SOMMAIRE

I. L'émission stimulée *3*

1. Niveaux d'énergie d'un atome **3**

2. Population d'un système gazeux en équilibre thermique **3**

3. Absorption et émission spontanées **4**

a) Absorption 4
b) Emission spontanée 4
c) Conclusion 5

4. L'émission induite **5**

II. Emission induite Propriétés *6*

1. Mécanisme d'émission **6**

2. Propriété des photons induits **7**

III. Principe du LASER *7*

1. Principe général **7**

2. La cavité optique **9**

3. Etude d'une cavité résonante **11**

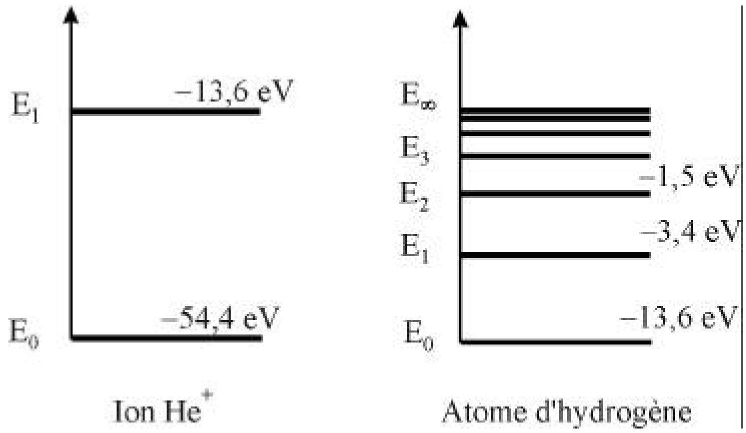
4. Etude expérimentale d'un LASER acoustique **13**

I. L'émission stimulée

1. *Niveaux d'énergie d'un atome*

On montre, en mécanique quantique, qu'un atome ne peut se trouver que dans certains états énergétiques appelés niveaux permis d'énergie. Ces niveaux d'énergie se distribuent de façon discrètes entre un état d'énergie minimale appelé état fondamental et l'état ionisé qui correspond à la perte d'un (ou plusieurs) électrons de l'atome. On trace habituellement un diagramme énergétique sur lequel on représente par des traits horizontaux les niveaux énergétiques permis de l'atome.

Exemple :



Seul l'état fondamental est stable, les autres états sont, soit instables, soit métastables. Il existe plusieurs mécanismes qui permettent à l'atome de passer d'un état à l'autre. Pour passer d'un état d'énergie E_0 à un état d'énergie E_1 avec $E_0 < E_1$ l'atome doit absorber une quantité d'énergie (sous forme radiative, cinétique...) $\Delta E = E_1 - E_0$. Pour passer d'un état E_1 à un état E_0 avec $E_0 < E_1$ l'atome doit perdre cette même quantité d'énergie, le plus souvent sous forme radiative par l'intermédiaire de l'émission d'un photon ou encore par l'intermédiaire d'un choc avec un autre atome (choc de deuxième espèce).

2. *Population énergétique d'un système gazeux en équilibre thermique*

La loi de distribution de Maxwell-Boltzmann permet de connaître le nombre d'atomes (ou de molécules) d'un système gazeux en équilibre thermique qui se trouve dans un état énergétique E_1 :

$$n_1 = K \exp\left(-\frac{E_1}{k\,T}\right)$$

où k est la constante de Boltzmann, K une constante qui se détermine grâce au nombre d'atomes présents dans le système est T est la température absolue en kelvin. La proportion d'atomes qui se trouvent dans l'état excités E_1 par rapport à ceux qui se trouvent dans l'état fondamental E_0 se déduit :

$$\frac{n_1}{n_0}=\frac{\exp\left(-\frac{E_1}{kT}\right)}{\exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)}=\exp-\frac{(E_1-E_0)}{kT}$$

<u>Ordre de grandeur :</u>

Supposons que $\Delta E = 2\text{ eV}$, cette énergie est celle d'un photon de longueur d'onde de 620 nm (de couleur rouge-orangée). A $T = 3000\text{ K}$ (correspondant à la température du filament d'une ampoule à incandescence) la proportion d'atomes dans le premier état excité est de :

$$e^{-7,73}=0,00044$$

On peut déjà dire qu'à température ambiante une infime proportion d'atomes se trouvent dans un état excité tel que $\Delta E = 2\text{ eV}$. Le niveau E_0 d'un tel système est largement plus peuplé que le niveau E_1.

<u>*3. Absorption et émission spontanées*</u>

a) Absorption

Pour passer de l'état énergétique fondamental E_0 à l'état énergétique excité E_1 l'atome peut absorber de l'énergie sous forme radiative, c'est-à-dire absorber un photon d'énergie $\Delta E = E_1 - E_0 = h\nu$.

Considérons un système gazeux soumis à un flux de photons le nombre élémentaire d'atomes dN_1qui sont dans l'état énergétique E_1est proportionnel :

- au nombre d'atomes présent dans le système
- à la densité énergétique du flux lumineux
- au temps d'exposition du système au flux

$$dN_{1\text{abs}}=C\,N_0\,u(\nu)\,dt$$

On peut intégrer cette relation en se rappelant que le nombre total d'atome dans le système est constant et, bien qu'elle ne présente aucune difficulté, l'intégration ne sera pas effectuée puisqu'on ne l'utilisera pas dans la suite de l'exposé.

b) Emission spontanée

Les états d'énergie supérieure au fondamental sont instables et l'atome perd, au bout d'un temps plus ou moins long, *spontanément* l'énergie qu'il a acquis lors de l'absorption du photon. Cette désexcitation radiative s'accompagne de l'émission d'un autre photon de même énergie $h\nu = E_1 - E_0$.

Le nombre élémentaire d'atomes qui émettent *spontanément* un photon d'énergie $h\nu = E_1 - E_0$ est proportionnel :

- au nombre d'atomes dans l'état excité
- au temps d'observation

$$dN_{1\text{em}}=-A\,N_1\,dt$$

c) Conclusion

N atomes ont été placés dans l'enceinte éclairée par le faisceau lumineux (flux de photon) d'énergie $h\nu = \mathrm{E}_1 - \mathrm{E}_0$. A l'équilibre le nombre d'atomes dans l'état excité doit rester constant,

$$dN_{1\text{abs}} = -dN_{1\text{em}}$$

$$C\,N_0\,u(\nu)\,dt = AN_1\,dt$$

soit :

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{C}{A}\,u(\nu)$$

Or la densité d'énergie rayonnée par un corps noir est donnée par la relation :

$$u(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3 n^3}{c^3}\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1}$$

Ce qui conduit à une proportion d'atome dans l'état excité de :

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{C}{A}\,u(\nu) = \frac{C\,K}{A}\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)^{-1}$$

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{A}{C\,K}\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)$$

Or, le système est en équilibre thermique à la température constante *T* la proportion d'atomes excités devrait suivre la distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$\frac{N_1}{N_0} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \text{ ou encore } \frac{N_0}{N_1} = e^{\frac{\Delta E}{kT}} \text{ et non pas } \frac{N_0}{N_1} = \frac{A}{C\,K}\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)$$

On aboutit à une contradiction !

4. L'émission induite

Einstein fait l'hypothèse de l'existence d'une émission supplémentaire qu'il appelle émission induite, différente de l'émission spontanée et dont la probabilité de transition est de la *même forme* que celle de l'absorption :

$$d\,N_{1\text{ind}} = -B\,N_1 u(\nu)\,dt$$

Le bilan conduit à :

$$\underbrace{d\,N_{1\text{abs}}}_{\text{absorption}} = \underbrace{d\,N_{1\text{spont}} + d\,N_{1\text{induit}}}_{\text{émission}}$$

$$C\,N_0\,u(\nu)\,dt = AN_1\,dt + B\,N_1\,u(\nu)\,dt$$

ou encore :

$$\frac{N_0}{N_1} = \frac{A}{C\,u(\nu)} + \frac{B\,u(\nu)}{C\,u(\nu)} = \frac{A}{C\,K}\left(e^{\frac{\Delta \mathrm{E}}{kT}} - 1\right) + \frac{B}{C}$$

Si on pose $A = KC$ et $B = C$ on retrouve bien :

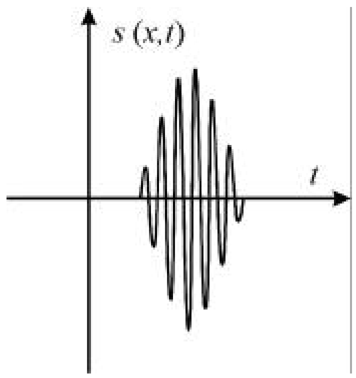
$$\frac{N_0}{N_1} = e^{\frac{\Delta E}{kT}}$$

Conclusion : Il existe un autre processus d'émission dite d'émission induite telle que la probabilité qu'à l'atome de se désexciter est la même que celle correspondant à l'absorption. On remarque déjà que ce processus d'émission est intimement lié au processus d'absorption. Cette désexcitation de l'atome excité est provoquée par un autre photon. A la suite du retour à l'état fondamental de l'atome, il y a émission de deux photons, le photon inducteur et le photon induit (par la désexcitation).

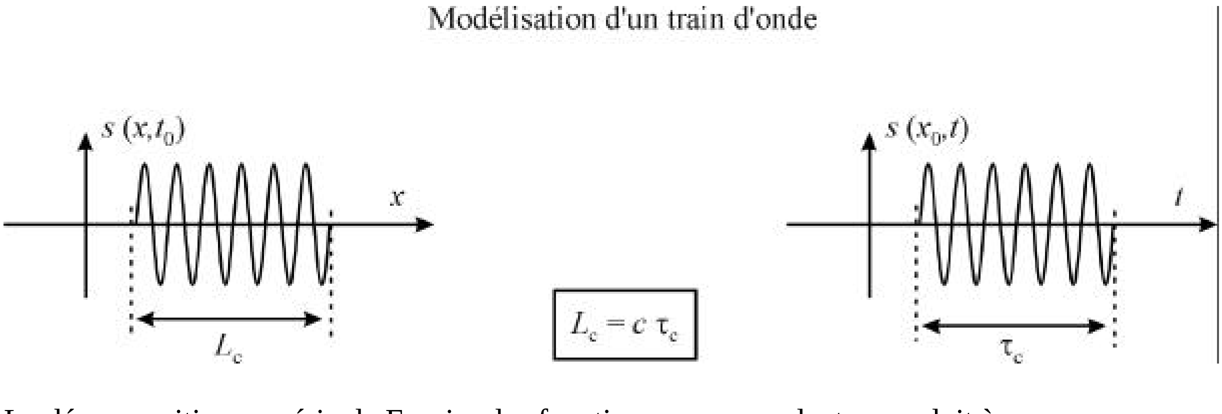
II. Emission induite Propriétés

1. *Mécanisme d'émission*

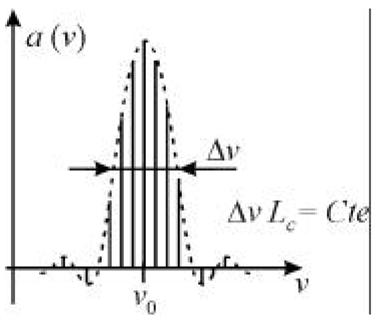
Lors de sa désexcitation, l'atome émet une onde électromagnétique d'énergie $h\nu$ pendant une durée finie. L'atome émet donc ce qu'on appelle un *train d'onde*.



Modélisation d'un train d'onde



La décomposition en série de Fourier des fonctions correspondantes conduit à :



Conséquence : Même si la différence de niveau d'énergie est parfaitement définie, l'onde émise n'est pas et ne peut pas être rigoureusement monochromatique. D'autre part, le produit $\Delta\nu \cdot L_c$ est égal à une constante, plus L_c est grand plus $\Delta\nu$ est faible, c'est à dire que l'onde sera d'autant plus monochromatique que le train d'onde est long.

2. *Propriété des photons induits*

Le photon émis lors d'une désexcitation induite par un autre photon a rigoureusement la même fréquence, la même phase, la même polarisation, la même direction de propagation que le photon inducteur de la désexcitation.

Il est alors impossible de distinguer le photon induit du photon inducteur.

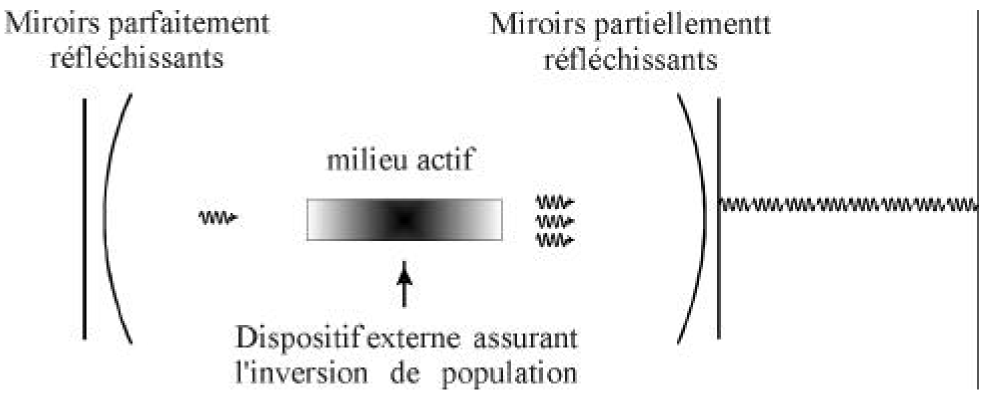
⇒ Remarque : Dans le cas de l'émission spontanée seule la fréquence est conservée.

Si l'on sait entretenir le processus d'émission induite à partir d'un photon inducteur, tous les photons émis présenterons les mêmes caractéristiques, on a ainsi augmenté virtuellement la longueur du train d'onde. Tout se passe comme si un seul train d'onde de grande longueur de cohérence était émis par le dispositif, c'est ce que fait le LASER. L'onde lumineuse issue d'un LASER (light amplification by stimulated emission of radiation) se rapproche alors d'une onde rigoureusement monochromatique.

III. Principe du LASER

1. *Principe général*

Synoptique d'un LASER



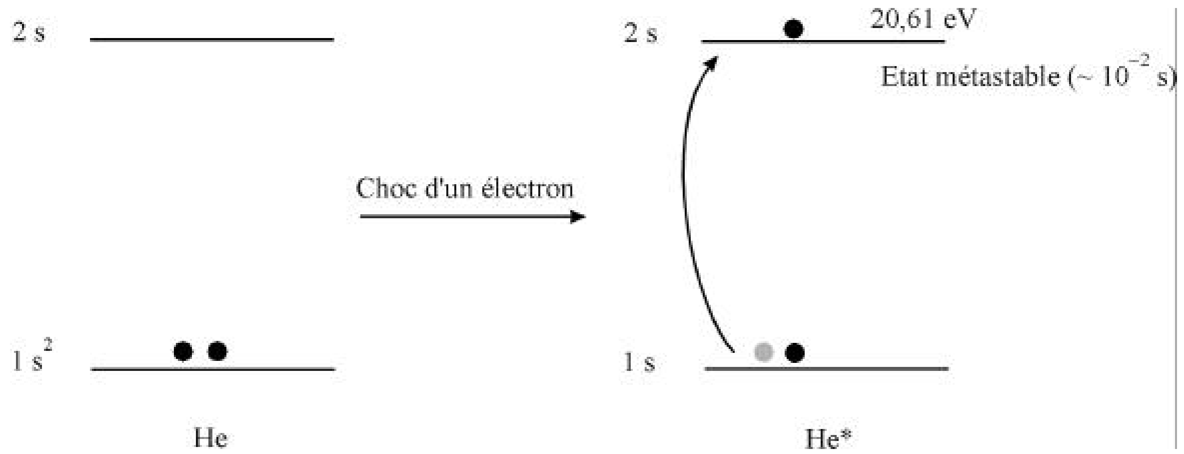
2. *Inversion de population*

Dans les conditions standards, à l'équilibre thermique, très peu d'atomes sont dans un état excités. Il s'agit d'inverser cette situation, une telle opération est souvent appelée « le pompage ». Il existe différents procédés qui permettent de peupler le niveau excité au dépend du fondamental, on présentera uniquement celui correspondant aux LASER He-Ne présents dans les lycées.

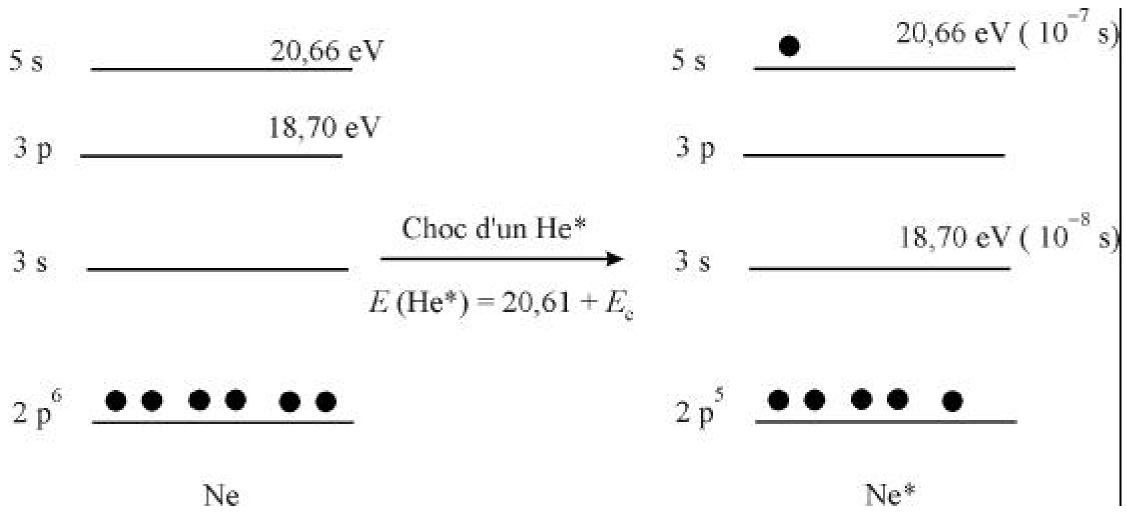
Pompage optique à trois niveaux par excitation électronique

Un mélange d'hélium (85%) et de néon (15%) gazeux sous une pression d'environ 100 Pa est soumis à une différence de potentiel de 3000 V. Sous l'effet de la haute tension certains atomes s'ionisent et les électrons acquièrent de l'énergie cinétique. L'énergie cinétique acquise par certains électrons est telle qu'il est alors possible d'amener, par l'intermédiaire d'un choc, les atomes d'hélium dans l'état excité 2s.

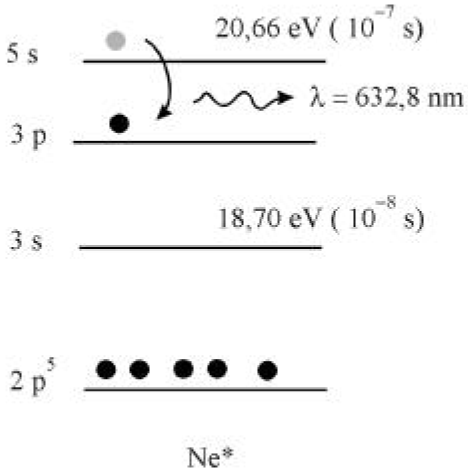
⇒ Remarque : L'excitation par bombardement électronique reste le moyen les plus efficace pour assurer l'inversion de population, cependant afin de stabiliser la décharge électrique on injecte artificiellement des électrons au moyen d'une cathode.

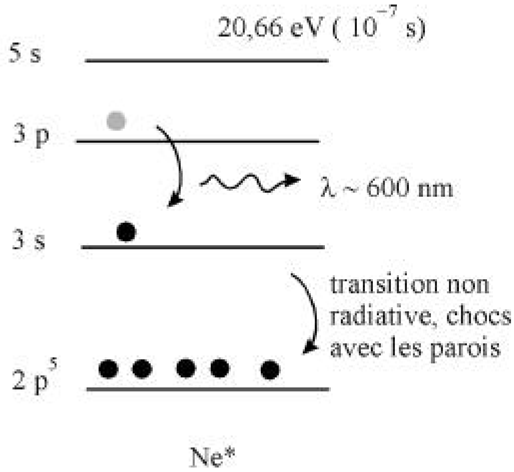


Ces atomes d'hélium excités possèdent eux aussi de l'énergie cinétique et entrent en collision résonante avec certains atomes de néon qui passent de l'état fondamental au niveau 5*s*.



Les transitions des niveaux $5s \rightarrow 3p$ et $3p \rightarrow 3s$ sont permises et radiatives.

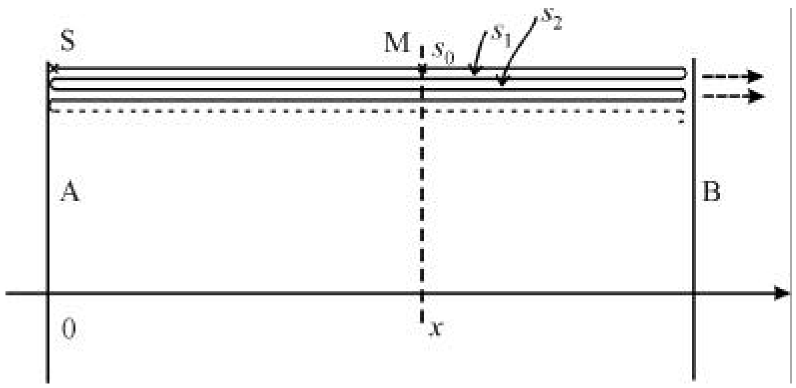




La durée de vie de l'état $3p^1$ est dix fois plus courte que celle de l'état $5s^1$. Lorsque les atomes excités d'hélium heurtent en permanence les atomes de néon, ceux ci sont en moyenne dans l'état Ne* : $\left[\ \right]5s^1$. On a ainsi réalisé une inversion de population.

<u>3.</u> *<u>La cavité optique</u>*

Elle est constituée d'un tube cylindrique refermé par un miroir parfaitement réfléchissant et un par un miroir partiellement réfléchissant. Une source émet en S, à l'intérieur de la cavité, une onde que l'on supposera monochromatique plane. On constate alors que l'éclairement à l'intérieur de la cavité dépend fortement de la fréquence de l'onde qui s'y propage.



L'onde issue de S atteint M en x, est réfléchie en B, repasse en M, est réfléchie en A repasse par M...
L'onde va ainsi atteindre un grand nombre de fois (théoriquement infini) le point M, l'amplitude instantanée de l'onde en M sera due à la contribution de toutes les ondes qui atteignent ce point à cet instant.

$s_{\text{tot}}(\mathrm{M}) = s_0 + s_1 + s_2 + \ldots + s_n$ n étant le nombre de réflexion sur les miroirs.

L'onde incidente qui atteint $\mathrm{M}(x,t)$ pour la première fois s'exprime par :

$$s_0 = a_0 \cos(\omega t - k x) \text{ avec } k = \frac{\omega}{c}.$$

L'onde atteint ensuite la paroi, s'y réfléchie et se propage suivant les $x < 0$, on modélise cette onde par :

$$s_1 = r a_0 \cos(\omega t + k x' + \varphi)$$

- r coefficient de réflexion en amplitude de l'onde.

- $x' = x - L$ distance algébrique entre la source de l'onde réfléchie et le point d'observation.
- φ phase à l'origine de l'onde réfléchie.

Au niveau de la paroi l'onde est à la fois incidente et réfléchie, les phases des « deux » ondes doivent s'identifier :

en $x = L, x' = 0$ et pour tout *t*,

$$\omega t - k L = \omega t + \varphi$$

d'où $\varphi = -k L$, cette phase correspond en fait à la distance parcourue par l'onde incidente pour atteindre B.

finalement,

$$s_1 = r a_0 \cos(\omega t + kx - 2k L) = r a_0 \cos\left(\omega t + \underbrace{k(x-L)}_{\substack{\text{de B à M} \\ \text{dans le sens } <0}} - \underbrace{k L}_{\substack{\text{de A à B} \\ \text{dans le sens } >0}}\right)$$

$\Rightarrow$ <u>Remarque :</u> Ecrire s_1 sous la forme $s_1 = r a_0 \cos(\omega t - k(2L - x))$ revient à dire que tout se passe comme si l'onde continuait à se propager suivant les $x > 0$ et qu'elle ait parcourue une distance $2L - x > 0$, ce qui revient à orienter l'axe des x suivant le trajet suivi par l'onde.

En suivant le même raisonnement on en déduit :

$$s_2 = r^2 a_0 \cos(\omega t - k x - 2k L)$$

La somme de toutes ces amplitudes conduit à la fonction suivante :

$$s(x,t) = \frac{a_0}{1 - |r|} \left[\frac{1 - \dfrac{4|r|}{(1+r)^2} \sin^2(k(L-x))}{1 + \dfrac{4r^2}{\left(1-r^2\right)^2} \sin^2 kL} \right]^{1/2} \cos \omega t$$

$\Rightarrow$ <u>Remarque :</u> Si $r = -1$, (réflexion totale en A et B) $s^2(x,t) \to \infty$, ce résultat est logique puisque l'on accumule de l'énergie dans la cavité sans que celle ci ne puisse jamais s'en échapper.

Les conditions aux limites en $x = 0$ et en $x = L$ imposent $s(x,t) = 0$, d'où :

$$\frac{4|r|}{(1+r)^2} \sin^2(k(L-x)) = 1$$

pour $r \approx -1$, $\quad \sin^2(k(L-x)) \approx 0 \quad$ et $\quad k(L-x) = p\pi$ p entier

en $x = 0 \quad L = p\dfrac{\pi}{k} = p\dfrac{\lambda}{2} \quad$ et en $x = L$ la condition est toujours satisfaite.

Seules des ondes de longueur d'onde correspondant à des multiples entiers de $\dfrac{L}{2}$ peuvent s'établir dans la cavité. Celle ci se comporte donc comme un filtre fréquentiel très sélectif.

Rôle de la cavité optique

Elle a, en fait un double rôle :

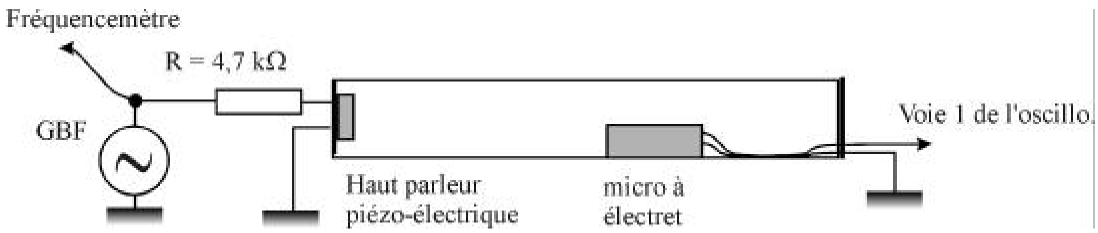
- elle permet aux photons de repasser plusieurs fois au même point et entretient ainsi l'émission stimulée des atomes excités du milieu.
- elle ne tolère l'établissement que de certaines fréquences possibles, elle permet donc de sélectionner une seule transition parmi toutes celles qui sont possibles au sein de l'atome.

4. Etude d'une cavité résonante

(D'après un article, à paraître dans le BUP, de M. A.DEIBER et O.KEMPF, G.R.E.S.E.P.)

L'étude d'une cavité optique est souvent délicate à réaliser (Fabry-Perrot), on étudiera plutôt une cavité acoustique. Celle ci est constituée d'un tube cylindrique en PVC de 6 cm de diamètre et d'environ 70 cm de long. Les ondes qui se propagent à l'intérieur de la cavité sont des ondes acoustiques, elles sont produites par un HP piézo-électrique, que l'on assimilera à des ondes planes. Elles sont détectées par un micro à électret situé à l'autre extrémité du tube.

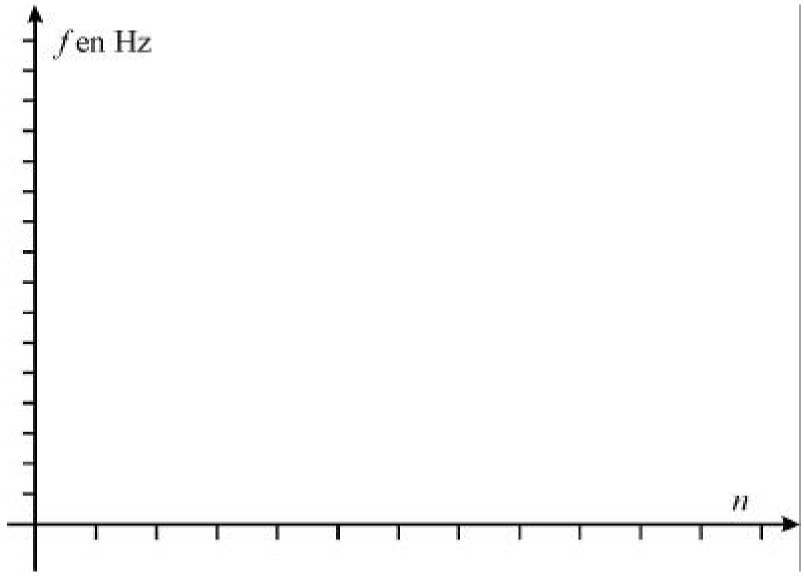
Les propriétés de cette cavité acoustique sont analogues à celle d'une cavité optique d'un LASER. On réalise le montage suivant et on fera varier la fréquence du GBF de 1 kHz à 6 kHz.



On pourra relever l'amplitude et la fréquence des ondes qui s'établissent dans la cavité.

Onde n° n	fréquence Hz	Amplitude mV	Δf Hz
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			
8			
9			

Il est intéressant de construire le graphe représentant la fréquence de l'onde détectée en fonction du numéro arbitraire qui lui est attribué (correspondant à l'ordre d'apparition).



Les points s'alignent sur une droite de pente moyenne Δf, ce qui valide la condition de stationnarité des ondes qui s'établissent dans la cavité.

On vérifie rapidement que $\Delta f = \dfrac{c}{2L}$.

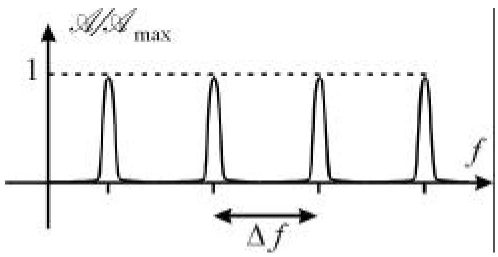
⇒ Remarque : A $T = 293\ \mathrm{K}$, avec $L = 0{,}7\ \mathrm{m}$, $c = 343\ \mathrm{m \cdot s^{-1}}$ on devrait avoir $\Delta f = 245\ \mathrm{Hz}$. On constate que l'on obtient $\langle \Delta f \rangle = 265\ \mathrm{Hz}$ ce qui conduit à un rapport non entier entre $\dfrac{\lambda}{2} = \dfrac{c}{2\langle \Delta f \rangle}$ et L.

$\dfrac{c}{2\langle \Delta f \rangle} = (n + \varepsilon)\, L$, l'application numérique conduit à $\varepsilon = 0{,}07$.

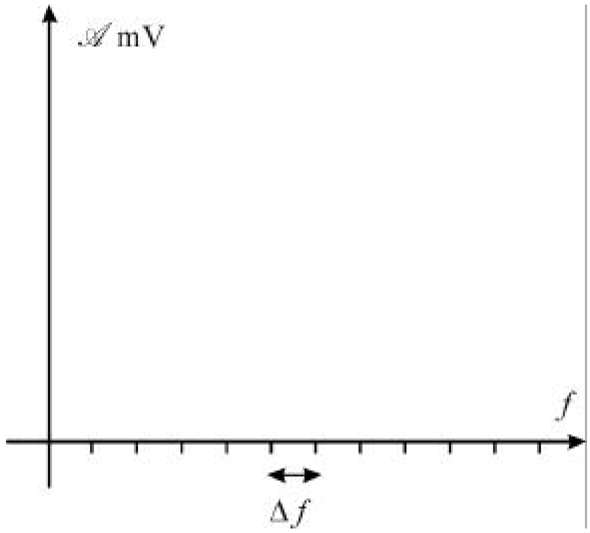
Ceci conduit à penser que le haut parleur ne se comporte ni comme un ventre de vibration ni comme un noeud de vibration. La faible valeur de ε montre d'ailleurs que le comportement du HP est plus proche de celui d'un noeud que d'un ventre.

Amplitude des ondes résonnantes

La théorie développée précédemment conduit à la courbe suivante :



On trace la courbe expérimentale qui traduit l'évolution de l'amplitude relevée en fonction de la fréquence de l'onde stationnaire.

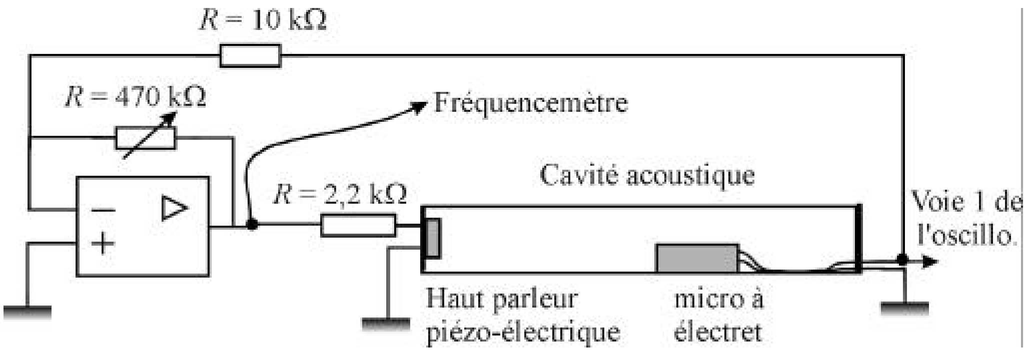


Cette modulation de l’amplitude des pics est essentiellement due aux bandes passantes du HP et du micro. De plus, pour des fréquences supérieures à 3 kHz des phénomènes complexes (liés aux ondes guidées) se superposent au phénomène précédent, d’où l’écart observé.

5. Etude expérimentale d’un LASER acoustique

Il s’agit ici d’associer la cavité sonore et un système amplificateur qui joue le rôle de milieu actif.

L’amplificateur sera obtenu à partir d’un montage à ampli-op inverseur qui relie le HP et le micro.



Réaliser le montage proposé et augmenter lentement la valeur du gain de l’amplificateur jusqu'à ce que vous constatiez que le système oscille ($G \approx 20$). Déplacer le micro à l’intérieur de la cavité (en tirant doucement sur les fils de liaison), relever les fréquences d’oscillation observées et comparez les à celles obtenues dans l’étude de la cavité résonnante seule.

On peut reprendre la même étude en ayant déplacé de quelques centimètres le manchon.

On peut reprendre la même expérience en enlevant le bouchon d’un extrémité. Il faut alors augmenter la valeur du gain de l’ampli pour que les oscillations reprennent. Ceci met en évidence l’importance des réflexions sur les extrémités de la cavité.

Il est possible de reprendre cette expérience à l’air libre et d’obtenir des oscillations à condition d’augmenter fortement le gain de l’amplificateur ($G \approx 250$), c’est alors la distance entre le HP et le micro qui détermine la condition d’oscillation du système.