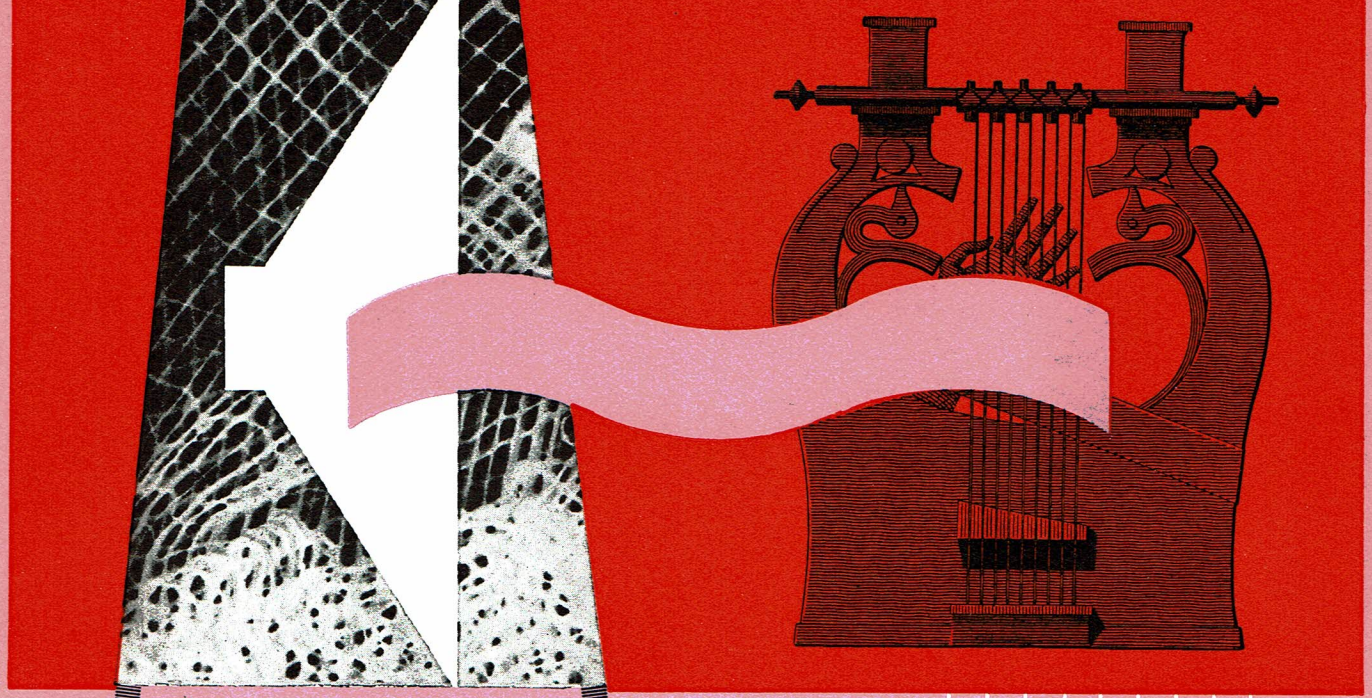
J. Dewèvre
W. Hembise

le haut-parleur

électrodynamique à diaphragme et sa charge acoustique

(étude physique)



J. DEWÈVRE, *gradué In.Ra.Ci. (A1)*
Chef de section du Service de Documentation de la Division Electronique

W. HEMBISE, *ing. tech. A.I.T.Br.*
Attaché au Service de Documentation de la Division Electronique

le haut-parleur électrodynamique à diaphragme et sa charge acoustique

1re partie

étude physique

Les auteurs établissent d'abord l'équation fondamentale du mouvement de la bobine mobile d'un haut-parleur.

Ils rappellent ensuite les notions d'impédance mécanique de rayonnement et d'impédance cinétique, et précisent, à l'aide d'analogies électriques, les modalités de la conversion électro-acoustique.

L'incidence de la variation de la fréquence sur le fonctionnement du haut-parleur est examinée.

On analyse les expressions des rendements électro-mécanique, mécano-acoustique et électro-acoustique.

Quelques remarques sur le caractère non-linéaire du système de suspension du diaphragme terminent l'étude.

C.D.U. : 621. 395. 623. 7

I. — INTRODUCTION

LA DIFFERENCE D'ARCHITECTURE, QUI EXISTE GENERALEMENT ENTRE LA SALLE OU S'EXECUTE UNE ŒUVRE MUSICALE ET LA PIECE D'HABITATION OU ON L'ECOUTE, CONSTITUE UN ECUEIL A SA RESTITUTION FIDELE, A DISTANCE OU DANS LE TEMPS (RADIODIFFUSION OU ENREGISTREMENT).

EN EFFET, TANDIS QUE LES DIMENSIONS ET LES PROPRIETES ACOUSTIQUES DE LA SALLE DE CONCERT SONT DETERMINEES EN VUE D'UNE EXCELLENTE AUDITION ET MEME TRES SOUVENT ADAPTEES AU GENRE DE L'ŒUVRE MUSICALE ET A LA FORMATION ORCHESTRALE QUI L'INTERPRETE, CELLES DU LOCAL D'ECOUTE SONT, LA PLUPART DU TEMPS, CONDITIONNEES INDEPENDAMMENT DE CES CONSIDERATIONS.

DE CE FAIT, LORS DE LA RESTITUTION D'UN MESSAGE MUSICAL, SE POSE INEVITABLEMENT LE PROBLEME DE SA TRANSPOSITION ACOUSTIQUE OU INTERVIENNENT A LA FOIS DES FACTEURS PHYSIQUES ET DES FACTEURS SUBJECTIFS.

SI PERSPECTIVE, PRESENCE, NATUREL, EQUILIBRE, AMBIANCE ACOUSTIQUES SONT DES QUALITES QUI FONT TOUT L'ART DE LA PRISE DE SON, LES CARACTERISTIQUES DU DISPOSITIF DE RESTITUTION DEPENDENT SURTOUT :

- *DU GENRE MUSICAL QUE L'ON DESIRE ECOUTER LE PLUS FREQUEMMENT (RECITAL, MUSIQUE DE CHAMBRE, JAZZ, VARIETES, ŒUVRES SYMPHONIQUES, OPERAS,...).*
- *DU MODE DE PRESENTATION SOUHAITE (COMME SI LES EXECUTANTS SE TROUVAIENT DANS LA PIECE D'ECOUTE OU BIEN COMME S'ILS ETAIENT ENTENDUS AU TRAVERS D'UNE FENETRE... OUVERTE SUR LA SALLE DE CONCERT).*

DANS TOUS LES CAS, CERTAINES CONCESSIONS PSYCHOLOGIQUES DOIVENT ETRE CONSENTIES PAR L'AUDITEUR QUI N'IGNORE PAS CE QU'EST LA MUSIQUE VIVANTE.

LA MULTITUDE DES BRUITS DE FOND ELEVENT LE SEUIL INFERIEUR DU PIANISSIMO PERCEPTIBLE, TANDIS QUE L'EXIGUITE DU LOCAL D'ECOUTE ABAISSE LE PLAFOND SUPERIEUR TOLERABLE DU FORTISSIMO.

DE PLUS, LES CONDITIONS ACOUSTIQUES PARTICULIERES DU LIEU OU S'OPERE LA RESTITUTION, CONFERENT A L'ŒUVRE INTERPRETEE CERTAINES « COLORATIONS » PROPRES.

A CES IMPERFECTIONS, VIENNENT S'AJOUTER CELLES DUES AUX DEFAUTS TECHNIQUES DES DIFFERENTS ELEMENTS DE LA CHAINE DE REPRODUCTION.

PARMI CES ELEMENTS, LE MAILLON LE PLUS IMPARFAIT EST CONSTITUE PAR LE HAUT-PARLEUR, QUE L'ON NE PEUT D'AILLEURS DISSOCIER DE SON ENCEINTE AVEC LAQUELLE IL FORME UN TOUT PUISQUE SON FONCTIONNEMENT, DANS L'IMPORTANT REGISTRE GRAVE, DEPEND ESSENTIELLEMENT DE CETTE CHARGE ACOUSTIQUE.

SUIVANT UN PLAN LOGIQUE, LA PREMIERE PARTIE DE CE TRAVAIL SERA CONSACREE A L'ETUDE DU HAUT-PARLEUR EN TANT QUE TRANSDUCTEUR ELECTRO-ACOUSTIQUE.

CEPENDANT, L'EVALUATION DE LA QUALITE INTRINSEQUE D'UN DIFFUSEUR ECHAPPE AUX MESURES PUREMENT PHYSIQUES. EN EFFET, S'IL EST POSSIBLE D'ADOPTER CERTAINES CONVENTIONS POUR EXPRIMER OBJECTIVEMENT DES DEFAUTS TELS QUE L'INTERMODULATION OU LE TRAINAGE, ENCORE FAUT-IL, POUR POUVOIR INTERPRETER SUBJECTIVEMENT DE TELLES DONNEES, AVOIR RECOURS A DES ESSAIS PSYCHO-PHYSIOLOGIQUES.

LORSQU'ON ETUDIE CHACUN DES MULTIPLES PROBLEMES QUI SE POSENT DANS LES DIVERSES CONDITIONS D'EXPLOITATION D'UN HAUT-PARLEUR, IL FAUT DONC FAIRE UNE LARGE PART AU SUBJECTIF : LE JUGEMENT PORTE SUR LA QUALITE D'UN DIFFUSEUR EST SURTOUT TRIBUTAIRE DE L'EMOTION SUSCITEE PAR LA REPRODUCTION QU'IL FOURNIT.

LA SECONDE PARTIE DE CETTE ETUDE SERA CONSACREE A CES DIVERS ASPECTS SUBJECTIFS ; CERTAINS PROCEDES D'AMELIORATION DE LA QUALITE DE LA REPRODUCTION ACOUSTIQUE SERONT INDIQUES.

ENFIN, DANS UNE DERNIERE PARTIE, NOUS EXAMINERONS LA REALISATION RATIONNELLE D'ENCEINTES APERIODIQUES PEU ENCOMBRANTES POUR LESQUELLES NOUS RECHERCHERONS, DANS LE LOCAL D'ECOUTE, UN EMPLACEMENT JUDICIEUX.

II. — ANALYSE DYNAMIQUE DU HAUT-PARLEUR

Malgré son apparente simplicité technologique (fig. 1 et 2), l'étude théorique du haut-parleur, comme celle de tout organe de transformation d'une forme d'énergie en une autre, est très complexe. Entrent en jeu des facteurs qui relèvent de disciplines aussi diverses que l'Electricité, le Magnétisme, la Mécanique, l'Acoustique et la Thermodynamique. Il est cependant possible de simplifier l'étude du fonctionnement du transducteur en introduisant certains paramètres globaux tirés de l'expérience, ou donnés par une théorie approchée.

Si, de plus, dans le domaine de fonctionnement envisagé, le transducteur peut être considéré, du moins en première approximation, comme un *système linéaire*, on a intérêt, pour la commodité de l'étude, à recourir aux analogies électriques. Cette méthode, introduite par Olson, est couramment utilisée par les acousticiens.

Notre première tâche sera donc d'établir le circuit électrique analogique du haut-parleur. Ce circuit nous permettra ensuite d'aborder l'analyse dynamique du transducteur.

II. 1. - *Equation fondamentale du mouvement de la bobine mobile.*

Plaçons-nous d'abord dans le cas où la bobine mobile du haut-parleur est parcourue par un courant i purement sinusoïdal :

$$i = I e^{j\omega t}$$

(il est sous-entendu que seule la partie réelle de $I e^{j\omega t}$ est à considérer).

Cette bobine va être sollicitée par une *force électrodynamique* sinusoïdale f (force motrice) dirigée suivant l'axe de la bobine :

$$f = Bli = F e^{j\omega t}$$

avec

$$F = BlI \qquad (1)$$

où B désigne l'induction dans l'entrefer et l la longueur du fil enroulé (le système d'unités adopté ici est le système MKS rationalisé).

Le transducteur étant assimilé à un système linéaire, les déplacements de chaque point du système mobile (diaphragme et bobine) et les forces de réaction élémentaires y agissant seront du type :

$$a = A e^{j\omega t}$$

A étant une quantité complexe.

(Nous utiliserons dans cette étude les lettres minuscules pour désigner la valeur instantanée des diverses grandeurs physiques, et les lettres majuscules pour leur amplitude complexe).

En raison de la symétrie de révolution de la forme du transducteur (ou de la symétrie double dans le cas du haut-parleur elliptique), les diverses *forces de réaction résultantes* agissant sur la bobine mobile seront, tout comme la force f, dirigées suivant l'axe du haut-parleur (l'enceinte étant également supposée symétrique).

Ces forces de réaction résultantes sont les suivantes :

a. Réaction due à la *pression de l'air* mis en mouvement par le diaphragme :

$$f_r = F_r e^{j\omega t}$$

Le système étant linéaire, le rapport entre F_r et l'amplitude V de la vitesse v de la bobine est indépendant de V.

Posons

$$Z_r = \frac{F_r}{V} \text{ ou } F_r = VZ_r \qquad (2)$$

Z_r est l'*impédance mécanique de rayonnement*.

Pour un transducteur et une enceinte donnés, Z_r ne dépend que de la fréquence.

Il est important de souligner que l'impédance Z_r n'est pas un paramètre intrinsèque du haut-parleur. Qu'elle soit déterminée expérimentalement ou par calcul, il est essentiel de spécifier les caractéristiques acoustiques du milieu dans lequel se trouve placé le haut-parleur.

D'une manière générale, on trouve pour Z_r une valeur complexe :

$$Z_r = R_r + jX_r \qquad (3)$$

R_r et X_r étant respectivement *la résistance* et *la réactance de rayonnement*.

Nous donnerons plus loin (II. 4. 1) une expression approchée de Z_r valable dans un certain domaine de fréquence.

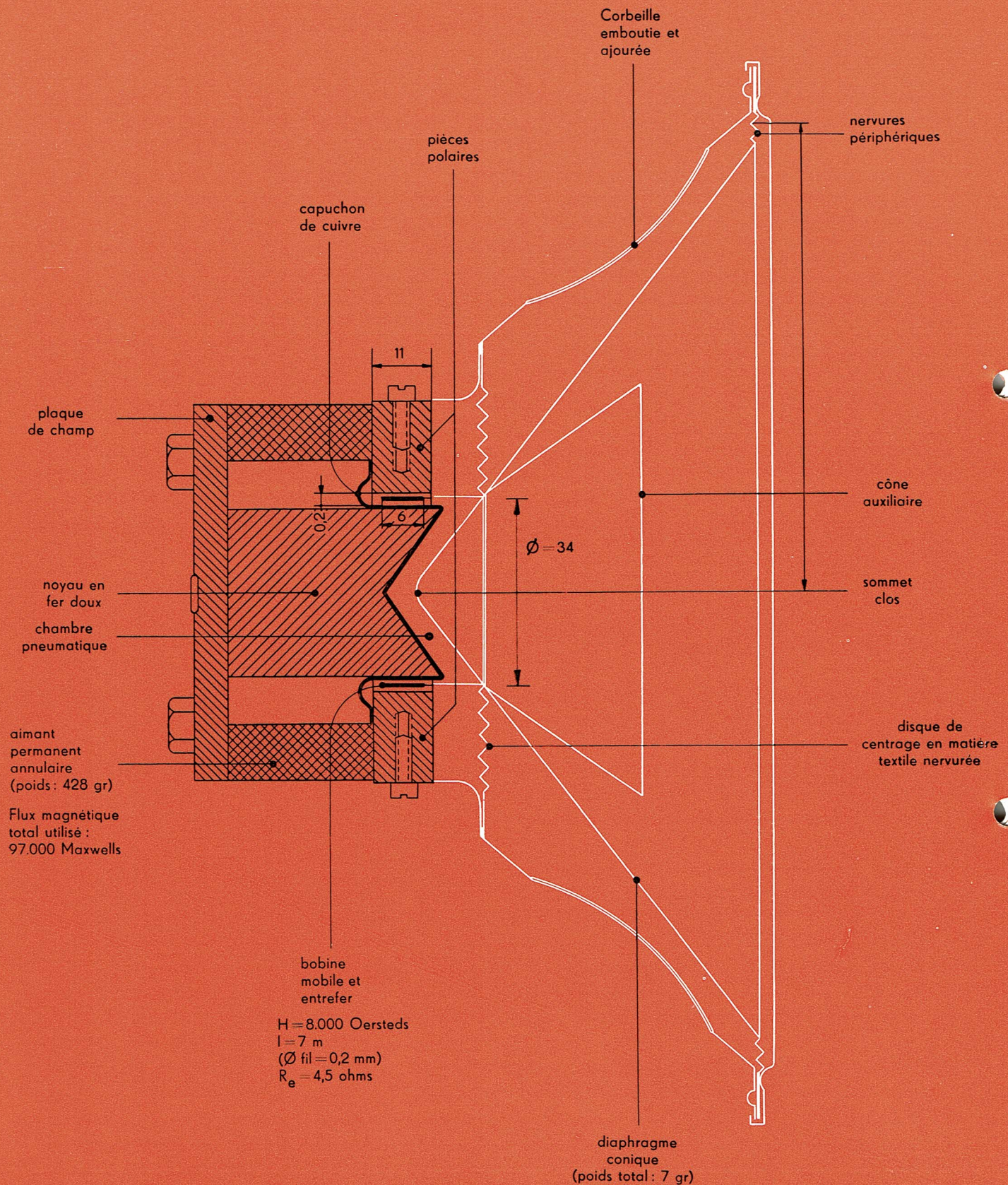


Fig. 1

Exemple de réalisation d'un haut-parleur à moteur électrodynamique et à double diaphragme conique à rayonnement direct : le modèle « 9710 M » de 21 cm de diamètre hors-tout ($f_o \approx 50$ Hz).

b. Réaction *élastique* due à la raideur de la suspension du système mobile :

$$f_e = F_e\, e^{j\omega t}$$

On a :

$$F_e = K\, U \qquad (4)$$

U étant l'amplitude du déplacement u de la bobine, et K le coefficient de raideur.

Comme

$$v = \frac{du}{dt}$$

on a

$$V = j\,\omega\, U$$

ce qui permet d'écrire (4) sous la forme :

$$F_e = \frac{K}{j\omega} V \qquad (5)$$

c. Réaction due au *frottement* dans la suspension :

$$f_f = F_f\, e^{j\omega t}$$

On a

$$F_f = R_f\, V \qquad (6)$$

R_f étant le coefficient de frottement.

d. Réaction due à l'*inertie* des éléments en mouvement :

$$f_i = F_i\, e^{j\omega t}$$

Cette réaction comprend deux termes :

— L'un est dû à la masse M_b de la bobine mobile et vaut :

$$M_b \frac{dv}{dt}$$

— L'autre résulte du mouvement du diaphragme. Il est commode d'exprimer ce second terme en fonction de la vitesse v de la bobine. On définit pour cela une masse équivalente M_d du diaphragme telle que la réaction d'inertie

$$M_d \frac{dv}{dt}$$

soit la même que celle produite par le mouvement réel du diaphragme.

En posant

$$M_c = M_b + M_d \qquad (7)$$

on peut donc écrire :

$$f_i = M_c \frac{dv}{dt} = j\omega\, M_c\, V\, e^{j\omega t}$$

d'où

$$F_i = j\omega\, M_c\, V \qquad (8)$$

Remarquons que la masse M_d dépend de la fréquence. Dans le domaine des basses fréquences (fonctionnement en piston dont il sera question en II. .4. 1), M_d est constant et sensiblement égal à la masse du diaphragme. Lorsque la fréquence augmente, M_d décroît par suite de la réduction de l'amplitude des vibrations vers la périphérie du diaphragme ainsi que du déphasage entre ces vibrations.

Nous sommes maintenant en mesure d'écrire l'équation fondamentale du mouvement de la bobine mobile en exprimant que la force motrice équilibre la somme des réactions :

$$F = F_r + F_e + F_f + F_i \qquad (9)$$

En substituant, dans cette relation, aux forces de réaction, leurs valeurs tirées de (2), (5), (6), (8), on obtient :

$$F = \left(Z_r + \frac{K}{j\omega} + R_f + j\omega M_c\right) V \qquad (10)$$

II. 2. - *L'impédance mécanique totale du système mobile et son analogie électrique.*

La relation (10) peut s'écrire sous la forme :

$$V = \frac{F}{R_m + j\omega M_m + \dfrac{1}{j\omega C_m}} \qquad (11)$$

où l'on a posé :

$$R_m = R_r + R_f \qquad (12)$$

$$M_m = M_c + M_a \quad \text{avec } M_a = \frac{X_r}{\omega} \qquad (13)$$

$$C_m = \frac{1}{K} \qquad (14)$$

Précisons le sens physique des paramètres R_m, M_m et C_m.

— R_m est la *résistance mécanique équivalente* de de l'ensemble ; elle caractérise la dissipation totale d'énergie mécanique (rayonnement et frottement).

9710M

— M_m est la *masse totale équivalente* du système mobile du transducteur : bobine, diaphragme et masse d'air en mouvement.

— C_m caractérise la *souplesse* de l'ensemble.

Posons

$$Z_m = R_m + j\omega M_m + \frac{1}{j\omega C_m} \quad (15)$$

Z_m est l'*impédance mécanique totale* du système vibrant.

On voit d'après (15) que les fréquences propres f_{res} de ce système sont données par les solutions de l'équation :

$$f_{res} = \frac{1}{2\pi \sqrt{M_m(f_{res}) \cdot C_m}} \quad (16)$$

où $M_m(f_{res})$ désigne la valeur de M_m à la fréquence f_{res}.

On constate en pratique que l'une de ces fréquences de résonance est toujours située dans le domaine des très basses fréquences. de l'ordre de 50 à 100 Hz.

Dans ce domaine, où le diaphragme du haut-parleur fonctionne en piston, M_a, tout comme M_d, est constant (voir II. 4. 1). Il en est donc de même de M_m, et par conséquent, la première fréquence de résonance f_o est donnée par la relation :

$$f_o = \frac{1}{2\pi \sqrt{M_{m_o} C_m}} \quad (17)$$

où M_{m_o} désigne la valeur de M_m aux basses fréquences.

En écrivant (11) sous la forme :

$$V = \frac{F}{Z_m} \quad (18)$$

nous pouvons établir l'analogie électrique suivante du transducteur électro-acoustique (fig. 3) :

La force

$$F = BlI$$

joue le rôle d'une « tension électrique » qui fait circuler le « courant » V dans le circuit présenté.

Les modalités de la transformation électro-acoustique peuvent se résumer comme suit :

1° *Conversion électro-mécanique :* le courant i traversant la bobine mobile, placée dans un champ magnétique radial, engendre une force f suivant la loi de Laplace.

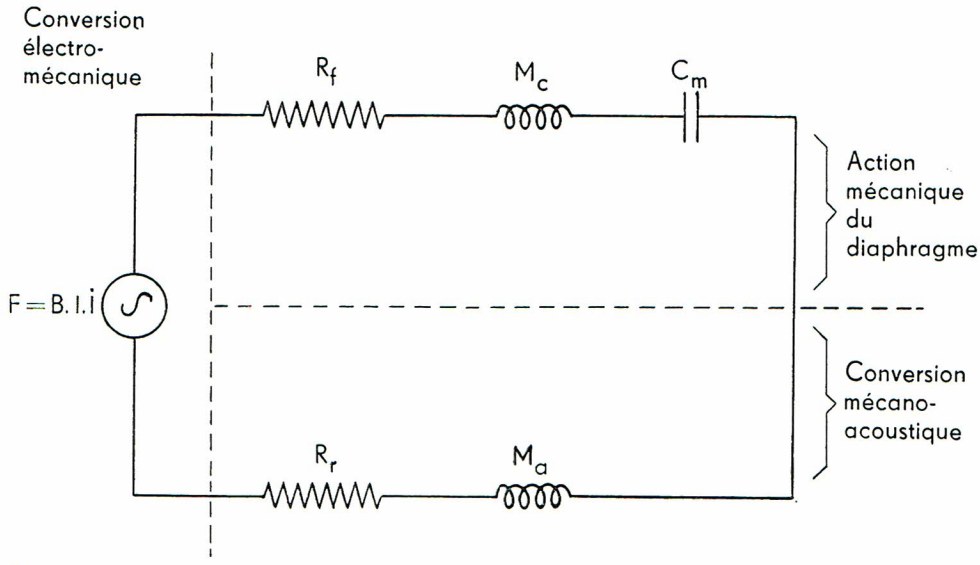


Fig. 3

Circuit électrique analogique d'un haut-parleur alimenté en courant d'amplitude constante I.

Fig. 2

Haut-parleur vu en coupe.

2° *Action mécanique sur le diaphragme* : la force f appliquée sur la bobine mobile est transmise au diaphragme. Il en résulte que le mouvement de la bobine est conditionné non seulement par les paramètres R_f, M_c et K du système mobile proprement dit, mais également par les paramètres R_r et M_a caractérisant la réaction de l'air sur le diaphragme.

3° *Conversion mécano-acoustique* : le diaphragme, organe de couplage avec l'air ambiant, lui transmet une énergie mécanique. La partie active de cette énergie est constituée par le rayonnement, d'où puissance acoustique, but final de la transformation. La partie réactive résulte des effets d'inertie de l'air.

II. 3. - *L'impédance électrique totale du système mobile.*

Ayant établi la relation entre f et v, recherchons maintenant celle qui existe entre e et i, e étant la tension alternative aux bornes de la bobine mobile.

Soient R_e la résistance de la bobine,

L_e son coefficient de self-induction.

Posons

$$Z_e = R_e + j\omega L_e \qquad (19)$$

Z_e est l'*impédance électrique* du système.

Le passage du courant I dans la bobine mobile crée une chute de tension $Z_e I$ à laquelle il y a lieu d'ajouter la force contre-électromotrice BlV, engendrée par le mouvement de la bobine dans le champ d'induction B.

On a donc

$$E = Z_e I + BlV \qquad (20)$$

Eliminons V et F entre (1), (18) et (20) ; on trouve

$$E = \left(Z_e + \frac{B^2l^2}{Z_m}\right) I \qquad (21)$$

En posant

$$Z_{et} = Z_e + Z_{em} \qquad (22)$$

avec

$$Z_{em} = \frac{B^2l^2}{Z_m} \qquad (23)$$

on arrive à l'expression de l'*impédance électrique totale* Z_{et} et à celle de l'*impédance cinétique* Z_{em}. En pratique. la valeur de cette dernière est faible par rapport à Z_{et}. Toutefois, à la fréquence de résonance f_o, elle augmente brusquement et devient prépondérante dans l'expression de l'impédance électrique totale.

Pour mesurer l'impédance électrique Z_e, il suffit d'immobiliser le diaphragme du haut-parleur. Si l'on recommence la mesure en laissant vibrer ce diaphragme, on obtient alors la valeur de l'impédance électrique totale Z_{et} ; d'où l'on déduit facilement l'impédance cinétique Z_{em}.

Rappelons enfin qu'à partir de l'équation (21), on peut construire le cercle connu sous le nom de « cercle cinétique de Kennelly » dont l'étude fournit de très utiles indications.

II. 4. - *Incidence de la variation de la fréquence sur le fonctionnement du haut-parleur.*

II.4.1. Impédance mécanique de rayonnement.

Nous avons vu que l'air chargeant le diaphragme donne naissance à une impédance mécanique Z_r ayant une composante résistive et une composante réactive.

Le calcul de cette impédance n'est possible que dans quelques cas simples.

Lorsque le radiateur acoustique est constitué par un *piston circulaire* affleurant un écran infini au travers d'une ouverture pratiquée dans celui-ci (piston rayonnant sur une charge infinie), on trouve (Lord Rayleigh) :

$$Z_r = \pi\, r^2 \rho\, c \left[1 - \frac{J_1(2kr)}{kr}\right] + j\,\frac{\omega\rho\,\pi}{2k^3}\,K_1(2kr)$$

ou

$$\frac{Z_r}{S} = \rho\, c \left(\left[1 - \frac{J_1(2kr)}{kr}\right] + j\,\frac{K_1(2kr)}{2\,(kr)^2}\right) \qquad (24)$$

les notations étant :

r : rayon du piston,

$s = \pi r^2$: surface du piston,

ρ : masse spécifique de l'air (0,0012 gr/cm³ à 20°C et sous 760 mm. Hg),

c : vitesse du son ou célérité (34.400 cm/sec),

$\omega = 2\pi f$

$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$

J_1 , K_1 : deux types de fonctions de Bessel :

$$\frac{J_1(2kr)}{kr} = 1 - \frac{(kr)^2}{2} + \frac{(kr)^4}{2^2.3} - \frac{(kr)^6}{2^2.3^2.4} + \ldots$$

$$K_1(2kr) = \frac{2}{\pi}\left[\frac{(2kr)^3}{3} - \frac{(2kr)^5}{3^2.5} + \frac{(2kr)^7}{3^2.5^2.7} - \ldots\right]$$

La formule (24) montre que l'impédance mécanique de rayonnement par unité de surface radiante ne dépend que de ρc ($\approx$ 41 gr/sec/cm² à 20°C et 760 mm Hg) et du produit kr.

La variation de $\frac{R_r}{S}$ et de $\frac{X_r}{S}$ en fonction de kr est donnée à la figure 4.

Lorsque $kr < 1$, on a approximativement :

$$\frac{J_1(2kr)}{kr} = 1 - \frac{(kr)^2}{2}$$

$$K_1(2kr) = \frac{2}{\pi}\frac{(2kr)^3}{3}$$

ce qui donne

$$\frac{Z_r}{S} = \rho c \left[\frac{(kr)^2}{2} + j\,\frac{8}{3\pi}\,kr\right] \qquad (25)$$

d'où

$$R_r = S\rho c\,\frac{(kr)^2}{2} = S\,\frac{\rho}{2c}\,r^2\omega^2 \qquad (26)$$

$$X_r = S\rho c\,\frac{8}{3\pi}\,kr = S\,\frac{8\rho}{3\pi}\,r\omega \qquad (27)$$

De la dernière relation, on tire :

$$M_a = \frac{X_r}{\omega} = S\,\frac{8\rho}{3\pi}\,r = \frac{8\rho}{3}\,r^3 \qquad (28)$$

C'est la masse d'un cylindre de même section que le piston et de hauteur $\frac{8}{3\pi}\,r$ (donc un peu inférieure à r). On voit que M_a est indépendante de ω, pour autant que $kr < 1$.

Les relations (26) et (27) montrent que dans cette région, R_r et X_r sont proportionnels respectivement à f^2 et f.

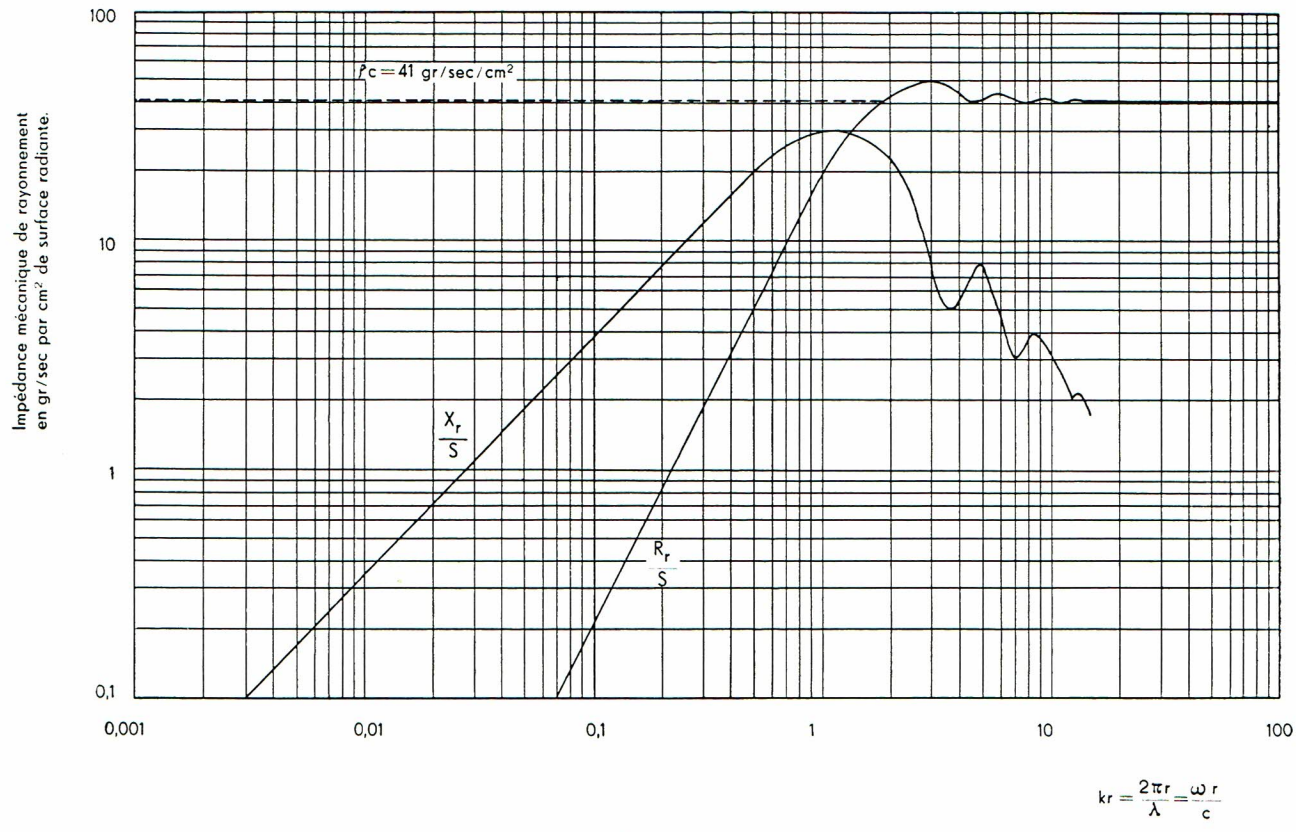


Fig. 4

Résistance et réactance mécaniques par unité de surface d'un piston rayonnant sur une charge infinie.

Dans l'autre partie du spectre acoustique, correspondant à la région où $kr > 1$, R_r est à peu près constant et tend vers une valeur limite qui, rapportée à l'unité de surface, est égale à ρc $[\frac{J_1(2kr)}{kr}$ tendant vers 0], soit environ 41 gr/sec/cm² de surface radiante.

Quant à X_r, son allure générale, dans la région où $kr > 1$, révèle grosso modo une proportionnalité à f^{-1} ; la réactance X_r tend donc à disparaître aux fréquences élevées.

La transition entre les deux régions précédentes a lieu pour $kr = 1$, c'est-à-dire pour une fréquence $f_2 = \frac{c}{2\pi r}$, ou, en d'autres termes, lorsque la longueur d'onde du son émis est égale à la longueur de la circonférence du piston.

Considérant toujours le cas où le radiateur acoustique est un haut-parleur circulaire monté sur écran infini, l'expérience montre que pour des fréquences inférieures à une certaine fréquence f_p, tous les points du diaphragme vibrent en phase, et que par conséquent, ce diaphragme peut être assimilé, du point de vue du rayonnement acoustique, à un piston circulaire. Remarquons que les valeurs de R_r et de M_a fournies par (26) et (28) doivent être multipliées par deux, étant donné que le rayonnement acoustique est émis par chacune des faces du diaphragme.

Comme la fréquence f_p est voisine de f_2, il est peu indiqué d'appliquer la formule (24) lorsque $f > f_2$.

Aussi, nous nous limiterons principalement à la région où $f < f_2$ ($kr < 1$). Dans cette région, il faut encore distinguer deux zones : celle pour laquelle $f < f_0$ (f_0 étant la fréquence de résonance) et celle correspondant à $f_0 < f < f_2$.

II.4.2. Vitesse de déplacement du système vibrant sous l'effet d'un courant i d'amplitude constante et de fréquence variable.

Reprenons la relation (11) :

$$V = \frac{F}{R_m + j\omega M_m + \frac{1}{j\omega C_m}} \qquad (11)$$

Comme $F = BlI$, et que I est supposé constant, la variation de la fréquence n'affecte que la valeur du dénominateur du second membre de (11).

Dans la région où $f < f_0$, on peut montrer aisément que c'est le terme $\frac{1}{j\omega C_m}$ qui est prépondérant, de sorte que dans cette zone, $|V|$ est proportionnel à f.

Lorsqu'on passe dans la région s'étendant au-delà de la fréquence de résonance, donc pour $f_0 < f < f_2$, c'est le terme $j\omega M_m$ qui prédomine. Dans cette zone, $|V|$ est donc proportionnel à f^{-1}.

Au voisinage de la fréquence de résonance f_0, c'est le terme R_m qui l'emporte sur les termes réactifs, et pour $f = f_0$, $|V|$ passe par un maximum.

II.4.3. Déplacement du système vibrant (I constant, f variable).

L'amplitude U de ce déplacement étant liée à celle de la vitesse par l'expression :

$$U = \frac{V}{j\omega}$$

il est aisé de voir, d'après les résultats du paragraphe précédent, que, pour $f < f_0$, $|U|$ est sensiblement constant, et que, pour $f_0 < f < f_2$, $|U|$ est proportionnel à f^{-2}. A la fréquence de résonance $|U|$, tout comme $|V|$, atteint un maximum.

II.4.4. Puissance acoustique rayonnée (I constant, f variable).

Cette puissance P_a est donnée par la formule :

$$P_a = R_r |V|^2 \qquad (29)$$

R_r étant la résistance de rayonnement.

Nous avons vu que lorsque le diaphragme du haut-parleur fonctionne en piston rayonnant sur une charge infinie, R_r est proportionnel à f^2 pour $f < f_2$.

D'après les résultats du II.4.1, et la relation (29), on voit que pour $f < f_0$, P_a est proportionnel à f^4, et pour $f_0 < f < f_2$, P_a est sensiblement constant. Ici également, P_a est maximum quand $f = f_0$.

Lorsque le haut-parleur rayonne librement (dipôle), on peut montrer que R_r est proportionnel à f^4. Dans ces conditions, pour $f < f_0$, P_a est proportionnel à f^6, et pour $f_0 < f < f_2$, P_a est proportionnel à f^2.

Si le haut-parleur est monté sur un écran de dimensions limitées, l'ensemble se comporte aux fréquences élevées comme dans le cas d'un écran infini. Par contre, aux fréquences basses, on tend vers le cas du radiateur dipôle. La limite entre les

deux régions correspond à une fréquence f_1 pour laquelle la longueur l_1 du trajet de l'onde sonore contournant l'écran est égale à $\frac{\lambda}{2}$. On a :

$$f_1 = \frac{c}{2\,l_1}$$

Un dernier cas est à considérer pour les trois types de montage envisagés : celui où $f > f_2$. On entre ici dans une zone de fonctionnement très difficile à analyser théoriquement du fait qu'on ne peut être aidé, dans cette étude, par l'un ou l'autre des trois cas fondamentaux envisagés en Acoustique (sphère pulsante — piston — sphère oscillante). L'expérience montre que lorsque la fréquence augmente au-delà de f_2, la puissance rayonnée se maintient jusqu'à des fréquences bien supérieures à f_2 (jusqu'à 8 à 10 kHz pour un haut-parleur de 21 cm à cône unique et même jusque dans l'ultra-sonore, par adjonction d'un petit cône auxiliaire, comme dans le cas de l'unité montrée sur les figures 1 et 2).

II. 5. - *Rendement électro-acoustique du haut-parleur*

Nous venons d'examiner l'incidence de la fréquence sur le fonctionnement d'un haut-parleur excité par un courant i d'amplitude constante. En pratique, le haut-parleur est alimenté par un générateur de force électromotrice E_g et de résistance interne R_g.

Le haut-parleur étant un transformateur d'énergie électrique en énergie acoustique, il est intéressant de déterminer le rendement d'un tel transformateur.

Recherchons d'abord la relation entre V et E_g.

Si l'on tient compte de la résistance R_g, on a, en vertu de (20) :

$$E_g = (R_g + Z_e)\,I + Bl\,V \qquad (30)$$

Nous supposerons que dans Z_e (impédance électrique de la bobine mobile), ωL_e est faible devant R_e du moins aux fréquences basses. Aux fréquences élevées l'effet d'un capuchon de cuivre (dispositif visible sur la figure 1 et qui sera étudié dans la seconde partie) contribue néanmoins à limiter l'accroissement de ωL_e.

On peut donc écrire

$$E_g = (R_g + R_e)\,I + Bl\,V \qquad (31)$$

En éliminant V et F entre (1), (18) et (31), on trouve :

$$E_g = \left(R_g + R_e + \frac{B^2l^2}{Z_m}\right) I \qquad (32)$$

d'où, en vertu de (1) et de (18) :

$$V = \frac{Bl\,I}{Z_m} = \frac{1}{Z_m + \dfrac{B^2l^2}{R_g + R_e}} \cdot \frac{Bl}{R_g + R_e}\,E_g \qquad (33)$$

On voit ainsi apparaître un nouveau terme que nous désignerons par R_a :

$$R_a = \frac{B^2l^2}{R_g + R_e} \qquad (34)$$

C'est la *résistance d'amortissement*. (Cet amortissement est analogue à celui qui agit sur le cadre d'un galvanomètre lorsqu'on le ferme par un circuit extérieur).

La relation (33) peut donc s'écrire :

$$V = \frac{1}{Z_m + R_a}\,F_o \qquad (35)$$

avec

$$F_o = \frac{Bl}{R_g + R_e}\,E_g = \frac{R_a}{Bl}\,E_g \qquad (36)$$

Ces deux dernières relations conduisent à l'analogie électrique représentée à la figure 5.

F_o et R_a jouent respectivement le rôle de « force électromotrice » et de « résistance interne » d'un générateur de « tension » qui fait circuler le « courant » V dans la charge Z_m.

La *puissance mécanique maximum utilisable* $P_{m,max}$ que peut fournir le générateur (F_o , R_a) est donnée par :

$$P_{m,max} = \frac{|F_o|^2}{4\,R_a} \qquad (37)$$

tandis que la *puissance électrique maximum utilisable* $P_{e,max}$ que peut fournir le générateur (E_g , R_g) vaut :

$$P_{e,max} = \frac{|E_g|^2}{4\,R_g} \qquad (38)$$

Appelons *rendement utilisable* $\eta_{em,u}$ *de la conversion électro-mécanique*, le rapport (*) :

$$\eta_{em,\,u} = \frac{P_{m,max}}{P_{e,max}} \qquad (39)$$

Compte tenu de (34), (36), (37) et (38), on a :

$$\eta_{em,\,u} = \frac{R_g}{R_g + R_e} \qquad (40)$$

(*) La définition des divers rendements envisagés ici diffère légèrement de celle adoptée en Mécanique.

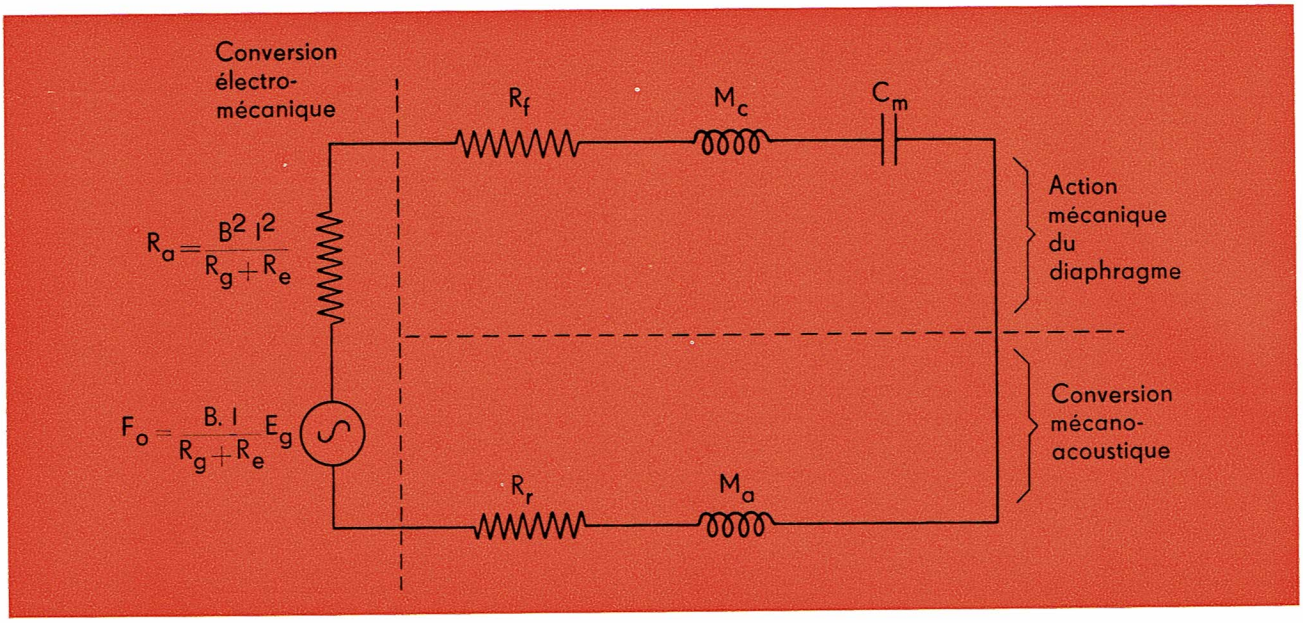


Fig. 5

Circuit électrique analogique d'un haut-parleur alimenté par un générateur de tension (E_g , R_g).

Pour $R_g = R_e$, $\eta_{em,u} = 0{,}5$, et lorsque $\frac{R_e}{R_g}$ tend vers zéro, $\eta_{em,u}$ tend vers l'unité.

Calculons maintenant le rendement de la conversion mécano-acoustique.

En vertu de (29) et de (35), la *puissance acoustique* P_a vaut, en fonction de F_o :

$$P_a = \frac{R_r}{|Z_m + R_a|^2} |F_o|^2 \qquad (41)$$

Appelons *rendement* η_{ma} *de la conversion mécano-acoustique* le rapport (*) :

$$\eta_{ma} = \frac{P_a}{P_{m,max}} \qquad (42)$$

Compte tenu de (37) et de (41), on a :

$$\eta_{ma} = \frac{4 R_a R_r}{|Z_m + R_a|^2} \qquad (43)$$

En remarquant que :

$$Z_m = R_r + R_f + j\left(\omega M_m - \frac{1}{\omega C_m}\right) \qquad (44)$$

on montre aisément que η_{ma} est maximum lorsque :

$$\omega M_m - \frac{1}{\omega C_m} = 0$$

et

$$R_r = R_a + R_f \qquad (45)$$

On a alors

$$\eta_{ma,\,max} = \frac{R_a}{R_a + R_f} \qquad (46)$$

Malheureusement, dans le cas du haut-parleur à rayonnement direct, les conditions (45) sont loin d'être satisfaites : la charge acoustique n'est pas du tout adaptée au générateur (F_o , R_a) et de ce fait, le rendement η_{ma} est très faible (de l'ordre de 0,05).

Définissons maintenant le *rendement* η_{ea} *de la conversion électro-acoustique* comme étant le rapport (*) :

$$\eta_{ea} = \frac{P_a}{P_{e,\,max}} \qquad (47)$$

(*) La définition des divers rendements envisagés ici diffère légèrement de celle adoptée en Mécanique.

En rapprochant cette relation de (39) et (42), on a :

$$\eta_{ea} = \eta_{em,\,u}\ \eta_{ma} \qquad (48)$$

d'où, compte tenu de (40), (43) et (44) :

$$\eta_{ea} = \frac{R_g}{R_g + R_e} \frac{4\,R_a\,R_r}{(R_r + R_f + R_a)^2 + (\omega M_m - \frac{1}{\omega C_m})^2} \qquad (49)$$

Considérons le cas d'un haut-parleur monté sur un écran infini. Lorsque $f_o \ll f \ll f_2$ on peut négliger $R_r + R_f + R_a$ ainsi que $\frac{1}{\omega C_m}$ devant ωM_m.

Comme d'autre part, le diaphragme rayonne par ses deux faces, on a :

$$R_r = 2\,R_r^p \qquad (50)$$

et

$$M_m = M_c + 2\,M_a^p$$

où R_r^p et M_a^p sont donnés respectivement par les relations (26) et (28), à savoir :

$$R_r^p = S\,\frac{\rho}{2c}\,r^2\,\omega^2 = S^2\,\frac{\rho}{2\pi c}\,\omega^2 \qquad (51)$$

$$M_a^p = \frac{8\,\rho}{3}\,r^3$$

r étant le rayon du piston équivalent et S, sa surface.

La relation (49) peut donc s'écrire, compte tenu de (34) :

$$\eta_{ea,\,réf} = \frac{8\,B^2 l^2\,R_g\,\frac{\rho}{2\pi c}}{(R_g + R_e)^2\,(\frac{M_c + 2\,M_a^p}{S})^2} \qquad (52)$$

On voit ainsi que lorsque $f_o \ll f \ll f_2$, le rendement électro-acoustique η_{ea} est indépendant de la fréquence. C'est le *rendement de référence* $\eta_{ea,\,réf}$ (Beranek).

Exemple pratique.

Calculons, à titre d'exemple, le rendement de référence du haut-parleur représenté à la figure 1, monté sur un écran infini et considéré comme rayonnant par ses deux faces.

Les valeurs des différents paramètres sont :

B	=	0,8 Wb/m²
l	=	700 cm
R_e	=	4,5 Ω
R_g	=	7 Ω
r	=	9 cm
M_c	=	7 gr
ρ	=	0,0012 gr/cm³
c	=	34.400 cm/sec

On trouve

$$S = 254\ cm^2$$

$$M_a^p = \frac{8\,\rho}{3}\,r^3 = 2{,}3\ gr$$

Après substitution dans (52), on obtient :

$$\eta_{ea,\,réf} \approx 0{,}04$$

Remarquons que le rendement utilisable $\eta_{em,\,u}$ de la conversion électro-mécanique vaut

$$\eta_{em,\,u} = \frac{7}{7 + 4{,}5} \approx 0{,}6$$

L'examen de la relation (52) nous permet de formuler les conditions suivantes pour " l'optimisation " du rendement de référence :

1° la résistance R_e de la bobine mobile doit être faible,

2° la masse par unité de surface $\frac{M_c + 2M_a^p}{S}$ petite,

3° le produit Bl élevé.

Il est aisé de voir que ces trois conditions sont incompatibles et qu'en pratique, on est obligé de rechercher un compromis.

En effet :

a) pour réduire R_e, il faut augmenter la section du fil de la bobine mobile, ce qui entraîne l'accroissement de la masse unitaire ;

b) si l'on veut diminuer la masse unitaire sans réduire la rigidité de l'ensemble (par un choix approprié de l'épaisseur et du poids spécifique du matériau), on augmente la fréquence de résonance f_o, ce qui risque de compromettre la réponse du haut-parleur dans le registre grave ;

c) en ce qui concerne le produit Bl, comme on ne peut augmenter l sans majorer R_e et la masse unitaire, la seule ressource est d'augmenter B.

On sait que l'on dispose aujourd'hui d'alliages pour aimants permanents qui permettent d'atteindre des inductions élevées avec un poids réduit de matériau magnétique.

Dans cet ordre d'idée, il est à noter que la quantité et la qualité de ce matériau ne constituent pas en elles-mêmes une indication suffisante quant à la valeur du flux d'induction dans l'entrefer, bien que l'on ait pris l'habitude, en pratique, de citer comme référence le poids de l'aimant. Une bonne compréhension des circuits magnétiques est essentielle pour utiliser au maximum un aimant de poids donné.

Remarquons enfin que si le rendement du haut-parleur est la caractéristique la plus importante lorsque les étages de sortie sont à faible puissance (radio-récepteurs portatifs à tubes ou à transistors), c'est la réponse en fréquence qui devient déterminante pour un haut-parleur de qualité équipant un amplificateur de puissance élevée (rendement et bande passante étant deux facteurs antagonistes pour une induction B donnée).

II. 6. - *De l'écran infini à l'enceinte pseudo-infinie*

Nous avons vu en II.4.3 que dans le registre grave, le déplacement U de la bobine mobile était indépendant de la fréquence.

Avec les puissances acoustiques mises en jeu dans ce registre, ce déplacement peut devenir assez grand et l'hypothèse de linéarité cesse d'être valable pour la force élastique de réaction F_e.

Comme nous le verrons dans la seconde partie de cette étude, le manque de linéarité introduit des distorsions harmoniques et d'intermodulation préjudiciables à une bonne restitution du message musical. Il faut donc s'efforcer d'atténuer ce manque de linéarité.

L'un des moyens pour y parvenir consiste à enfermer un certain volume d'air à l'arrière du diaphragme, ce qui introduit une force de réaction élastique supplémentaire F'_e sensiblement proportionnelle au déplacement U (voir plus loin).

Désignons par K' le coefficient de raideur caractérisant le volume d'air enfermé à l'arrière du diaphragme, et par F_{et} la force de réaction élastique totale agissant sur celui-ci. On a :

$$F_{et} = K_t U \qquad (53)$$

avec

$$K_t = K(U) + K' \qquad (54)$$

On voit que la variation de K(U) avec U se trouve « diluée » par la constante K'.

En ce qui concerne les « souplesses »

$$C_m = \frac{1}{K}$$

$$C'_m = \frac{1}{K'}$$

et

$$C_{mt} = \frac{1}{K_t}$$

on a :

$$C_{mt} = \frac{C_m C'_m}{C_m + C'_m} \qquad (55)$$

La nouvelle fréquence de résonance f'_o est donnée par :

$$f'_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{M_m C_{mt}}} \qquad (56)$$

d'où

$$f'_o = f_o \sqrt{\frac{C_m + C'_m}{C'_m}} \qquad (57)$$

Cette relation montre que l'introduction de la force F'_e relève la fréquence de résonance. Il y a donc lieu à nouveau de rechercher un compromis entre la réduction de la distorsion non-linéaire et la détérioration de la courbe de réponse dans le registre grave.

La présence du coffret (revêtu intérieurement d'une couche absorbante) enfermant le volume d'air à l'arrière du diaphragme supprime, tout comme dans le cas d'un écran infini, l'onde acoustique arrière et par conséquent son interaction avec l'onde émise par la face avant du diaphragme. C'est pourquoi, on dit souvent, à tort, qu'un tel coffret réalise les conditions d'une « *charge infinie* ». Nous préférons utiliser le vocable « *charge pseudo-infinie* », car dans le cas considéré, la suppression de l'onde arrière s'accompagne d'une nouvelle force de réaction F'_e, ce qui n'a pas lieu pour un écran infini (un trou dans un mur, donnant sur un local voisin de dimensions importantes).

Nous allons montrer, pour terminer, que le coefficient K' est sensiblement indépendant de l'amplitude du déplacement u de la bobine mobile, pour les valeurs courantes de cette amplitude.

Dans ce but, assimilons la réaction F'_e à celle exercée sur la surface d'un piston se déplaçant dans un cylindre fermé à une de ses extrémités.

Désignons par

r : le rayon du piston,

$S = \pi r^2$: sa surface,

u : son déplacement, la position initiale étant $u = o$,

v : le volume d'air enfermé dans le cylindre ($v = v_o$ pour $u = o$),

p : la pression de l'air enfermé ($p = p_o$ pour $u = o$, p_o étant la pression de l'air ambiant).

On a :

$$F'_e = (p - p_o)\,S = \Delta p\,S \qquad (58)$$

et

$$\Delta u = \frac{v_o - v}{S} = \frac{\Delta v}{S} \qquad (59)$$

d'où

$$K' = \frac{F'_e}{\Delta u} = \frac{\Delta p}{\Delta v}\,S^2 \qquad (60)$$

La transformation étant supposée adiabatique :

$$pv^\gamma = p_o\,v_o^\gamma$$

on peut écrire :

$$(p_o + \Delta p)\,(v_o - \Delta v)^\gamma = p_o v_o^\gamma$$

d'où

$$\frac{\Delta p}{p_o} = \left(1 - \frac{\Delta v}{v_o}\right)^{-\gamma} - 1$$

En admettant que $\left(\frac{\Delta v}{v_o}\right)^3 \ll 1$, on a approximativement :

$$\frac{\Delta p}{p_o} = \gamma\,\frac{\Delta v}{v_o} + \frac{\gamma(\gamma+1)}{2}\left(\frac{\Delta v}{v_o}\right)^2$$

ce qui donne :

$$\frac{\Delta p}{\Delta v} = \gamma\,\frac{p_o}{v_o}\left(1 + \frac{\gamma+1}{2}\,\frac{\Delta v}{v_o}\right) \qquad (61)$$

Après substitution dans (60), on trouve, compte tenu de (59) :

$$K' = \gamma\,\frac{p_o}{v_o}\,S^2\left(1 + \frac{\gamma+1}{2}\,\frac{S\Delta u}{v_o}\right) \qquad (62)$$

Pour avoir une idée de l'importance du second terme de la parenthèse, calculons sa valeur dans le cas suivant :

$$r = 9 \text{ cm}$$
$$\Delta u = 1 \text{ cm}$$
$$v_o = 50 \text{ dm}^3$$
$$\gamma = 1{,}4$$

On trouve

$$\frac{\gamma + 1}{2}\,\frac{S\,\Delta u}{v_o} = 0{,}006$$

On voit ainsi que pour des déplacements de la bobine mobile aussi importants que 1 cm, le second terme de la parenthèse de (62) reste encore négligeable devant l'unité, ce qui prouve la constance de K' en fonction de u.

BIBLIOGRAPHIE

1. F. Bedeau. *Théorie du diffuseur (Haut-parleur sans pavillon)*, Paris, Hermann, 1935, 66 pp.

2. L. Beranek. *Acoustics*, New York, Mc Graw-Hill, 1954, 482 pp.

3. T.S. Korn. *Théorie et pratique de l'électroacoustique*, Bruxelles, Editions Professionnelles, s.d., 204 pp.

4. P. Le Corbeiller. *Electro-Acoustique*, Paris, Chiron, 1934, 90 pp.

5. N.W. Mc Lachlan. *Loudspeakers Theory, performance, testing and design*, Oxford, Clarendon Press, 1934, 399 pp.

6. H.F. Olson. *Acoustical engineering*, New York, Van Nostrand, 1957, 718 pp.

7. M. Rettinger. *Practical Electroacoustics*, New York, Chemical Publishing Co, 1955, 271 pp.

8. Y. Rocard. *Cours d'électroacoustique*, Paris, Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, 1944, 321 pp.

9. J.J. Schurink. *Le haut-parleur électrodynamique à double cône*, in « Revue technique Philips », avril 1955, tome 16, n° 10, pp. 301-310.

10. idem avec G.J. Bleeksma. *A loudspeaker installation for high-fidelity reproduction in the home*, in « I.R.E. transactions on Audio », sept.-oct. 1957, vol. AU 5, n° 5, pp. 127-137.

S/A MANUFACTURE BELGE DE LAMPES ET DE MATERIEL ELECTRONIQUE
80 RUE DES DEUX-GARES BRUXELLES 7 — TELEPHONE : 21.82.00 (20 LIGNES)