité électrique d'un système à enceinte close	303	7.2.6
Q_{es}	1	Facteur de qualité électrique d'un haut-parleur sur écran	288	7.1.7
Q_{mc}	1	Facteur de qualité mécanique d'un système à enceinte close	303	7.2.6
Q_{ms}	1	Facteur de qualité mécanique d'un haut-parleur sur écran	289	7.1.7
Q_t	1	Facteur de qualité total d'une enceinte ouverte	317	7.2.31
Q_{tco}	1	Facteur de qualité total d'un système à enceinte close	303	7.2.6
Q_{ts}	1	Facteur de qualité total d'un haut-parleur sur écran	289	7.1.7
R	rad	Nombre de Rayleigh	142	3.6.2
R	Ω	Résistance	220	5.4.3
R_a	Ω_a	Résistance acoustique	201	5.3.7
R_{ab}	Ω_a	Résistance acoustique d'une enceinte	301	7.2.5
R_{ar}	Ω_a	Résistance acoustique de rayonnement	58	2.2.3
R_{mag}	H^{-1}	Réductance	256	6.4.1
R_m	Ω_m	Résistance mécanique	189	5.2.9

R_{mr}	Ω_m	Résistance mécanique de rayonnement	58	2.2.3
R_S	$\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$	Résistance acoustique spécifique	22	1.5.7
S_d	m^2	Surface projetée	284	7.1.1
S_p	m^2	Section droite d'un évent	329	7.2.52
T	s	Période	20	1.5.3
T_s	s	Période de synchronisme	493	9.4.6
U_n	V	Tension nominale de sortie	376	8.1.13
V_{as}	m^3	Volume d'air équivalent	288	7.1.7
\hat{V}_d	m^3	Volume de déplacement de crête limité par la distorsion	296	7.1.15
W	J	Energie	13	1.3.1
W_c	J	Energie cinétique	188	5.2.6
W_p	J	Energie potentielle	189	5.2.6
X_{ar}	Ω_a	Réactance acoustique de rayonnement	58	2.2.3
X_{mr}	Ω_m	Réactance mécanique de rayonnement	58	2.2.3
X_S	$\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$	Réactance acoustique spécifique	22	1.5.7
\underline{Y}_a'	$1/\Omega_a \cdot \text{m}$	Admittance acoustique linéique	164	4.3.15
\underline{Y}_S	$\text{m}/\text{Pa} \cdot \text{s}$	Admittance acoustique spécifique	22	1.5.7
\underline{Z}_a	Ω_a	Impédance acoustique	156	4.3.4
\underline{Z}_a'	Ω_a/m	Impédance acoustique linéique	164	4.3.15
\underline{Z}_{ac}	Ω_a	Impédance acoustique d'un milieu	156	4.3.4
\underline{Z}_{ar}	Ω_a	Impédance acoustique de rayonnement	57	2.2.3
Z_c	$\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$	Impédance acoustique caractéristique	22	1.5.9
\underline{Z}_{em}	Ω	Impédance cinétique	243	6.2.8
Z_{en}	Ω	Impédance nominale de charge	376	8.1.13
\underline{Z}_{hp}	Ω	Impédance d'entrée d'un haut-parleur sur écran	291	7.1.11
\underline{Z}_m	Ω_m	Impédance mécanique	191	5.2.15
\underline{Z}_{mr}	Ω_m	Impédance mécanique de rayonnement	58	2.2.3
\underline{Z}_n	$\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$	Impédance caractéristique d'un matériau à réaction localisée	128	3.3.14
Z_n	Ω	Impédance nominale	297	7.1.17
\underline{Z}_S	$\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$	Impédance acoustique spécifique	21	1.5.7
α	1	Facteur d'absorption	129	3.3.16
α	1	Facteur de compliance	303	7.2.6
β	rad/m	Déphasage linéique	98	2.6.11
β	1	Facteur d'augmentation de compliance	301	7.2.5
γ	1	Rapport des chaleurs spécifiques à pression et volume constants	11	1.2.15
$\underline{\gamma}$	m^{-1}	Phaseur de propagation	118	3.2.4
$\underline{\gamma}$	m^{-1}	Vecteur-phaseur	118	3.2.4
δ	1	Facteur de directivité	86	2.5.2
δ	1	Facteur de dissipation	129	3.3.16
ϵ	1	Erreur relative	42	1.8.10
ϵ	F/m	Permittivité	271	6.6.9
η_c	1	Rendement de référence d'un système à enceinte close	304	7.2.11
η_o	1	Rendement de référence d'un système à enceinte ouverte	319	7.2.36

η_s	1	Rendement de référence d'un haut-parleur sur écran	295	7.1.14
θ	°C	Température Celsius	12	1.2.17
θ_L	rad	Angle-limite	124	3.3.7
θ_{1B}	rad	Angle de Brewster	125	3.3.8
θ_0	rad	Angle de rotation du lobe principal	98	2.6.11
θ_{-3}	rad	Angle de rayonnement à demi-puissance	87	2.5.8
λ	m	Longueur d'onde	20	1.5.3
λ_g	m	Longueur d'onde gravée	424	9.2.2
μ	1	Coefficient de Poisson	175	4.5.3
μ	Pa · s	Coefficient de viscosité	208	5.3.21
μ	H/m	Perméabilité	256	6.4.1
ξ	m	Elongation	187	5.2.3
ξ	1	Rapport signal/bruit	489	9.4.2
$\hat{\xi}_h$	m	Elongation limitée par la distorsion	296	7.1.15
ξ	m	Elongation acoustique	6	1.2.3
ρ	kg/m ³	Masse volumique	6	1.2.3
ρ_{mn}	1	Coefficient de corrélation	43	1.8.14
ρ	1	Facteur de réflexion	123	3.3.6
τ	s	Constante de temps	42	1.8.9
τ	s	Temps de relaxation	152	4.2.5
τ_i	s	Temps d'intégration	41	1.8.9
τ	1	Facteur de transmission	123	3.3.6
ϕ	rad	Phase	44	1.8.15
χ	Ns/m ⁴	Coefficient de traînage	164	4.3.16
ω	rad/s	Pulsation	20	1.5.2
$\underline{\omega}$	s ⁻¹	Pulsation complexe	152	4.2.5
Δ	1	Facteur de directivité dans l'axe principal	87	2.5.8
Θ	K	Température thermodynamique	11	1.2.15
Θ	A	Potentiel magnétique scalaire	256	6.4.1
Φ	m ² /s	Potentiel des vitesses	11	1.2.14
Φ	Wb	Flux d'induction magnétique	256	6.4.1
Φ_{cc}	nWb/m	Flux de court-circuit d'une bande magnétique	474	9.3.16
Ψ	W/m ²	Puissance acoustique surfacique instantanée	15	1.3.10
Ψ	Vs	Flux totalisé	256	6.4.1
Ψ_p	1	Mode propre	153	4.2.8
Ω	sr	Angle solide	92	2.5.14

Le Traité d'Electricité est l'œuvre collective
des membres du Département d'Electricité de l'EPFL,
assistés par quelques collaborateurs externes.
A ce volume ont collaboré plus particulièrement :

Marianne Aiassa : secrétariat des Presses polytechniques romandes
Jean-Claude Besson : critique du prémanuscrit
Philippe Bissat : correction des épreuves
Michel Bruneau : critique du prémanuscrit
Olivier Bodenmann : relevé de courbes et graphiques
Etienne Colomb : correction des épreuves
Claire-Lise Delacrausaz : direction des
Presses polytechniques romandes
Antoine Eddé : critique du prémanuscrit, figures à l'ordinateur
Pierre-Gérard Fontolliet : critique du prémanuscrit
Fred Gardiol : lecture du prémanuscrit
Kurt Hofer : dessins, réductions photographiques
Jacques Hufschmid : correction des épreuves
Allen Kilner : mise en page et montage
Hubert Massin : lecture du prémanuscrit
Jacques Neiryneck : direction du Traité d'Electricité
Renée Pittet : composition du texte et des formules
Patrick Roe : correction des épreuves
Madeleine Rossi : glossaire
Mario Rossi : rédaction
Michèle Rossi : composition du prémanuscrit, lecture du
manuscrit, correction des épreuves, coordination de la production
Joao Carlos Ventura : figures à l'ordinateur
Ida Wegmüller : montage du lettrage
Jean-François Zürcher : critique du prémanuscrit



Remerciements

L'auteur tient à remercier chaleureusement
la personne et les firmes suivantes pour
la mise à disposition de figures et illustrations:

AKG Gmbh, Vienne, Autriche: fig. 8.33 et 10.28;

*Brüel et Kjaer, Naerum, Danemark: fig. 8.42, 8.43,
8.44, 8.45, 8.46, 8.49, 8.63, 10.15, 10.16, 10.17;*

*Mme A.-M. Bruneau, Laboratoire d'Acoustique,
Université du Maine, Le Mans, France: fig. 7.61;*

Electro-Voice S.A., Nidau, Suisse: fig. 8.38;

Genelec Oy, Iisalmi, Finlande: fig. 7.81;

*Pickering and Co. Inc., Chavornay, Suisse: fig. 9.17,
9.20, 9.27, 9.28, 9.32, 9.33;*

*Shure Brothers Inc., Evanston, U.S.A.: fig. 8.36 et
8.59;*

Stanton Magnetics Inc., Chavornay, Suisse: fig. 9.12;

*Tannoy Limited, Coatbridge, Royaume Uni:
fig. 7.75.*

