

## Cavité acoustique, LASER et... système bouclé

par André DEIBER  
Lycée Fustel de Coulanges - 67000 Strasbourg  
et Olivier KEMPF  
IUFM d'Alsace, Site de Strasbourg  
GRESEP Groupe de Recherche de l'I.U.F.M. d'Alsace  
et de l'Université Louis Pasteur

### RÉSUMÉ

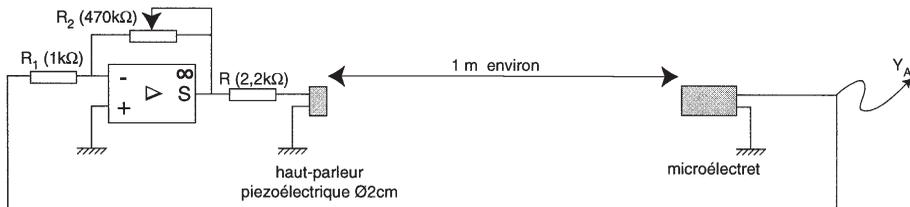
*L'association d'une cavité résonante acoustique et d'un montage à amplificateur opérationnel permet d'introduire par analogie expérimentale les éléments fondamentaux du fonctionnement d'une source optique LASER. Il s'agit de déclencher l'effet Larsen dans la cavité puis d'étudier les caractères spécifiques apportés par cette dernière, en développant un parallélisme entre les domaines acoustiques et optiques.*

### 1. L'EFFET LARSEN À L'AIR LIBRE

Cet effet, qui se traduit souvent par un sifflement gênant lors des essais de sonorisation, nous permet de présenter une structure de système bouclé, de dégager une condition d'accrochage pour la mise en auto-oscillation (effet Larsen proprement dit) et d'entrevoir la nécessité d'un milieu amplificateur dans les LASER.

#### 1.1. Mise en évidence expérimentale

Le montage s'articule autour d'un amplificateur opérationnel monté soit en amplificateur non inverseur soit en amplificateur inverseur (voir figure 1).



**Figure 1** : Expérience 1 : effet Larsen à l'air libre.

En plaçant le microphone à une distance  $d$  du haut-parleur (on a pris  $d = 1$  m), on constate que pour un gain  $G$  de l'amplificateur  $\left( G = \left| -\frac{R_2}{R_1} \right| \right)$  tel que  $G \geq G_{\min}$  ( $G_{\min} \approx 250$ ), le système se met à auto-osciller en émettant un son de fréquence assez aiguë (environ 3500 Hz) dont on peut limiter l'intensité sonore en augmentant  $R$ .

Quantitativement, on peut expliquer ce phénomène en comparant le coefficient d'atténuation  $\beta$  du signal entre le haut-parleur et le micro, en valeurs efficaces,  $\beta = \frac{u_{\text{micro}}}{u_{\text{HP}}}$  (environ  $5.10^{-3}$ ) et le gain  $G$  (250) du montage électronique amplificateur. Le coefficient d'atténuation  $\beta$  peut être aisément mesuré à l'aide de l'oscilloscope.

On constate expérimentalement que le montage se met à osciller si l'amplificateur compense au moins cette atténuation. La condition d'auto-oscillation s'écrit donc  $\beta G \geq 1$  et  $G_{\min} = \frac{1}{\beta(d)}$ . Notons que  $\beta(d)$  est une fonction décroissante en  $1/d$ .

### Remarques

- En acoustique la grandeur «amplitude» est accessible à la mesure, mais pas en optique, où on mesure l'intensité comme dans une expérience de photométrie où on montre sa décroissance en  $1/d^2$ .
- Pour une distance  $d$  fixée, si  $G \approx G_{\min}$ , la tension disponible aux bornes du micro est quasi sinusoïdale. Mais, de même que pour l'oscillateur à résistance négative, lorsque  $G$  dépasse nettement  $G_{\min}$ , on observe une très forte distorsion.
- la condition  $G \geq G_{\min}$  est nécessaire mais elle ne donne aucune indication sur la fréquence de l'onde sonore émise par le dispositif.

#### 1.2. Présentation en termes de système bouclé

En présence d'une source sonore (autre que le haut-parleur), la tension aux bornes du micro vaut  $u_{\text{micro}1}$ . Notons  $u_{\text{micro}2}$  la tension liée à l'onde sonore venant uniquement du haut-parleur. En présence des deux sources, les deux ondes sonores se superposent, et l'on a  $u_{\text{micro}} = u_{\text{micro}1} + u_{\text{micro}2}$  en valeurs instantanées.

On peut écrire les relations suivantes :  $G u_{\text{micro}} = u_{\text{HP}}$  avec  $G > 0$  pour un montage amplificateur non inverseur et  $G < 0$  pour un montage amplificateur inverseur dans l'hypothèse de non saturation de l'amplificateur opérationnel en courant ou en tension.

Du fait de la propagation de l'onde sonore du haut-parleur vers le microphone,  $u_{\text{micro}2}$  et  $u_{\text{HP}}$  sont a priori déphasées. On peut donc établir la relation qui existe entre la tension  $u_{\text{HP}}$  et la tension  $u_{\text{micro}1}$  responsable de la mise en auto-oscillation.

On adoptera la notation complexe qui ne fait que traduire l'existence de ce déphasage.

On a :

$$\underline{u}_{\text{micro}2} = \underline{\beta} \underline{u}_{\text{HP}} \quad \text{avec } \underline{\beta} = \left| \underline{\beta} \right| = \frac{1}{G_{\text{min}}}$$

ou :

$$\underline{u}_{\text{micro}2} = G \underline{\beta} \underline{u}_{\text{micro}}$$

soit :

$$\underline{u}_{\text{micro}1} = (1 - G \underline{\beta}) \underline{u}_{\text{micro}}$$

compte tenu de :

$$\underline{u}_{\text{HP}} = G \underline{u}_{\text{micro}}$$

on obtient :

$$\underline{u}_{\text{HP}} = \frac{G}{1 - \underline{\beta}G} \underline{u}_{\text{micro}1} \quad (\text{relation 1})$$

On représente ceci sous la forme symbolique (voir figure 2).

Une partie du signal de sortie est réinjectée à l'entrée ; dans le cas étudié la rétroaction est acoustique.

Les relations précédentes ne sont valables que pour un fonctionnement linéaire de l'amplificateur opérationnel.  $\left| \underline{\beta} \right|$  est en particulier une fonction de  $d$  ; par ailleurs, la phase de  $\underline{\beta}$  varie rapidement avec  $d$ . En augmentant  $G$  à  $d$  fixé, on va dépasser la valeur critique  $G_{\text{min}} = \frac{1}{\underline{\beta}}$ . Dans ce cas le montage devient instable et les oscillations démarrent à partir du bruit ambiant capté par le microphone. L'amplitude limite est fixée par les phénomènes non linéaires liés à la saturation de l'amplificateur opérationnel.

Notons que l'on retrouve la condition d'oscillation en remarquant dans la relation (1) que  $u_{\text{HP}}$  peut être non nul, même en l'absence de source extérieure  $u_{\text{micro}1} \cong 0$  à condition que  $\underline{\beta}G = 1$ .

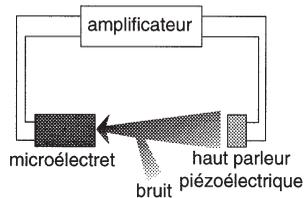


Figure 2

Dans la chaîne directe, le montage amplificateur inverseur impose que les deux tensions  $u_{\text{micro}}$  et  $u_{\text{HP}}$  soient en opposition de phase. Il ne peut y avoir auto-oscillation que s'il en est de même de la chaîne retour. En conséquence, le signal sonore au niveau du micro doit être en opposition de phase avec le signal du haut-parleur ; on a donc  $d = \left(p + \frac{1}{2}\right)\lambda$ ,  $p \in \mathbb{N}$  ou encore  $d = \left(p + \frac{1}{2}\right)\frac{c}{f}$ . Les fréquences d'auto-oscillations possibles valent  $f_p = \frac{c}{d\left(p + \frac{1}{2}\right)}$ . On explique ainsi qu'en augmentant  $d$ , on abaisse la fréquence du son pour un gain fixé et suffisant pour maintenir l'oscillation.

**1.3. L'amplificateur électronique a-t-il un équivalent optique dans une source LASER ? [1 à 4]**

Le sigle LASER suggère déjà l'existence d'une telle analogie (Light Amplification by...). En optique physique le terme amplification signifie que le passage d'un photon à travers un milieu entraîne l'apparition de photons supplémentaires dans le même état.

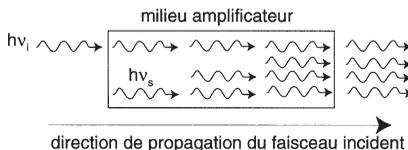


Figure 3

Cette «multiplication des photons» est possible par émission stimulée (...by Stimulated Emission of Radiation) à partir d'un niveau excité.

Dans les conditions standards, à l'équilibre thermique, le processus de désexcitation par émission stimulée est négligeable devant l'émission spontanée.

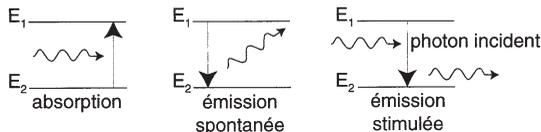


Figure 4

L'émission spontanée se caractérise entre autres par un rayonnement isotrope, qui ne peut

contribuer à l'amplification du faisceau incident. En moyenne vectorielle sur un grand nombre de photons, la quantité de mouvement d'un photon émis est nulle dans le cas de l'émission spontanée. Mais dans le cas de l'émission stimulée, elle est toujours égale à celle d'un photon du faisceau incident qui provoque l'émission.

Afin de rendre le processus d'émission stimulé plus fréquent que le processus inverse (celui d'absorption), il faut créer une inversion de population des niveaux énergétiques par pompage. On peuple ainsi des niveaux énergétiques à l'état excité.

Ceci n'est possible que pour un système «actif» comportant au moins trois niveaux énergétiques dont deux niveaux excités de durées de vie très différentes (notées  $\tau$  et  $\tau'$  avec  $\tau' \ll \tau$ ).

Le processus de pompage consiste en l'enrichissement du niveau intermédiaire en atomes excités qui vont émettre un photon essentiellement par émission stimulée. Cet enrichissement est provoqué par excitation optique, électrique ou chimique...

Le processus de pompage est donc déclenché par la source d'énergie de l'oscillateur optique, l'équivalent des alimentations de l'amplificateur opérationnel.

Divers procédés existent, citons sans être exhaustif :

- Dans les premiers LASER obtenus dans le rubis ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  ; avec des traces  $\text{Cr}^{3+}$ ), des sources thermiques (flash ou lampe à arc à haute pression) permettent de pomper la moitié au moins des ions  $\text{Cr}^{3+}$  à un niveau énergétique supérieur. On conçoit aisément que le rendement énergétique fut déplorable, du fait de la faible concentration en ion  $\text{Cr}^{3+}$ .
- Le pompage optique découvert par A. Kastler.
- Pour les LASER à semi-conducteur, le dispositif de pompage est réalisé à l'aide d'une jonction électrique de type n-p. La source d'énergie est donc électrique, il y a conversion d'énergie électrique en énergie lumineuse.
- Pour le LASER He/Ne, une décharge électrique dans un mélange gazeux 85 % d'Hélium et 15 % de Néon, excite les atomes d'Hélium par collision électron/atome d'hélium. Lors des collisions He-Ne, cette énergie est transférée aux atomes de Néon, ce qui provoque l'inversion de population pour le Néon. On utilise souvent la transition  $3s \rightarrow 2p$  dans le rouge à  $\lambda = 0,628 \mu\text{m}$ .

L'amplitude de l'onde lumineuse directement reliée au nombre de photons présents dans la cavité est en première approximation limitée par la puissance du processus de pompage.

On aboutit ainsi à l'analogie (voir figure 6).

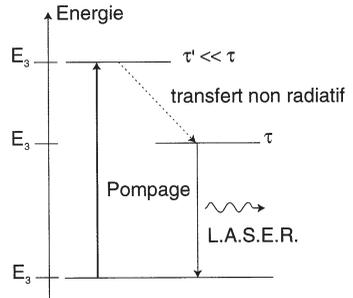


Figure 5

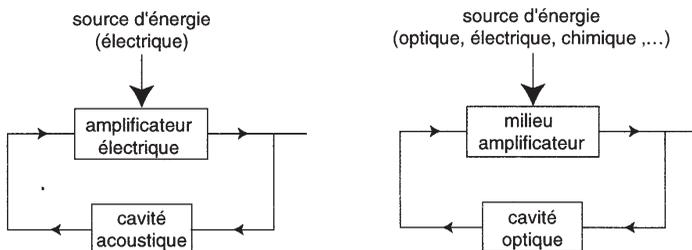


Figure 6

## 2. ASSOCIATION AMPLIFICATEUR ET CAVITÉ ACOUSTIQUE CYLINDRIQUE

La cavité a pour fonction de «ratisser» tout le gain disponible. Pour cela les photons doivent traverser à plusieurs reprises le milieu amplificateur. De la sorte, une inversion de population plus modérée permet de maintenir le LASER en auto-oscillation. Mais cela entraîne une contrainte sur les fréquences possibles.

### 2.1. Étude expérimentale d'un équivalent acoustique

On utilise comme cavité un tuyau de PVC (PolyChlorure de Vinyle) de diamètre  $\varnothing = 60$  mm, de longueur 0,7 m. Ces tubes sont destinés à l'évacuation des eaux usées dans l'industrie du bâtiment. Ils sont munis de deux manchons et de deux disques de PVC.

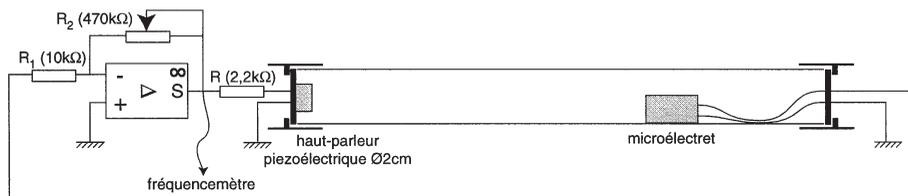


Figure 7 : Expérience 2 : effet Larsen dans la cavité sonore

Alors que  $d$  est sensiblement identique que dans l'expérience 1 si l'on augmente le gain à partir de la valeur minimale par action sur  $R_2$ , on constate que les auto-oscillations sont obtenues pour une valeur de  $G_{\min}$  (environ 20) très inférieure au cas précédent. La présence de la cavité se traduit donc, par une augmentation de  $\beta = \frac{u_{\text{micro}}}{u_{\text{HP}}}$ . Quelle que soit la position du micro, on observe toujours l'effet Larsen si l'amplification est suffisante. En déplaçant le micro à l'intérieur du tube (il suffit pour

cela de tirer sur les fils de liaison), on n'obtient que certaines fréquences d'émission que l'on peut comparer avec succès aux fréquences de résonance de la cavité (cf. § 3.1.). De plus, ces fréquences dépendent de la longueur du tube (il suffit de déplacer un manchon pour s'en convaincre). Le tube ne se contente donc pas de guider ou de canaliser l'onde sonore du haut-parleur vers le micro comme le montre l'expérience suivante.

## 2.2. L'importance des réflexions

Après avoir choisi  $G$  légèrement au dessus du  $G_{\min}$ , on enlève un des bouchons. L'émission sonore s'arrête.

On peut donc affirmer que les réflexions successives amplifient fortement l'onde sonore dans la cavité du moins pour certaines fréquences  $f_n$ . De plus, avec ce montage, on peut changer aisément la nature d'une des parois réfléchissantes sonores (carton, métal, verre...) et montrer qualitativement que si le coefficient de réflexion  $r$  diminue, il faut augmenter  $G_{\min}$  pour compenser.

**Remarque** : si le gain de départ est trop élevé, il est possible que l'on obtienne une émission sonore, ...même sans bouchon. Il s'agit d'une réflexion sur l'extrémité libre du tube que l'on peut fortement atténuer en plaçant une éponge mouillée à la place du bouchon.

On peut estimer de manière quantitative l'influence du coefficient de réflexion en amplitude  $r$  en étudiant l'onde résultante obtenue par superposition des ondes après réflexions multiples.

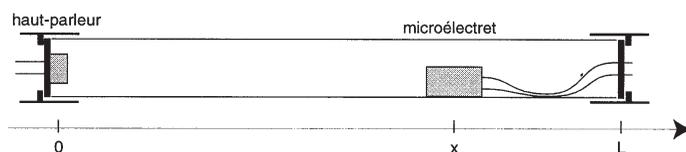


Figure 8

On note  $k$  la norme du vecteur d'onde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  et  $p_0$  l'amplitude de surpression de l'onde plane émise par le haut-parleur.

En négligeant l'absorption sur le trajet entre les deux faces extrêmes et en notant l'absence de déphasage pour l'onde de surpression lors de la réflexion, on peut dresser l'inventaire des ondes qui vont interférer.

Nombre de réflexions	Distance parcourue	Surpression $p'_0 = p - p_0$
0	x	$p'_0 \cos(\omega t - kx)$
1	$2L - x$	$r p'_0 \cos\left(\omega\left(t - \frac{2L - 2x}{c}\right) - kx\right) = r p'_0 \cos(\omega t - 2kL + kx)$
2	$2L + x$	$r^2 p'_0 \cos(\omega t - 2kL - kx)$
3	$4L - x$	$r^3 p'_0 \cos(\omega t - 4kL + kx)$
...	...	...
2m	$2mL + x$	$r^{2m} p'_0 \cos(\omega t - 2mkL - kx)$
2m + 1	$2(m + 1)L - x$	$r^{2m+1} p'_0 \cos(\omega t - 2(m + 1)kL + kx)$

Tableau 1

L'élongation de la résultante de la pression en M vaut en notation complexe :

$$\underline{p} = p'_0 e^{j\omega t} \left[ \sum_{m=0}^{\infty} r^{2m} e^{j(-2mkL - kx)} + \sum_{m=0}^{\infty} r^{2m+1} e^{j(-(2m+2)kL + kx)} + \right]$$

$$\underline{p} = p'_0 e^{j\omega t} \left[ e^{-jkx} \sum_{m=0}^{\infty} (r^2 e^{-2jkL})^m + r e^{j(kx - 2kL)} \sum_{m=0}^{\infty} (r^2 e^{-2jkL})^m \right]$$

$$\underline{p} = p'_0 e^{j\omega t} \left[ \frac{e^{-jkt} + r e^{jk(x - 2L)}}{1 - r^2 e^{-2jkL}} \right]$$

L'amplitude de l'onde sonore dans le cadre de ce modèle dépend de x (la position du micro), L (la longueur du tube), r (le coefficient de réflexion en amplitude) suivant la relation :

$$|\underline{p}(x, L, r)| = p'_0 \left[ \frac{1 + r^2 + 2r \cos(2k(L - x))}{1 + r^4 - 2r \cos(2kL)} \right]^{1/2}$$

On peut réécrire cette relation en introduisant le coefficient de réflexion en énergie  $R = r^2$  et  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

$$|p(x,L,r)| = p'_0 \left[ \frac{(1 + \sqrt{R})^2 \left\{ 1 - \frac{4\sqrt{R}}{(1 + \sqrt{R})^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} (L - x) \right) \right\}}{(1 - R)^2 \left\{ 1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} L \right) \right\}} \right]^{1/2}$$

d'où :

$$|p(x,L,r)| = \frac{p'_0}{(1 - \sqrt{R})} \left[ \frac{1 - \frac{4\sqrt{R}}{(1 + \sqrt{R})^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} (L - x) \right)}{1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \left( \frac{2\pi}{\lambda} L \right)} \right]^{1/2} \quad (\text{relation 2})$$

Cette fonction dépend de  $\omega$  via la relation  $kc = \omega$ . On constate que l'amplitude de l'onde sonore dépend de la position du micro à  $\lambda$  fixé. Les points d'amplitude maximale par rapport à  $x$  (à  $\lambda$  fixé) sont des ventres. Les points d'amplitude minimale sont des nœuds.

Les conditions aux limites sur les faces terminales imposent un ventre de pression pour  $x = 0$  et  $x = L$ , d'où  $\cos(2kL) = 1$  et  $L = n \frac{\lambda}{2}$  avec  $n \in \mathbb{N}$ . Cette condition de résonance sera retrouvée expérimentalement au paragraphe 3.1. L'amplitude d'un

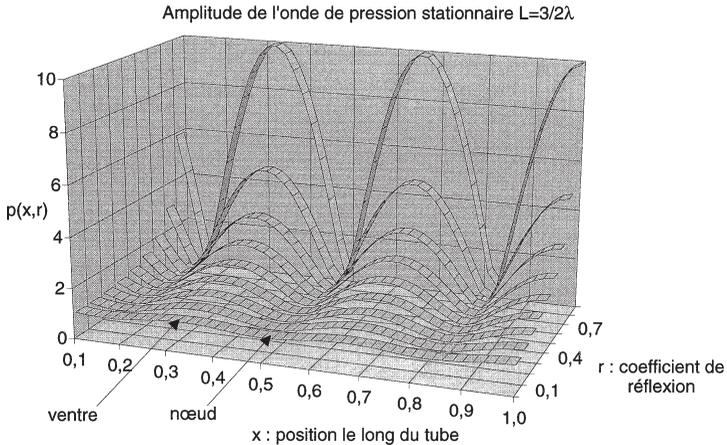


Figure 9

ventre de pression vaut donc  $p'_0 \left( \frac{1}{1-r} \right)$  et celle d'un nœud de pression est égale à  $p'_0 \left( \frac{1}{1+r} \right)$ .

Le graphe de la figure 9 représente l'amplitude de l'onde stationnaire en fonction de la position pour diverses valeurs de  $r$ , dans le cas  $L = 3 \frac{\lambda}{2L}$  soit  $f = 3 \frac{c}{2L}$ .

Ce modèle très simplifié montre néanmoins que l'on peut obtenir des densités volumiques d'énergies élevées si  $r$  est voisin de 1, et que cette densité n'est pas uniforme dans la cavité. Il montre aussi que  $\beta$  peut varier fortement avec  $x$ ,  $L$  et  $R$ , en module comme en argument.

### 2.3. Analogie avec la cavité acoustique d'un LASER

Pour un LASER à gaz, divers types de cavité sont possibles. Mais il y a toujours deux miroirs (plans ou sphériques) pour obliger les photons à traverser plusieurs fois le milieu amplificateur. Un des miroirs est très réfléchissant l'autre ne l'est que partiellement car on extrait de l'énergie lumineuse de la cavité par le faisceau LASER. Les rayons lumineux s'écartent peu de l'axe optique ; en conséquence les parois latérales de la cavité optique n'ont pas la même importance que celles de la cavité acoustique.

Dans un LASER à semi-conducteur, le rôle de miroir partiellement réfléchissant est tenu par les deux plans de clivage du réseau cristallin. Le rendement énergétique de ces lasers étant satisfaisant, on peut se contenter d'un coefficient de réflexion faible. Les faces clivées ne portent en général pas de revêtement réflecteur, car l'indice de réfraction élevé permet d'obtenir pour un dioptre cristal/air un coefficient de réflexion de 30-35 % en énergie, par application de la relation de Fresnel en incidence normale

$$R = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad [5].$$

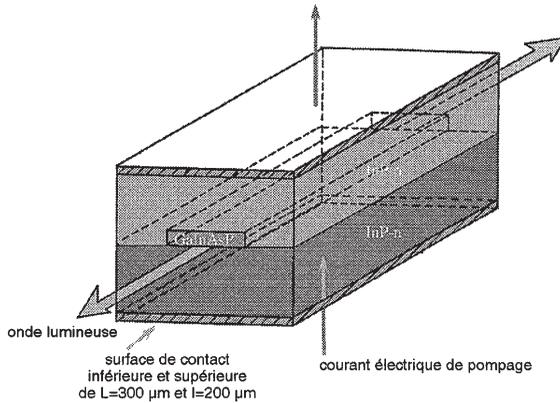


Figure 10

**Remarque :** les faces avant et arrière sont les faces clivées.

Mais cette analogie ne doit pas faire oublier que le rapport  $\frac{2L}{\lambda} = n$  (d'après les conditions  $\cos(2kL) = 1$ ) est très grand pour les lasers et beaucoup plus faible dans notre expérience d'acoustique.

### 3. QUELLES SONT LES FRÉQUENCES POSSIBLES DANS LA CAVITÉ ?

Un circuit RLC série faiblement amorti présente un pic aigu de résonance d'intensité pour la pulsation propre de l'oscillateur. De même la cavité acoustique excitée par le son émis par le haut-parleur présente une succession de pics très aigus de résonance pour les fréquences correspondant aux modes propres de la cavité [6].

#### 3.1. Recherche des fréquences de résonance

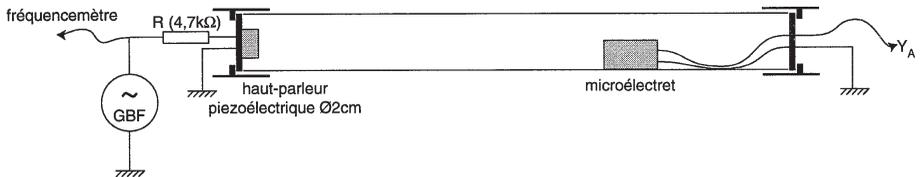


Figure 11 : Expérience 3 : résonance de la cavité acoustique.

On augmente la fréquence très lentement en recherchant les résonances à l'oscillographe dans le domaine 1 kHz-4 kHz. Il est inutile de descendre en-dessous de 1 kHz car les haut-parleurs piézo-électriques répondent peu en basse fréquence.

Pour un tuyau de longueur totale  $L = 0,7$  m, on observe une résonance tous les 250 Hz environ. A la résonance, l'onde sonore dans le tuyau est dans un de ses états stationnaires. Si le microphone se trouve au voisinage d'un ventre de pression pour ce mode, la résonance sera particulièrement aiguë. Par contre si le microphone se trouve près d'un nœud, le pic de résonance de ce mode peut être délicat à observer.

De plus les bandes passantes étant étroites (moins de 10 Hz), il faut faire une recherche soignée des résonances, mais le résultat est spectaculaire.

On construit le tableau 2 donnant les fréquences en fonction du numéro  $m$  d'apparition du pic en augmentant  $f$  à partir de 1000 Hz.

$n^{\circ}m$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$f_m$	1035	1262	1520	1740	1987	2226	2468	2692	2956	3205	3426	3674	3839

Tableau 2

On trace la courbe expérimentale  $f_m$  en fonction de  $m$  ( $m$  entier : numéro d'apparition du pic).

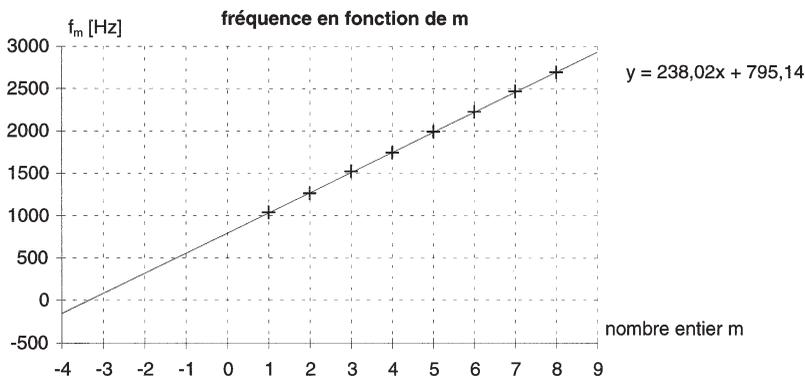


Figure 12

On peut modéliser  $f_m$  par  $f_m = (m + m_0) f_0$ . Le résultat optimal correspond à  $m_0$  non entier ( $m_0 = 3,34$  en réalisant une régression linéaire sur Microsoft Excel). Ceci résulte de la position du haut-parleur en contact avec une paroi terminale : cette paroi

ne peut donc pas être un ventre de pression. On retrouve un problème analogue dans l'expérience de la corde de Melde. Pour des raisons de simplicité pédagogique on cherchera à modéliser  $f_m = (m + m_0) f_0$  avec  $m$  et  $m_0$  entiers. Par ailleurs, la pente de la courbe expérimentale est homogène à une fréquence : sa valeur expérimentale est de  $245 \pm 2$  Hz (valeur obtenue en forçant  $m_0$  entier en utilisant le logiciel Regressi). Or les seules grandeurs physiques disponibles sont la longueur du tube (éventuellement son rayon) et la célérité du son dans l'air. Une fréquence caractéristique de la cavité doit donc s'exprimer en fonction du rapport  $\frac{c}{L}$ , comme le suggère une analyse dimensionnelle. Une application numérique montre que la pente vaut  $\frac{c}{2L}$  d'où  $f_m = (m + m_0) \frac{c}{2L}$  et  $L = (m + m_0) \frac{\lambda}{2}$  (nous retrouvons le résultat du paragraphe 2.2).

Pour essayer de dégager l'origine physique de cette relation, on peut représenter le rapport  $\frac{\text{durée d'un aller-retour}}{\text{période du signal d'excitation}}$  en fonction de  $m$ . On a  $\frac{\Delta t}{T} = h(m)$ .

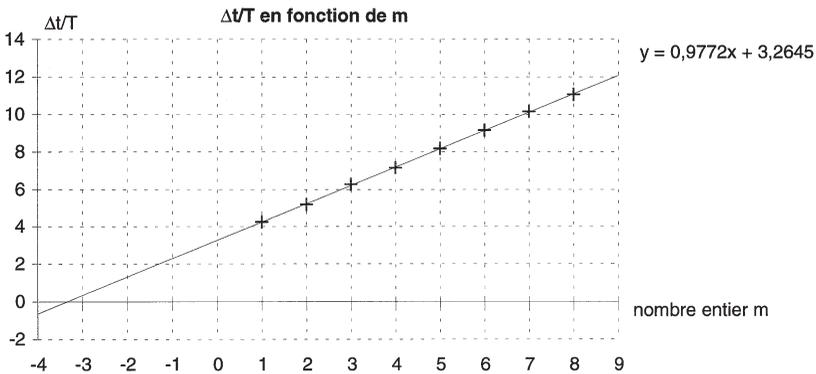


Figure 13

Il en résulte que  $\Delta t = (m + m_0) T$ . On en tire la condition simple de résonance : on observe une résonance lorsqu'après un aller-retour l'onde est en phase avec l'onde incidente.

Il faut souligner que les amplitudes à la résonance sont très différentes suivant la fréquence et la position du micro.

Mais les fréquences  $f_n$  obtenues expérimentalement sont quasi indépendantes de la position du micro. Ceci est une conséquence directe de la valeur relativement élevée du coefficient de réflexion.

### 3.2. Il faut limiter le domaine de fréquences étudié

D'après ce qui précède,  $\frac{c}{2L}$  est une fréquence caractéristique de la cavité : aucune onde stationnaire de fréquence inférieure à  $\frac{c}{2L}$  ne peut apparaître. De même  $\frac{c}{2D} = 2800 \text{ Hz}$  où  $D$  est le diamètre du tuyau est une limite au-dessus de laquelle des phénomènes nouveaux doivent apparaître.

En effet, nous avons admis que la pression était uniforme dans une section droite du tube donc  $p$  est de la forme :  $p = p(x,t)$ . Mais lorsque la fréquence atteint une valeur de l'ordre de  $\frac{c}{2D}$ , des modes plus complexes peuvent apparaître. La valeur précise de ce seuil de complication fait intervenir les fonctions de Bessel et est légèrement supérieure à  $\frac{c}{2D}$ .

Dans les LASER, l'onde lumineuse reste confinée au voisinage de l'axe de révolution du dispositif. Seules les ondes lumineuses de vecteur d'onde  $k$  peu incliné sur l'axe sont restées dans le résonateur par réflexions successives. On peut donc considérer la cavité optique comme ouverte sur les côtés : la condition de résonance ne fait intervenir que la longueur du tube  $L$ .

Ce modèle acoustique ne met pas en évidence la directivité du faisceau. La réponse d'un micro placé à l'extérieur n'est pas plus importante dans l'axe du tube. De toutes façons, les longueurs d'onde acoustique utilisées sont de l'ordre de grandeur des dimensions longitudinales de la cavité ( $n$  faible) au contraire d'un LASER ( $y$  compris ceux miniatures à semi-conducteur).

### 3.3. Fréquences possibles et observables

Le nombre infini de degrés de liberté de la cavité est limité par la courbe de réponse en fréquence de l'ensemble haut-parleur - micro. Lorsque le microélectret est à l'extérieur, les pics de résonance acoustique s'inscrivent dans cette courbe, qui module l'amplitude

des pics. De même, le profil d'une raie d'émission spontanée constitue l'enveloppe des raies beaucoup plus fines obtenues par la source LASER [1].

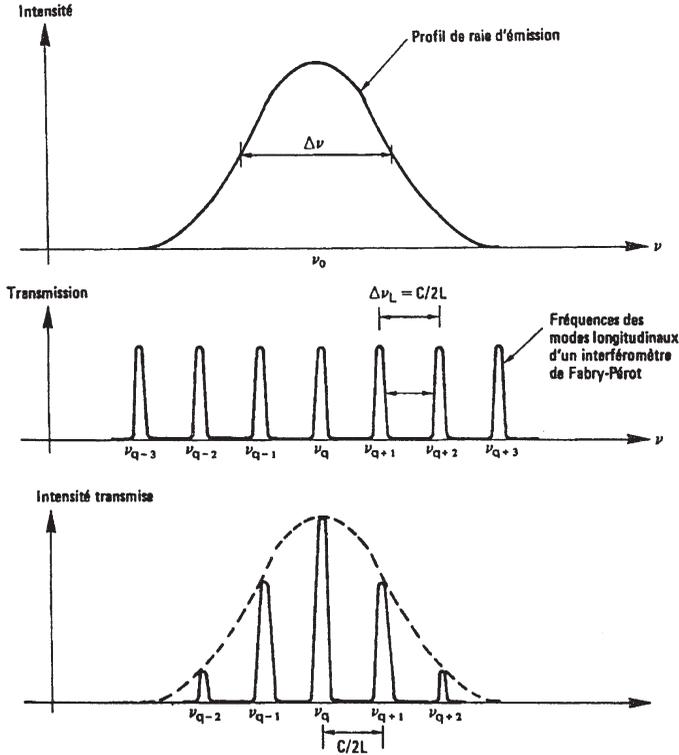


Figure 14

Dire que le LASER est une source monochromatique est donc abusif en règle générale. Dans la plupart des LASER plusieurs radiations quasi monochromatiques de fréquences voisines coexistent dans le faisceau. Inversement dans les LASER à verrouillage de modes, on a intérêt à avoir le maximum de modes présents dans la cavité afin d'obtenir des impulsions lumineuses ultrabrèves, de l'ordre de quelques femtosecondes ( $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ s}$ ) [7,8].

Dans la cavité acoustique étudiée, les pics de fréquence inférieure à 1 kHz ne sont pas observés car ils sont en dehors de la bande passante du haut-parleur piézo-électrique.

#### 4. PERTES DANS LA CAVITÉ

De même qu'en électrocinétique, les pertes énergétiques déterminent la largeur de fréquence des pics de résonance de la cavité.

##### 4.1. Visualisation expérimentale

Le montage de la figure 15 permet de visualiser l'excitation et la désexcitation de la cavité.

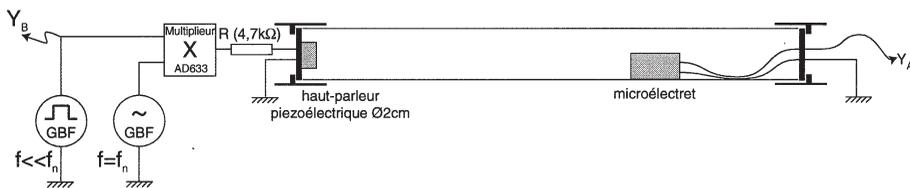


Figure 15 : Expérience 4 : excitation et désexcitation de la cavité.

**Remarque :** Pour l'un des GBF il s'agit d'une tension créneau 0-10 V de fréquence très faible qui dépend du temps de relaxation de la cavité (dans notre cas de l'ordre de quelques hertz).

Il est impératif que la valeur basse de la tension créneau soit nulle.

Les courbes montrent les régimes transitoires lors de l'établissement du régime permanent puis lors de la désexcitation. On peut noter que des courbes équivalentes peuvent être obtenues classiquement en électronique pour un circuit RLC série.

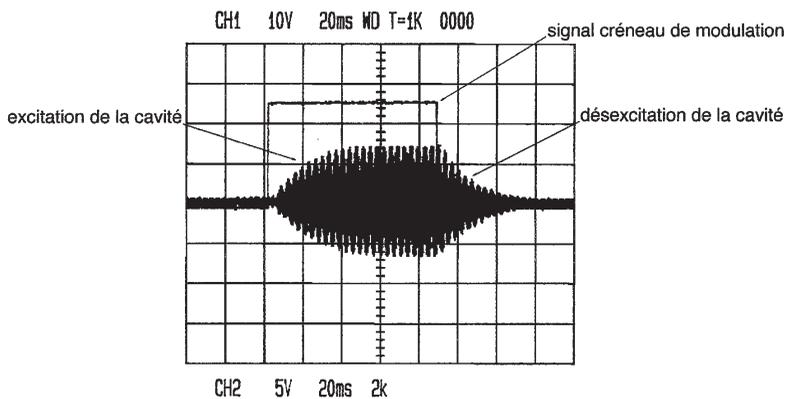


Figure 16

Pour cette expérience, il faut se placer au voisinage d'une des fréquences de résonance pour exciter un des modes de la cavité.

#### 4.2. Exploitation

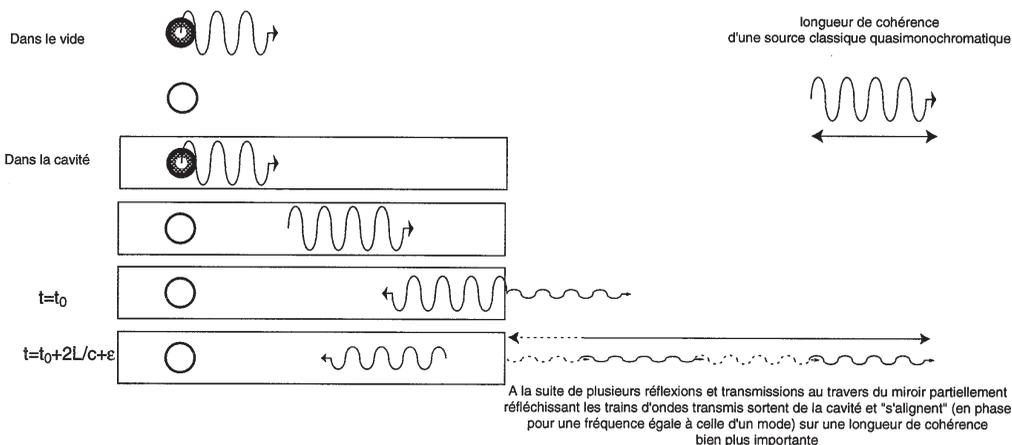
Durant la phase de croissance de l'amplitude des oscillations, un transfert d'énergie important s'opère du générateur de fonctions vers la cavité *via* le haut-parleur. En régime permanent, ce dernier doit compenser l'énergie perdue au niveau des parois : la puissance requise est beaucoup plus faible que lors de l'excitation. La cavité peut donc être caractérisée par un temps de stockage  $\tau_s$ .

Lors de la coupure de l'alimentation du haut-parleur piézo-électrique, la cavité se désexcite comme un oscillateur faiblement amorti avec un temps de relaxation équivalent au temps de stockage. Ce temps de relaxation dans le cas acoustique varie avec l'indice du mode. On peut envisager deux explications possibles d'un point de vue physique :

- L'amortissement peut s'expliquer par la viscosité de l'air qui introduit un coefficient d'amortissement en  $\frac{\eta\omega^2}{2\rho_0c^3}$ , soit une fonction quadratique de la pulsation donc de l'indice du mode. Mais une estimation montre que ce temps de relaxation est un peu trop long.
- les échanges thermiques paroi-fluide peuvent aussi être responsable de l'amortissement de l'onde sonore. Ces derniers augmentent sensiblement avec la vitesse du fluide au voisinage de la paroi. On pressent donc qu'ils vont augmenter avec l'indice du mode.

En l'absence de cavité, les temps de montée et de descente sont beaucoup plus courts que dans le cas étudié. Cela signifie que le haut-parleur piézo-électrique se désexcite plus rapidement que l'onde sonore ne s'amortit.

En optique le temps de vie des niveaux des atomes est très inférieur au temps de désexcitation de la cavité optique, ceci entraîne une augmentation de la longueur du train d'onde émis par l'association atome-cavité et améliore de manière très sensible la cohérence de cette source lumineuse.



**Figure 17** : Hypothèse : la durée d'émission atomique est inférieure à la durée d'un aller-retour dans la cavité.

Pour le faisceau LASER, les pertes sont multiples : faisceau de sortie, diffraction, absorption au niveau des miroirs, diffusion par le milieu amplificateur...

#### 4.3. Estimation du coefficient de réflexion à partir du temps de désexcitation de la cavité

En acoustique, les pertes s'opèrent surtout au niveau des parois (tube y compris). Une des causes d'absorption sonore est liée à un gradient de température au niveau de la paroi. Le gaz alternativement comprimé et détendu présente une légère différence de température avec le solide, d'où échange thermique.

Dans ce contexte, nous noterons  $r$  le facteur d'amortissement en amplitude pour une traversée de durée  $\Delta t = \frac{L}{c}$  et une réflexion. Une onde stationnaire peut être considérée comme la superposition de deux ondes progressives se propageant dans des directions opposées. Pour cette onde, l'amplitude de l'onde de pression vaut  $r^m p_0$  après  $m$  traversées de la cavité de durée totale  $t_m = m\Delta t = m \frac{L}{c}$  : ce qui peut se réécrire  $p\left(m \frac{L}{c}\right) = p(t_m) = r^m p_0$  soit compte tenu de la courbe désexcitation

$p(t_m) = p_0 \exp\left[-\frac{t_m}{\tau}\right]$ , soit en identifiant  $\tau = -\frac{L}{c} \frac{1}{\ln(r)}$ . La courbe de désexcitation montre que  $\tau$  est de l'ordre de 20 ms pour  $\Delta t = 2$  ms. On a donc  $r = \exp\left[\frac{-\Delta t}{\tau}\right]$  d'où  $r = 0,9$ .

#### 4.4. Facteur de réflexion et largeur de mode

La mesure de la bande passante permet de déterminer  $r$  d'une autre manière.

Au voisinage d'une fréquence  $f_n$ , la réponse du micro présente un pic aigu caractérisé par une largeur  $\Delta v$  à  $-3$  dB. En notant dans la relation 2 (cf. § 2.2) que  $\sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)$  peut s'écrire  $\sin^2\left(\pi \frac{(f - f_n)}{f_0}\right)$  où  $f_0 = \frac{c}{2\lambda}$ .

L'amplitude  $p(f)$  vaut :

$$p(f) = \frac{P_{\max}}{\sqrt{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2\left(\pi \left(\frac{f - f_n}{f_0}\right)\right)}}$$

soit :

$$p(f) = \frac{P_{\max}}{\sqrt{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \pi^2 \left(\pi \left(\frac{f - f_n}{f_0}\right)\right)^2}}$$

au premier ordre en :  $\frac{f - f_n}{f_0}$

En posant :

$$\Delta f = \frac{f_0 (1-R)}{\pi \sqrt{R}}$$

on obtient :

$$p(f) = P_{\max} \sqrt{\frac{1}{1 + 4 \left(\frac{f - f_n}{\Delta f}\right)^2}}$$

On reconnaît sous la racine une Lorentzienne. La largeur à  $-3$  dB de  $p(f)$  vaut  $\Delta f = \frac{f_0 (1-R)}{\pi \sqrt{R}}$ ,  $f_0$  étant la distance entre deux pics de résonance.

Ce résultat est identique à la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne qui est caractéristique de la cavité LASER en optique.

Dans le cas de la cavité acoustique, on trouve  $\Delta f \approx 18$  Hz (en moyenne), on en déduit le coefficient de réflexion en énergie  $R \approx 0,8$ . Ce qui confirme la valeur précédente du coefficient de réflexion en amplitude ; car  $r^2 = R$ .

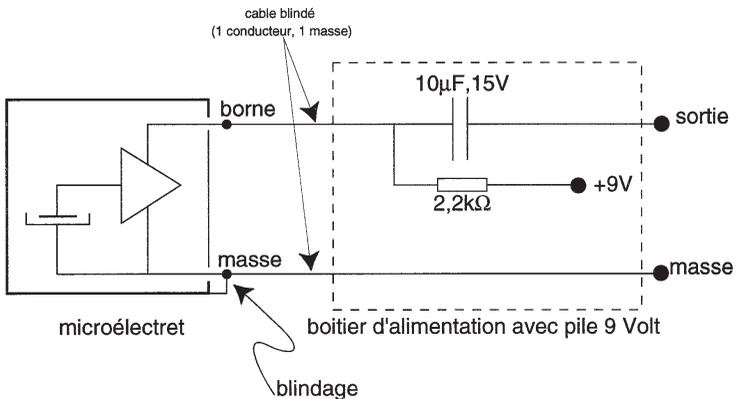
## BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. MAILLET : «*Le laser : principes et techniques d'application*» (Paris, ed. Technique et Documentation - Lavoisier, 1990).
- [2] R. FARCY : «*Physique du laser : problèmes corrigés et rappels de cours*». D. Université, Ed. (Paris, ed. Bordas, 1989).
- [3] Istvan BERKES : «*La Physique du quotidien*» (Paris, ed. Vuibert, 1989).
- [4] M. FRANÇON : «*L'optique moderne et ses développements depuis l'apparition du laser*». H. CNRS, Ed., Liaison Scientifique (Paris, ed. Hachette, 1986).
- [5] Actes : «*De l'optique à l'optoélectronique : les nouveaux jeux de l'électron et du photon*», Les Entretiens de la Villette (1994).
- [6] Jearl WALKER : «*Expériences d'amateur : "Pourquoi chantons-nous aussi bien sous la douche"*», Pour la Science **57** (1982).
- [7] «*Voyage au cœur de la lumière*», Science et Vie (hors-série) **186** (1994).
- [8] Paul DAVIES : «*La nouvelle physique*» (Sciences Flammarion, Cambridge, 1994).

## *Annexe*

### *Montage d'un microélectret*

Ce type de microphone est sensible à la pression et se présente sous forme d'une capsule de 1 cm de diamètre dotée de trois connexions. Il faut l'alimenter en tension continue de valeur inférieure à 12 Volt ; une pile de 9 Volt fera bien l'affaire.



**Figure 17**

On peut associer la capsule électret à une prise DIN dont on ne conserve que l'embout en matière plastique. On réalise ainsi à peu de frais un microphone sensible et de très petite taille.