

2/60
ner

UNIVERSITÉ D'ALGER

ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

ELECTRONIQUE

Département : Télécommunications

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكمنية
—•••—
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

PROJET FINAL

LE LASER

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكمنية
ÉCOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE



Proposé par M^r A. ZARGUERRAS

Étudié et présenté par

A BELHADJ

PROMOTION 1968

UNIVERSITE D'ALGER

Département

Telecommunications

Resu, le 14/6/68
Alger

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

---000000---

DEPARTEMENT DES TELECOMMUNICATIONS

- PROJET FINAL -

- PRINCIPE DU LASER.
- STABILISATION EN FREQUENCE D'UN LASER A GAZ.
- MESURE DE L'ENERGIE ET DE LA PUISSANCE D'UN LASER.

DIRECTEUR DU PROJET/ monsieur A. ZERGUERAS.-

Etude Effectuée par : BEL-HADJ Amar

---00000---

PROJET DE FIN D'ANNÉE

S U J E T: Principe du Laser. Stabilisation en fréquence d'un Laser
à Gaz. Mesure de l'énergie et de la puissance.

PLAN PROPOSE.

- INTRODUCTION.

- C H A P I T R E I

- I- 1 - Connaissance sur la lumière et le rayonnement.
- I- 2 - Cohérence en optique
- I- 3 - Signal cohérent et bruit.
- I- 4 - Recherche d'une Cavité résonnante fonctionnant sur un
mode levé.
- I- 5 - L'interferomètre de Perot et Fabry.
- I- 6 - Émission et absorption du rayonnement par les atomes.
- I- 7 - Interaction entre le rayonnement et les systèmes
atomiques.

- C H A P I T R E II

L'émission stimulée.

L'inversion de population quelques procédés utilisés

C H A P I T R E III

Le laser à Gaz.

- Notions fondamentales sur le phénomène d'absorption et
- Etude de la forme des raies d'émission et d'absorption
dans le cas d'un gaz.
- Condition de seuil et équations d'évolutions.
- Conditions d'oscillation Laser dans les Gaz.
- Le Laser à Gaz H_2 - Ne

- C H A P I T R E IV

-Stabilisation en fréquence du Laser à Gaz.

C H A P I T R E V

- Mesure de l'énergie et de la puissance.

C H A P I T R E VI

- Le Laser solide .
- Technique de l'impulsion géante .

C H A P I T R E VII

Perspectives d'avenir et quelques applications du
Laser.

A M L S P A R E N T S

A V A N T - P R O P O S

Mes remerciements vont à Monsieur A. ZERGUERRAS qui a dirigé mon travail et m'a aidé par ses conseils.

Je tiens à exprimer ma gratitude à tous ceux qui m'ont aidé à la réalisation de cette étude et particulièrement à Messieurs les professeurs qui ont contribué à ma formation.

BEL - HADJ Amor.

Les Masers et les Lasers sont des dispositifs amplificateurs ou auto-oscillateurs qui fonctionnent les uns dans le domaine des ondes radio-électriques, les autres dans le domaine des ondes lumineuses et qui sont basés sur les propriétés quantiques des atomes et des molécules.

Le principe de ces appareils était en germe dans un célèbre mémoire d'Einstein paru en 1917 dans lequel le rôle de l'émission stimulée des radiations par les atomes était mis en évidence. C'est en 1950 que Weber et Townes, aux Etats-Unis, Basov et Prokhorov en Union Soviétique proposèrent indépendamment les uns des autres, d'utiliser l'émission stimulée pour amplifier les hyperfréquences. Il faut remarquer que dans le domaine des longueurs d'ondes des radiations visibles, l'émission stimulée est pour les sources lumineuses usuelles - un phénomène pratiquement négligeable par rapport à l'émission spontanée. Il n'en est pas de même dans le domaine des ondes hertziennes où l'émission d'énergie rayonnante se fait essentiellement par le mécanisme de l'émission stimulée d'Einstein.

C'est en 1954 que Townes eut le mérite d'avoir vu la nécessité de réaliser une inversion de population dans un dispositif quantique pour qu'il puisse fonctionner en auto-oscillateur et de maintenir cette inversion ; la seconde nécessité est de placer le milieu artificiel dans lequel on a réalisé une inversion de population à l'intérieur d'un "résonnateur" ou d'une cavité résonnante qui empêche l'énergie rayonnante de s'évader, et qui l'oblige à s'accumuler sur place.

Le premier auto-oscillateur fut construit par Townes en 1954 et fut baptisé "Maser".

Maser (Molecular Apparatus by Stimulated Emission of Radiation).

Depuis 1954 on a cherché à étendre le principe de l'émission stimulée pour amplifier la lumière et créer des sources optiques.

En 1959, Jovan et Sanders, aux Laboratoires de la Bell Telephone, étudient l'efficacité de l'excitation électronique et des échanges d'excitation pour activer les gaz. Ces recherches et les travaux théoriques qui ont précédé depuis 1954 et qui sont principalement dus à Townes et Schawlow ont permis la construction et la réalisation d'un laser à gaz qui fut à Hélium-néon, en 1960.

Le Laser signifie Light amplification by Stimulated Emission of Radiation (amplification de lumière par émission stimulée).

Remarquons qu'un milieu au sein duquel on réalise une inversion de population est un milieu artificiel et qu'il n'existe pas de milieu de cette nature spontanément sans qu'il y ait intervention de l'extérieur.

Une inversion de population correspond à un état de température absolue négative".

Alors que les milieux naturels sont plus ou moins absorbants pour les ondes électromagnétiques qui les traversent, un milieu artificiel où on a réalisé une inversion de population acquiert des propriétés amplificatrices pour certaines radiations de longueurs d'ondes déterminées, et s'il est enfermé dans un résonnateur de bonne qualité dont les pertes sont inférieures au gain de l'amplification, il fonctionne en auto-oscillateur. On l'appelle Maser s'il s'agit de génération d'ondes radio-électriques et Laser s'il s'agit de génération d'ondes lumineuses.

Les vibrations ainsi engendrées ont des qualités très précieuses qui sont la cohérence spatiale et la cohérence temporelle.

La cohérence temporelle traduit le fait que lorsqu'un faisceau lumineux traverse la matière, l'émission stimulée qu'il provoque possède la même fréquence et la même phase que la radiation qui lui a donné naissance. .../...

La cohérence spatiale traduit le fait que l'onde obtenue par émission stimulée possède la directivité spatiale et l'état de polarisation du rayonnement stimulateur.

Les opticiens qui ne disposaient jusqu'alors que de sources lumineuses incohérentes se sont tournés vers le Laser qui délivre une lumière allant jusqu'à être plus d'un million de fois, plus monochromatique que la source ordinaire la plus monochromatique.

D'autre part, les performances exceptionnelles du Laser dont la température de bruit très basse permettait l'amplification des faibles signaux et la possibilité spectaculaire de pouvoir concentrer le rayonnement lumineux (du fait de sa cohérence) et produire un échauffement local susceptible de fondre une lame de rasoir par exemple - rendait spectaculaire le fonctionnement du laser.

En outre, l'apparition des Lasers étendait le domaine du spectre dans lequel on pouvait chercher des transitions quantiques a suscité l'intérêt des spectroscopistes.

Une autre caractéristique spectaculaire du rayonnement cohérent est que l'énergie lumineuse est confinée dans un étroit cylindre qui ne diffuse que légèrement par diffraction, alors qu'une source ordinaire de lumière disperse son énergie dans un angle solide de 4π : a rendu possible l'expédition de cette énergie lumineuse très loin jusqu'à la lune qui fut "éclairée" en 1963.

---0000000---

I - LA LUMIERE ET LES LOIS FONDAMENTALES DU RAYONNEMENT/

On s'intéresse au rayonnement dans le domaine visible ou presque visible c'est-à-dire dans la gamme 0,3 à 3/4 en longueurs d'ondes et 10¹⁴ à 10¹⁵ en fréquence.

Les termes de base utilisés pour décrire un transport d'énergie sont en optique.

a/ - Le Flux lumineux qui est le flux de rayonnement :

C'est la vitesse avec laquelle l'énergie du rayonnement passe à travers une surface. Le flux de rayonnement est exprimé en unités de puissance, en watt (Joules/sec) ou en (erg par seconde).

b/ - Intensité du flux de rayonnement sur une surface : c'est la densité de flux elle s'exprime en watts/mètre carré en MKS.

c/ - Brillance dans une direction donnée :

C'est le flux du rayonnement dans la direction considérée, par unité d'angle solide et par unité d'aire de la surface rayonnante, projetée sur un plan normal à cette direction.

Soit N cette grandeur.

Soit une surface d'aire A, une direction qui fait l'angle θ avec la normale à la surface, le flux de rayonnement dans un petit cône d'angle solide $d\Omega$ stéradians, autour de la direction considérée est alors :

$$N A \cos \theta d\Omega$$

quand N est indépendant de la direction, on dit que la surface rayonne ou diffuse suivant la Loi de Lambert, dans ce cas le flux total rayonné est

$$\Phi_t = \pi N A$$

On associe à N la densité d'énergie U du rayonnement

Toute grandeur décrivant le rayonnement peut être considérée comme fonction de la fréquence ν ou de longueur d'onde λ

Soit $U_\nu d\nu$ la densité d'énergie entre les fréquences ν et $\nu + d\nu$

Ou bien $U_\lambda d\lambda$ la densité d'énergie entre λ et $\lambda + d\lambda$

quand un rayonnement électromagnétique est en équilibre thermique dans une cavité à la température T, la densité d'énergie suit la Loi de Planck.

$$U_\nu d\nu = \frac{8\pi h \nu^3 d\nu}{c^3 (e^{h\nu/KT} - 1)}$$

Le rayonnement s'échappera d'une telle cavité à la vitesse $W = \frac{Uc}{4}$ par unité d'aire du trou. Ceci est la densité du flux rayonné à la sortie de la cavité on l'appelle le rayonnement du corps noir.

La distribution en fréquence du flux rayonné par la surface d'un solide peut être approximativement décrite par la formule de Planck.

En pratique on préfère la distribution en longueur d'onde.

.../...

En pratique on préfère la distribution en longueur d'onde.

$$W(\lambda, T) = \frac{C_1 \lambda^{-5} d\lambda}{e^{C_2/\lambda T} - 1}$$

Si on exprime W en Watt/cm²

$$\text{On a } C_1 = 2\pi^5 k C^2, \quad C_2 = hc/l_0$$

Selon la loi de Stefan-Boltzman le rayonnement total du corps noir est :

$$W = \int_0^{\infty} W(\lambda, T) \cdot d\lambda = \sigma T^4$$

$$\sigma = 5,679 \cdot 10^{-12} \text{ Watt/cm}^2 (\text{deg})^4$$

Un solide incandescent est une source de rayonnement dont l'énergie n'est pas répartie uniformément en fréquence.

à chaque température, le rayonnement émis sera maximal pour une longueur d'onde déterminée ; cette longueur d'onde est calculable à partir de la Loi de Wien

$$\lambda_M T = 2,898 \cdot 10^7 \text{ ÅK}$$

et le maximum de $W(\lambda, T)$ à T donné est

$$W_M(T) = W(\lambda_M; T) = 1,290 \cdot 10^{-19} T^5 \text{ Watt/cm}^2 \cdot \text{Å}$$

Si on introduit la variable $x = \lambda T$ les fonctions $\frac{W(\lambda, T)}{W_M(T)}$ et $\int_0^{\lambda} \frac{W}{W_M} \cdot d\lambda$ sont fonctions de x seulement

Ces deux fonctions sont tabulées.

Les Sources de Lumière à Vapeur :

Elles émettent des groupes de raies plus ou moins fines et aussi un spectre continu d'une intensité plus faible. Le nombre de raies dépend de la composition du Gaz ; leurs intensités et leur largeur dépend d'un certain nombre de facteurs (pression et température du Gaz, mode d'excitation) à basse Pression les raies sont étroites mais la brillance du gaz est faible. Si la pression augmente, la brillance augmente mais augmente aussi la largeur des raies et peuvent atteindre une certaine d'Å.

et le caractère discret du spectre va disparaître.

Les sources d'une plus grande brillance sont du type haute pression, arcs ou flashes. Pour obtenir le maximum de brillance, les flashes travaillent à très forte puissance pendant de courts intervalles de temps avec un cycle de répétition basse fréquence. Ils sont excités par la décharge de grandes capacités de l'ordre de 100 à 3000 μ F, chargés entre 1000 et 3000 V.

Ces flashes émettent pendant 1 ms s'ils sont au xenon.

La lumière d'une telle source est rayonnée dans toutes les directions. pour produire un faisceau parallèle à partir d'une telle source, il est nécessaire de placer la source au plan focal d'un système optique. Mais comme la source a une dimension finie, le faisceau résultant ne sera pas tout à fait parallèle, il aura une certaine divergence angulaire. pour avoir un faisceau étroit, on utilisera un petit élément de la source.

Cependant, toute l'énergie rayonnée ne sera pas employée car l'ouverture du système optique va diaphraguer le faisceau et éliminer une grande partie du rayonnement, plus le parallélisme demandé est rigoureux, plus petit sera le rapport entre l'énergie du faisceau et celle de la source.

.../...

Remarquons qu'un système de miroir et lentilles permet de diriger le rayonnement d'une source sur un objet, et l'on peut être tenté d'obtenir à l'aide d'un système optique "astucieux", une image plus brillante que la source, seulement on sait que ceci ne peut être idéalisé avec une source rayonnante suivant la Loi de Lambert si les indices de réfraction de l'espace objet et image sont identiques.

Les principales limites des sources de Lumière classiques sont :

- 1 - L'énergie rayonnée par une source de lumière intense est distribuée sur un domaine spectral relativement large. Il n'existe pas de sources monochromatiques puissantes.
- 2 - L'énergie rayonnée est mal dirigée. Pour améliorer sa directivité on sacrifie l'intensité.
- 3 - On ne peut augmenter la brillance d'une source étendue en faisant son image : on verra que ces limitations sont levées dans le cas des sources cohérentes.

\triangle ^é C O H E R E N C E E N \triangle P T I Q U E

--o00oo--

La théorie classique de la lumière décrit les phénomènes optiques en termes d'oscillations électromagnétiques ; un outil fondamental de cette théorie est l'analyse harmonique. La variation du champ électromagnétique en un point est représentée par la superposition d'oscillations harmoniques de la forme.

$$E = E_c \cos(2\pi\nu_i t - \varphi_i)$$

La phase varie de manière linéaire en deux points.

Dans les expériences physiques, il est possible de filtrer un rayonnement de sorte que pour la plupart des applications il se comporte comme un rayonnement monochromatique parfait. Dire qu'un rayonnement est monochromatique dépend essentiellement de son utilisation.

Une onde parfaitement monochromatique a nécessairement une durée finie, une oscillation de la forme.

$E = E_c \cos(2\pi\nu t - \varphi)$ dans l'intervalle $0 < t < T$
 et qui est nulle en dehors de cet intervalle, peut-être représentée par une superposition d'oscillations harmoniques.

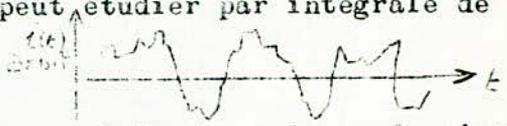
SIGNAL COHERENT ET BRUIT

---0000000---

Si on considère un montage électronique - exemple : oscillateur, - on constate qu'en divers points, l'amplitude et la forme des vibrations est différente, mais la fréquence et surtout la phase sont partout les mêmes. On dit que le montage est cohérent.

Si l'on examine le signal du au bruit qu'on peut étudier par intégrale de Fourier

Il est possible de définir une distribution des phases et des amplitudes en fonction de f - on peut faire cette décomposition en divers points du montage. On s'aperçoit qu'il n'y a aucune relation entre la forme du bruit issu de deux points un peu éloignés. On dira que le bruit est totalement incohérent.



Les fluctuations du courant dues au bruit entraînent une puissance dissipée P dans une résistance R, dans la bande de fréquence Δν autour de ν

$$P = \frac{h \nu \Delta \nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1)$$

1°/ Cu BF $\nu \ll R T / h \Rightarrow P = R T \Delta \nu$

2°/ en HF La formule (1) n'est pas valable on adopte un autre raisonnement qui conduit à

$$P = R \nu \Delta \nu$$

INDÉPENDANTE de la température.

Bruit des cathodes

$$i^2 = 2eI\Delta\nu \quad \left\{ \begin{array}{l} i^2 : \text{carré moyen de la fluctuation du courant} \\ I : \text{courant débité par la cathode} \end{array} \right.$$

La puissance dissipée est de l'ordre $3 \times 10^{-10} \Delta \nu$ bien supérieure à celle du bruit pour palier à ce défaut, il faut supprimer les cathodes en réalisant Les Masers et des Lasers.

Soit un circuit amplificateur soit P_0 le signal à l'entrée et P_b le signal du bruit reçu.

à l'entrée $P = \frac{P_0}{P_b}$
à la sortie on trouvera $\Rightarrow G^2 P_0$
et une puissance $G^2 P_0 + P_i$ où P_i : bruit interne

à la sortie $P' = \frac{G^2 P_0}{G P_b + P_i}$

$$\text{Soit } f = 10 \log \frac{P}{P_i} = 10 \log \left(1 + \frac{P_0}{P_b G^2} \right)$$

f : facteur de bruit

Ampli théorique : c'est un ampli qui a $f = 0$
Ampli réel " " " " $f \neq 0 \quad f \neq 20$

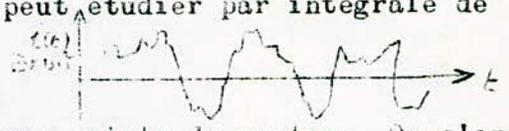
Conclusion : Pour amplifier les faibles signaux, il faut lutter contre les bruits, on verra que les Masers fournissent une solution.

--0000000--

Si on considère un montage électronique - exemple : oscillateur, - on constate qu'en divers points, l'amplitude et la forme des vibrations est différente, mais la fréquence et surtout la phase sont partout les mêmes. On dit que le montage est cohérent.

Si l'on examine le signal du au bruit qu'on peut étudier par intégrale de Fourier

Il est possible de définir une distribution des phases et des amplitudes en fonction de f - on peut faire cette décomposition en divers points du montage. On s'aperçoit qu'il n'y a aucune relation entre la forme du bruit issu de deux points un peu éloignés. On dira que le bruit est totalement incohérent.



Les fluctuations du courant dues au bruit entraînent une puissance dissipée P dans une résistance R , dans la bande de fréquence $\Delta\nu$ autour de ν

$$P = \frac{k \nu \Delta\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1)$$

1°/ Cu BF $\nu \ll kT/h \Rightarrow P = kT\Delta\nu$

2°/ en HF La formule (1) n'est pas valable on adopte un autre raisonnement qui conduit à

$$P = kT\Delta\nu$$

INDÉPENDANTE de la température.

Bruit des cathodes

$$i^2 = 2eI\Delta\nu \quad \left\{ \begin{array}{l} i^2 : \text{carré moyen de la fluctuation du courant} \\ I : \text{courant débité par la cathode} \end{array} \right.$$

La puissance dissipée est de l'ordre $3.6 \times 10^{-19} \Delta\nu$ bien supérieure à celle du bruit pour palier à ce défaut, il faut supprimer les cathodes en réalisant Les Masers et des Lasers.

Soit un circuit amplificateur soit P_0 le signal à l'entrée et P_b le signal du bruit reçu.

à l'entrée $P = \frac{P_0}{P_b}$

à la sortie on trouvera $\Rightarrow G^2 P_0$

et une puissance $G^2 P_0 + P_i$ où P_i : bruit interne

à la sortie $P' = \frac{G^2 P_0}{G P_b + P_i}$

$$\text{Soit } f = 10 \log \frac{P}{P'} = 10 \log \left(1 + \frac{P_i}{P_b G^2} \right)$$

f : facteur de bruit

Ampli théorique : c'est un amplificateur $f = 0$
Ampli réel " " " " $f \neq 0 \quad f \neq 20$

Conclusion : Pour amplifier les faibles signaux, il faut lutter contre les bruits, on verra que les Masers fournissent une solution.

LA COURSE VERS LES HF

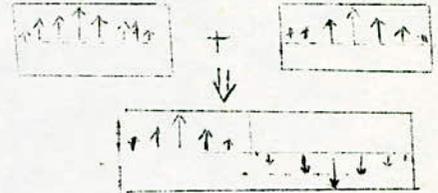
---0000000---

Pour monter à 10^{12} et plus il fallait construire un C.O. dont les dimensions sont faibles devant λ . Or, si $\lambda \approx 1\text{cm}$, cette construction devient impossible.

Il faut adopter un autre type de C.O. on utilise un résonateur métallique dans lequel les champs sont stationnaires.

On aura des cavités de l'ordre de λ

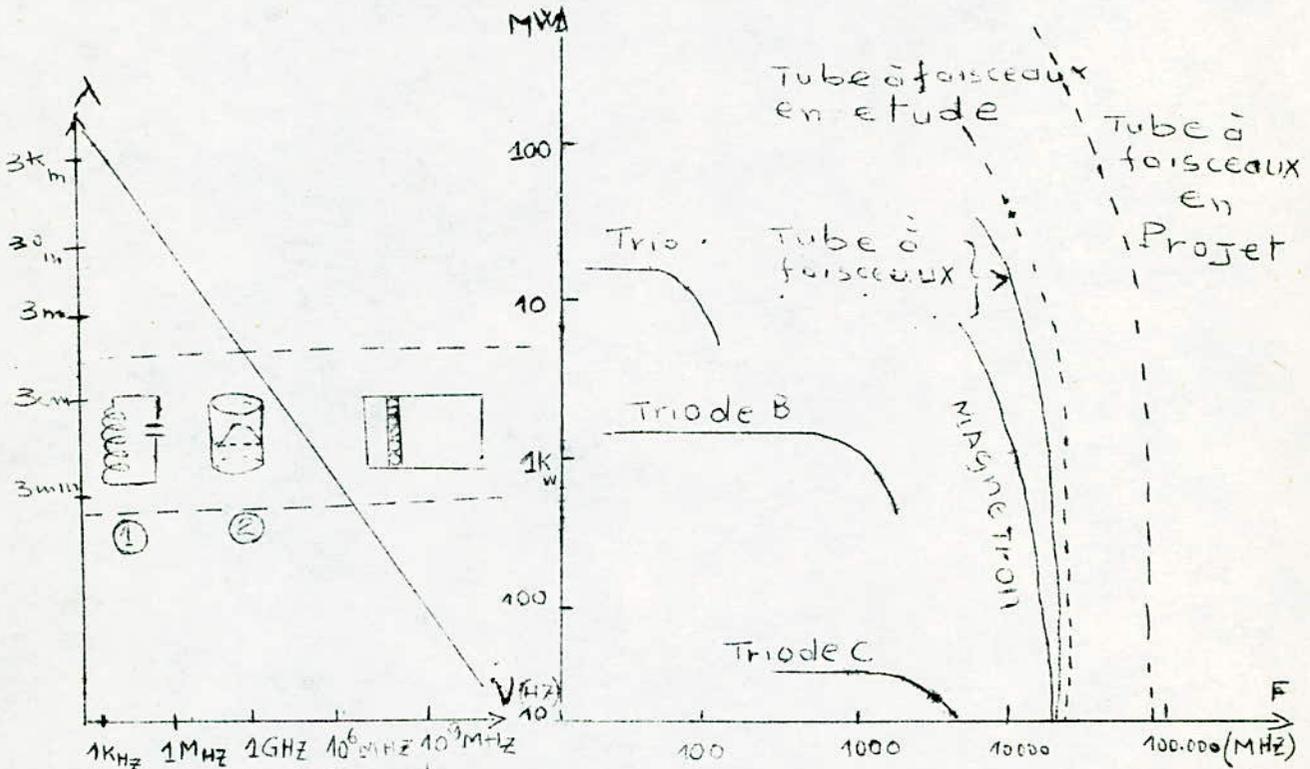
Si λ est trop petit on utilise des cavités qu'on accole pour faciliter la réalisation, mais on travaille alors sur un mode supérieur au principal.



Fabrication d'une grande Cavité

Si f augmente cette réalisation devient de plus en plus difficile.

Limite en puissance quand $f \nearrow$ voir schéma



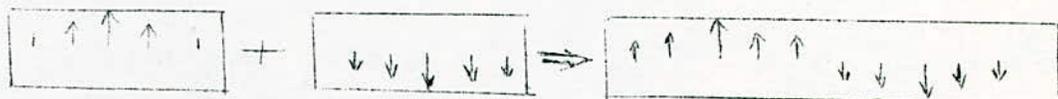
onde métrique Infra rouge lointain visible II : Puissance HF délivrée par différents modèles de Tube

- I : L'évolution du circuit oscillant dans la Course vers les HF
- ① : Circuit à Constantes Localisées
 - ② : Circuit à Constante distribuées

RECHERCHE D'UNE CAVITE RESONNANTE
 FONCTIONNANT SUR UN MODE TRES ELEVE

--0000000--

Soit à construire une cavité destinée à travailler dans le domaine du spectre visible. exemple : $0,6\mu$. Cette cavité aura des dimensions de l'ordre du micron. On détourne cette difficulté de construction en accolant plusieurs cavités et au prix d'un déplacement convenable, on obtient une cavité plus grande fonctionnant sur la même fréquence. la différence entre la grande cavité et la petite cavité réside dans le fait que la première fonctionne sur un mode élevé et la seconde sur le mode fondamental.



Comme ce procédé de construction est conventionnel et que le montage ne conserve aucun souvenir des parois intermédiaires, on peut construire une grande cavité cubique de 10 cm de côté avec 10^{15} cavités de 1μ de côté, par exemple - et l'on conçoit qu'une cavité puisse fonctionner à de très nombreux modes correspondant à de nombreuses fréquences de résonance.

Ce qui est intéressant est de connaître l'écart entre la fréquence du fonctionnement et la fréquence de résonance la plus voisine.

Exemple : D'une cavité cubique de Côté a vide

Considérons une onde électromagnétique quelconque.

$$\psi = \psi_0 \sin \omega \left(t - \frac{\alpha x + \beta y + \gamma z}{c} \right)$$

α, β, γ sont les cosinus directeurs.

Cette onde sera stationnaire si

$$a \frac{\alpha \omega}{c} = m \pi; \quad a \frac{\beta \omega}{c} = n \pi; \quad a \frac{\gamma \omega}{c} = p \pi$$

m, n, p sont entiers

$$\text{d'où } \omega = 2\pi \nu = \frac{\pi c}{a} \sqrt{m^2 + n^2 + p^2}$$

supposons qu'on utilise cette cavité sur le mode fondamental

$$m = 1, n = p = 0 \Rightarrow \omega_0 = \frac{\pi c}{a}$$

cherchons le mode le plus voisin, on l'obtient de 3 manières différentes par exemple :

$$m = 1, n = 1, p = 0$$

$$\text{d'où } \omega_1 = \frac{\pi c}{a} \sqrt{2} = 1,414 \omega_0$$

l'écart de fréquence est de 50 %. Or la qualité d'une telle cavité peut facilement atteindre 15.000

$$\text{d'où } \frac{2 \Delta f}{f_0} = \frac{1}{Q} \Rightarrow 2 \Delta f = \frac{f_0}{15000}$$

Ce qui signifie que la largeur de bande sera 7.500 fois plus petite que l'écart en deux modes. Ces deux modes sont donc bien séparés.

.../...

Considérons maintenant le cas où on travaille sur un mode très élevé défini par

$$m = 4 \cdot 10^5 \quad n = 0 \quad p = 0$$

dont la fréquence sera

$$\omega = 4 \cdot 10^5 \omega_0$$

de sorte que si $a = 10$ cm on a $\lambda = 0,5 \mu$

Le mode voisin sera défini par $m = 4 \cdot 10^5 \quad n = 1 \quad p = 0$

$$\omega = \omega_0 \sqrt{m^2 + n^2 + p^2} \quad \text{pour } n=p=0 \text{ aura}$$

$$\omega = m \omega_0$$

pour $m = 4 \cdot 10^5, n = 1$

$$\omega_1 = \omega_0 m \sqrt{1 + \frac{1}{m^2}} \approx \omega_0 m \left(1 + \frac{1}{2m^2}\right)$$

$$\omega_1 - \omega_0 m = \frac{\omega_0 m}{2m^2}$$

$$\Delta \omega = \frac{\omega}{2m^2} \Rightarrow \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{1}{2m^2} = \frac{10^{-10}}{32}$$

On voit que les deux modes sont très voisins.

Si nous voulons que les modes soient séparés, il faut que la qualité de la cavité soit supérieure à 10^{11} ...

En général, on calcule la densité des modes, c'est-à-dire le quotient $\frac{\Delta N}{\Delta \nu}$ où ΔN est le nombre des modes que l'on trouve dans la bande centrée sur $\Delta \nu$ d'après Lord Rayleigh on a

$$\frac{\Delta N}{\Delta \nu} = \frac{8\pi \nu^2}{c^3} V$$

V : volume de la cavité

exemple : Soit une cavité cubique de 10 cm de côté et $\nu = 6 \cdot 10^{14}$ Hz

$$\text{et } \Delta \nu = 1 \text{ MHz} \Rightarrow \Delta N > 3 \cdot 10^8 \text{ Modes}$$

Conclusion :

L'isolement d'un mode sera un problème difficile à résoudre.

ÉTUDE D'UNE CAVITÉ POUR ONDE

1) MICROMÉTRIQUE

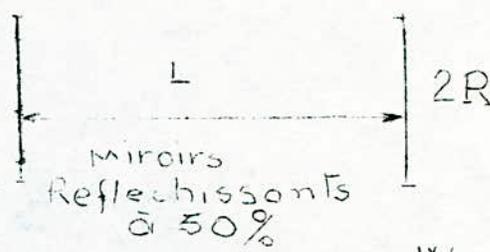
---0000000---

Les deux plans réfléchissants, métalliques sont parallèles ils sont circulaires, l'absence des parois latérales supprime les modes pour lesquels n et p sont différents de zéro.

Les fréquences intéressantes sont

$$\nu = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{mc}{2L}$$

$$\Delta\nu = c \frac{\Delta m}{2L} \Rightarrow \frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\Delta m}{m} \text{ or } \Delta m = 1$$

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = 1/m$$


Le milieu L a un coefficient d'absorption α et un indice n. soit W_I l'énergie partant de I arrivée en II elle devient

$$W_{II} = W_I e^{-\alpha L}$$

une partie est réfléchiée vers I et est égale à $r \cdot W e^{-\alpha L}$ à son départ de II

d'où $dW = W - W \cdot r e^{-\alpha L} = W(1 - r e^{-\alpha L})$

posons

$$r = e^{-\delta} \quad \delta = 0,04 \text{ pour } r = 96\%$$

Le coefficient de qualité Q du montage est

$$Q = \frac{2\pi W}{\Delta W} = \frac{2\pi W \cdot Ln}{\Delta W \cdot cT} = \frac{2\pi Ln}{(\alpha L + \delta)\lambda}$$

$$Q = \frac{2\pi Ln}{(\alpha L + \delta)\lambda} \text{ or la cavité résonne sur le mode } m \text{ c à d}$$

$$L = m \frac{\lambda}{2} \text{ donc } \Delta\nu = \frac{\nu}{Q} = \frac{(\alpha L + \delta) 2L \nu}{2\pi m \lambda n} = \frac{\nu}{m} \times \frac{\alpha L + \delta}{\pi n}$$

Comparons les deux formules donnant $\Delta\nu$

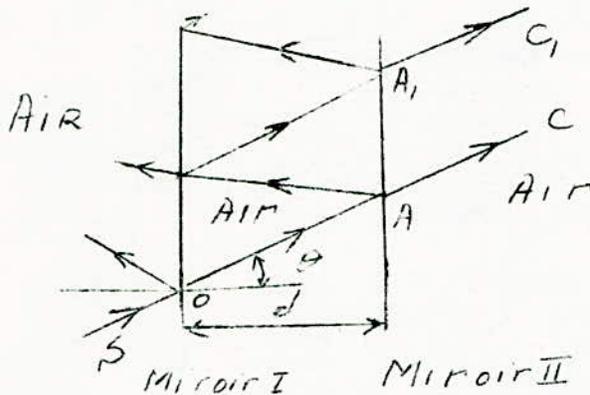
on a $\Delta\nu = \frac{\nu}{m}$ et $\Delta\nu = \frac{\nu}{m} \times \frac{\alpha L + \delta}{\pi n}$

On voit que la largeur de bande est toujours inférieure à l'écart de deux modes consécutifs, sauf dans le cas sans intérêt de milieux très absorbants.

L'INTERFEROMETRE de PEROT - FABRY

Pour mesurer les longueurs d'ondes, on se sert facilement d'un spectroscopie à réseau, mais quand il s'agit de mesurer la largeur de raie du laser avec Spectroscopie, des difficultés apparaissent surtout si l'on veut séparer deux raies, ou plus, dont l'écart est très faible, car la résolution du spectroscopie devient insuffisante. L'interféromètre de Pérot-Fabry permet d'obtenir la très haute résolution dont on a besoin. Cet appareil est d'une importance capitale dans la technique du Laser.

Cet interféromètre consiste en une lame d'air (ou autre milieu transparent) à faces parallèles limitée par deux miroirs semi-transparents.



Représentation schématique d'un interféromètre de PEROT- FABRY

Considérons une onde plane arrivant sur M_I avec une incidence θ , rayon SO ; l'onde incidente se dissocie en deux sur le premier miroir : on obtient un rayon réfléchi OB et un rayon réfracté OA . Le rayon OA est ensuite décomposé sur le deuxième miroir et ainsi de suite.

Les ondes quittent l'interféromètre après un certain nombre de réflexions et se recombinent en une onde résultante transmise et une onde résultante réfléchie. L'amplitude de l'onde transmise se calcule en ajoutant les amplitudes de chaque ondelette transmise en tenant compte de la différence de phase introduite à chaque aller et retour entre les miroirs. La Différence de phase résultant d'un aller et retour entre les deux miroirs séparés par la distance d est :

$$\delta = \frac{4n}{\lambda} d \cos \theta$$

soit R et T les coefficients de réflexion et de transmission en intensité des miroirs.

Pour des miroirs sans perte on a :

$$R + T = 1$$

D'après Born et Wolf, on a :

$$I_t = \frac{(1 - R)^2 I_i}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{\delta}{2}} \dots / \dots$$

I_i : Intensité incidente

Si le rayonnement transmis par l'interféromètre est focalisé sur un écran, il apparaît des cercles concentriques centrés sur la projection sur l'écran.

En pratique, $\frac{4\lambda d}{\lambda}$ est grand, il est de l'ordre de 10^4 donc $\sin \frac{\sigma}{2}$ décrit un cycle complet pour une petite variation de θ .

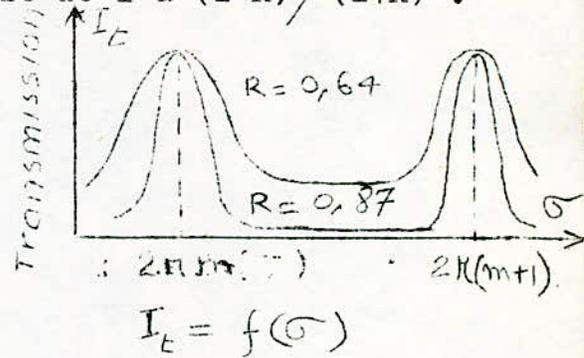
Quand $\sin \frac{\sigma}{2}$ passe de 0 à 1, I_t varie de 1 à $(I-R)^2 / (I+R)^2$.

La fonction $I_t = f(\sigma)$ montre que pour $R = 0,87$, les anneaux obtenus sont beaucoup plus fins que ceux obtenus pour $R = 0,64$

On définit la finesse par le paramètre

$$F = 4 R / (I-R)^2$$

pour $\begin{cases} R = 0,87 \text{ on a } F = 200 \\ R = 0,64 \text{ on a } F = 20 \end{cases}$



Quand R augmente F augmente, les anneaux deviennent plus étroits et l'on peut séparer plus facilement des composantes mono-chromatiques différentes.

La propriété fondamentale de cet interféromètre est son pouvoir de résolution extrêmement élevé dans un intervalle spectral étroit. Dans le domaine visible, il peut séparer des raies dont la différence des nombres d'onde est de $2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

EMISSION ET ABSORPTION DU RAYONNEMENT

PAR LES ATOMES



Depuis la fin du XIXème siècle, on savait que l'interaction, entre la matière et le rayonnement, s'effectuait par "sauts quantiques".

L'énergie interne E d'un système matériel, tel qu'un atome, ne peut prendre que des valeurs d'une suite discontinue

$$E_0; E_1, E_2, E_3 \dots E_n$$

Les valeurs de l'énergie sont appelées niveaux du système atomique.

Si le système passe d'un niveau E_2 à un niveau E_1 , inférieur, il émet un paquet d'énergie lumineuse, baptisé photon, dont l'énergie est

$$W = E_2 - E_1 \quad (1)$$

Réciproquement, un système quantique possédant l'énergie E_1 et frappe par un photon d'énergie $W = E_2 - E_1$, monte au niveau E_2 .

On sait que si la transition est radiative, la fréquence du rayonnement émis ou absorbé par le système est donné par la relation de Bohr.

$$h \nu = E_2 - E_1 \quad (2) \quad \left\{ \begin{array}{l} h: \text{cte de Planck} \\ h = 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ J.s} \end{array} \right.$$

Le niveau du système qui a l'énergie la plus faible, est appelé niveau fondamental.

Un atome qui se trouve à l'état fondamental ne peut qu'absorber un rayonnement.

D'après (1) et (2) il y a donc, dans le phénomène lumière, deux aspects complémentaires : un aspect corpusculaire, qui se manifeste lors des échanges d'énergie, et un aspect ondulatoire, qui joue un rôle essentiel dès qu'on s'intéresse à la propagation.

Considérons à présent le noyau d'un atome de charge Ze , est un électron de charge e , et de masse m .

La quantification du mouvement montre que l'énergie de ce système ne peut prendre que les valeurs

$$E_n = - \frac{Z^2 e^4 m}{8 \epsilon_0^2 h^2 n^2}$$

$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \pi}$; n : nombre entier, h : cte de Planck
 e : charge de l'électron

Exemple : Cas de l'atome d'hydrogène

$$E_n = \frac{13,6}{n^2} \quad E_n : \text{en électron-volt}$$

Quand on varie d'une unité en restant, faible, le photon émis ou absorbé a une énergie de l'ordre de l'électron-volt d'où la longueur d'onde associée se trouve dans le spectre visible ou dans son voisinage.

La raie rouge de l'hydrogène correspond par exemple à la transition 3-2

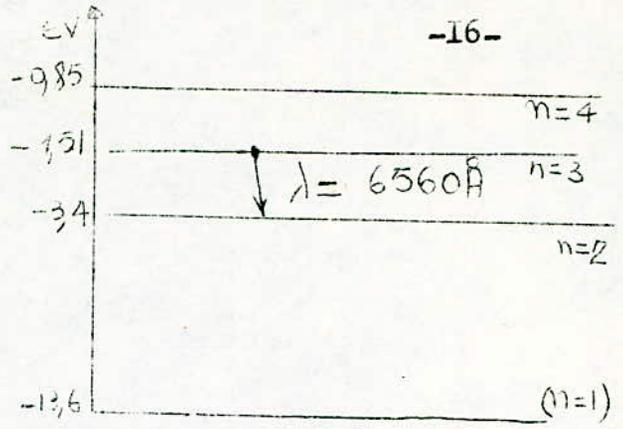
$$n=3 \Rightarrow E_3 = -\frac{13,6}{9} = -1,51$$

$$n=2 \Rightarrow E_2 = -\frac{13,6}{4} = -3,4$$

$$W = h\nu \Rightarrow \nu = \frac{W}{h}$$

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{c}{\frac{W}{h}} = \frac{hc}{W}$$

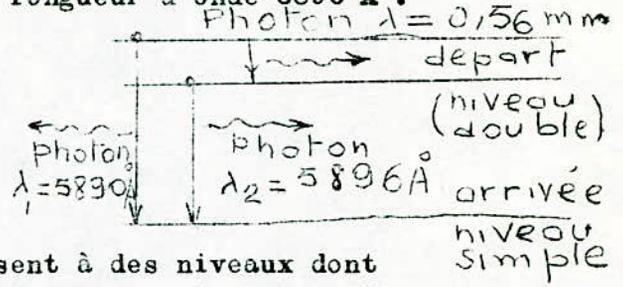
$$\lambda = \frac{hc}{W} \approx 6560 \text{ \AA}$$



On sait que les raies spectrales ont souvent une structure fine dite "Multiplet"; un spectrographe très dispersif montre, par exemple, que la raie jaune du sodium est, en fait, un doublet constitué par une raie de longueur d'onde 5890 \AA et une autre de longueur d'onde 5896 \AA .

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$$

$$\Delta E = hc \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \approx 2,510 \text{ eV}$$



L'origine des interactions qui conduisent à des niveaux dont l'écart est de l'ordre du milli électron-volt, résultent d'interactions magnétiques, alors que les interactions responsables de niveau de l'ordre de l'électron-volt sont dues à des interactions coulombiennes.

ÉTAT QUANTIQUE D'UN ÉLECTRON

D'UN ATOME

--oo000--

Un ensemble de quatre nombres quantiques n, l, m, s définit l'état quantique d'un électron appartenant à un atome.

Une grandeur est quantifiée quand elle n'est pas susceptible de variation continue.

L'introduction du premier nombre quantique N ou nombre quantique fondamental a permis d'interpréter les séries spectrales de l'atome d'hydrogène par la quantification de l'énergie du niveau - Cette première quantification exprime que l'énergie d'un atome ne peut varier que par des transitions. La complexité des spectres atomiques et notamment la structure fine des raies spectrales a imposé de nouvelles quantifications ; à chaque quantification correspond un nombre quantique.

Les nombres quantiques l et m

Nous savons que l'électron se déplace sur son orbite-on définit alors le moment cinétique orbital \vec{G}

\vec{G} est le moment du vecteur quantité de mouvement $\vec{P}_e = m_e \vec{v}$ par rapport au noyau de l'atome

$$\vec{G}_e = \vec{P} \wedge \vec{R}$$

Dans le modèle simple où l'électron est dans un champ de forces centrales, la vitesse aérolaire est v_s , ν étant la fréquence du mouvement orbital et S la surface de l'orbite ; l'expression du mouvement cinétique est

$$\vec{G}_e = 2 m_e \nu \vec{S}$$

\vec{S} a le sens de la normale positive à S , sens défini à partir de celui du mouvement de l'électron par la convention de rotation.

e étant la charge en valeur absolue de l'électron, le mouvement équivaut à un courant d'intensité

$$I = -\nu e$$

dont le moment magnétique est

\vec{M}_e est le moment magnétique orbital de l'électron, il est de sens contraire de \vec{G}_e

$$\vec{M}_e = -\nu e \vec{S} = -\frac{e}{2m_e} \vec{G}_e$$

Les quantifications suivantes sont relatives à des moments cinétiques ; elles font intervenir la cte de Planck rationalisée

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} \text{ homogène à un moment magnétique}$$

.../...

1°/ - Quantification du Module du Moment Cinétique Orbital -

Elle exprime que G_e ne peut être que nul ou un multiple entier de \hbar

$$G_e = l \frac{\hbar}{2\pi}$$

l est le nombre quantique orbital (ou azimutal), qui ne peut prendre que les valeurs

A chaque valeur de l correspondent donc plusieurs états possibles de l'électron.

2°/ - Quantification du Moment Magnétique Orbital -

Comme
$$\vec{M}_e = -\frac{e}{2m_e} \vec{G}_e$$

La quantification du moment cinétique orbital entraîne celle du moment magnétique orbital dont le module ne peut prendre que les valeurs

$$M_{e\theta} = \frac{e\hbar}{2m_e} \times \frac{l}{2\pi}$$

pour $l=0$ on a l'état $s \Rightarrow G_e = M_{e\theta} = 0$

3°/ - Quantification spatiale du Moment Cinétique Orbital -

Cette quantification concerne la projection de \vec{G}_e sur un axe \vec{k} physiquement privilégié, par exemple celui de la direction d'une induction magnétique extérieure B^0

Le moment cinétique orbital ne peut prendre que des orientations déterminées par les valeurs de G_z

$$G_z = m \frac{\hbar}{2\pi}$$

m : nombre quantique magnétique, il peut prendre les valeurs $-l, -l+1, \dots, -1, 0, +1, \dots, l-1, l$.
la quantification de la direction de \vec{G}_e entraîne celle de la direction du moment magnétique orbital.

$$M_{z\theta} = \frac{e}{2m_e} G_z = m \mu_B$$

4°/ - Moment cinétique et magnétique de Spin -

L'interprétation de la structure des spectres atomiques et plus particulièrement celle de l'existence de doublets a conduit à émettre l'hypothèse que l'électron d'un atome possède outre ses trois degrés de liberté de translation, un degré de liberté de rotation sur lui-même, phénomène qu'on appelle le Spin. De cette rotation, résulte un moment cinétique de Spin dont le module et la direction sont quantifiés.

Le module ne peut avoir que la valeur
$$G_s = \frac{1}{2} \times \frac{\hbar}{2\pi} = \frac{1}{2} \hbar$$

En l'absence de tout champ extérieur, on ne peut connaître la direction du mouvement de Spin.

L'EMISSION SPONTANEE

--oo0oo--

Quand le système atomique n'est pas au niveau fondamental, il peut passer à un niveau d'énergie plus faible en émettant un rayonnement, sans aucune cause extérieure.

Ce phénomène s'appelle l'émission spontanée.

La probabilité A_{nm} pour qu'un atome de niveau n passe spontanément au niveau m dans l'unité de temps s'appelle la probabilité de transition spontanée (1).

(A_{nm} , a plutôt les dimensions d'une vitesse).

A_{nm} est caractéristique de la paire de niveau considérée.

Dans le cas de niveau dégénéré, A_{nm} se calcule par sommation sur chaque paire d'états à considérer.

S'il y a en jeu un grand nombre de systèmes atomiques, si N_n est le nombre de système au niveau n , le nombre total de transition par seconde du niveau n au niveau m sera approximativement $N_n A_{nm}$ et la puissance rayonnée à la fréquence $\nu_{nm} = (E_n - E_m)/h$ sera $N(E_n - E_m) A_{nm}$.
le rayonnement spontané d'un atome est absolument indépendant des autres
la phase des rayonnements spontanés d'une collection d'atomes est une grandeur aléatoire ; un rayonnement spontané est donc une source incohérente.

L'ÉMISSION STIMULÉE

---oo0oo---

Considérons un système quantifié, par exemple un atome possédant deux niveaux E_1 et E_2 ; ultérieurement, on peut étendre les notions à des systèmes possédant de nombreux niveaux d'énergie; mais les idées essentielles seront acquises complètement avec l'exemple simple de deux niveaux d'énergie.

On dispose de N systèmes du type précédent et à un instant t , n_1 se trouvent dans l'état E_1 , et n_2 dans l'état E_2 . On a :

$$n_1 + n_2 = N$$

Tous ces systèmes sont rassemblés dans une cavité qui est un récipient à paroi opaque pour les photons : dans celui-ci on trouve des photons d'énergie.

$$W = h\nu = E_2 - E_1$$

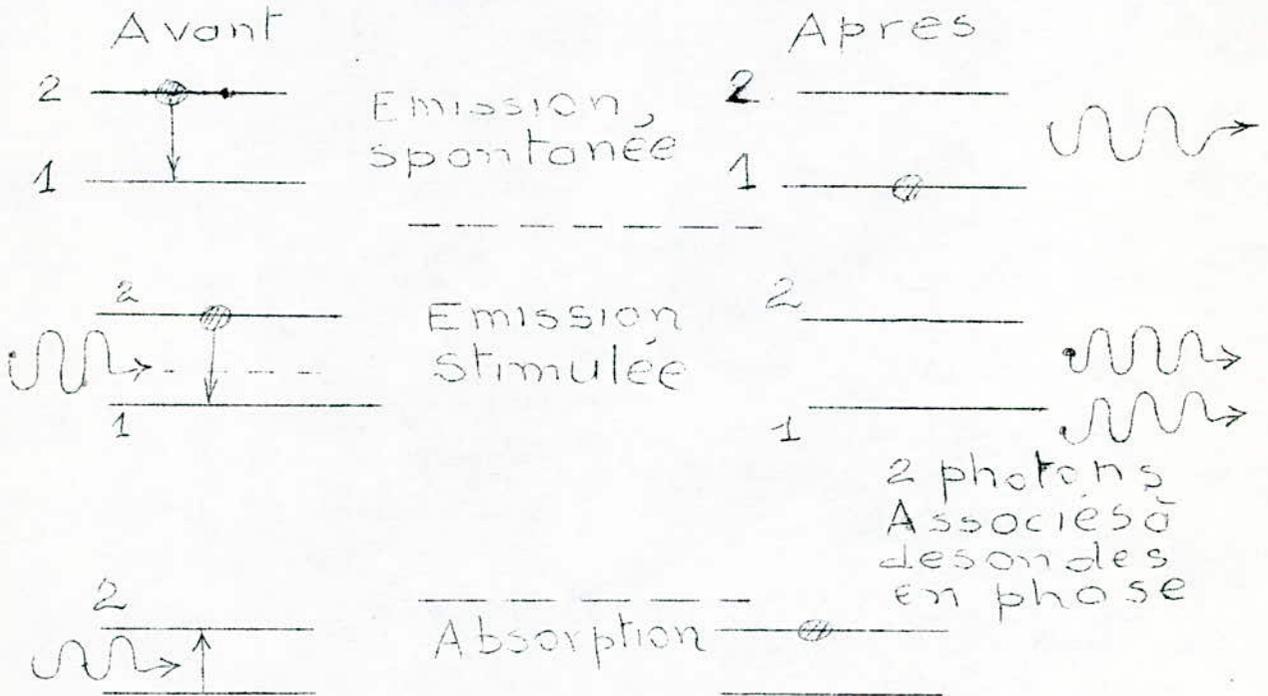
Soit n le nombre de ces photons et V le volume de la cavité, la densité d'énergie électromagnétique emmagasinée est donc :

$$U = n h \nu / V$$

pendant l'unité de temps, certains de ces systèmes à l'état E_2 , vont tomber au niveau E_1 en émettant un photon; réciproquement, certains de ces systèmes dans l'état E_1 vont absorber un des photons de la cavité et monter à l'état E_2 .

Faisons le bilan de ces échanges entre la matière et le rayonnement :

- L'émission qui va faire croître le nombre de photons sera proportionnelle au nombre des systèmes qui peuvent émettre, c'est-à-dire à n_2 quand il s'agira d'émission spontanée; et à $n_2 n$ pour l'émission stimulée, or n est proportionnel à U donc on pourra écrire



1 - Trois types de Rayonnement que l'émission stimulée est proportionnelle à $n_2 U$

.../...

-L'absorption : Qui va faire décroître le nombre de photons sera proportionnelle au nombre des systèmes qui peuvent absorber, ainsi qu'au nombre des photons susceptibles d'être absorbés; l'absorption sera alors proportionnelle à $n n_1$ ou encore à $U n_1$, l'équation cinétique donnant la variation de la densité d'énergie électromagnétique U par unité de temps est

$$\frac{dU}{dt} = a n_2 + b U n_2 - b U n_1$$

On remarque que les coefficients d'absorption et d'émission stimulée sont égaux - ceci résulte des travaux d'Einstein

Revenons à notre modèle quantifié à deux niveaux.

Supposons deux états d'énergie E_1 et E_2 avec $E_2 > E_1$. En présence de photons d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$. On a vu que le passage de E_1 à E_2 se fait par absorption d'un photon, celui de E_2 à E_1 , par émission d'un photon.

A l'équilibre thermodynamique, Boltzmann a montré que l'on avait nécessairement la relation

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

d'où $n_2 < n_1$ cet équilibre entre n_1 et n_2 n'est que statistique et l'on sait que le passage a lieu dans les deux sens.

de E_1 à E_2 l'absorption est telle que :

$U = \frac{dW}{dV}$; $\frac{dn_2}{dt} = N_1 b_{12} U$
 dW : est le produit du nombre de photons d'énergie comprise entre $h\nu$ et $h(\nu+d\nu)$ par unité de volume et de l'énergie $h\nu$ de chacun d'eux.) de E_2 à E_1 le passage se fait par rayonnement spontané avec

$$\frac{dn_2}{dt} = - a n_2$$

a : coefficient d'Einstein pour l'émission spontanée.

$$N_2 = N_{20} e^{-at} = N_{20} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

où τ : étant la durée de vie sur le niveau

E_2)
 Le passage se fait également par rayonnement stimulé ou induit provoqué par les photons.

$$\frac{dN_2}{dt} = N_2 b_{21} U$$

à l'équilibre thermodynamique dans le cas général

Département Télécommunications

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{total}} = 0$$

donc $(n_1 b_{12} - n_2 b_{21})U - a n_2 = 0$

d'où $\frac{n_2}{n_1} = \frac{b_{12} U}{a + b_{21} U}$

Or d'après Boltzmann on a

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

d'où

$$\frac{b_{12} U}{a + b_{21} U} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

dans le cas simple du corps noir où U est produit dans la cavité elle-même par l'équilibre entre ses parois à la température T et les photons qu'elles émettent et absorbent. Planck a montré que U suit la loi suivante:

$$U = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

faisons $T = \infty \Rightarrow U \rightarrow \infty$

d'où $\frac{b_{12} U}{a + b_{21} U} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$

d'où $b_{12} = b_{21}$

posons $b_{21} = b_{12} = b$ on aura $\frac{bU}{a + bU} = \bar{e} \frac{h\nu}{kT}$

$$bU = a e^{-h\nu/kT} + bU e^{-h\nu/kT}$$

$$bU(1 - e^{-h\nu/kT}) = a e^{-h\nu/kT}$$

or $bU(e^{h\nu/kT} - 1) = a$

$$U = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \times \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

d'où

$$\frac{a}{b} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} e^{h\nu/kT} - 1$$

Dans l'état normal de la matière, comme $E_2 > E_1$ on a $n_1 > n_2$

Si l'on envoie un rayonnement de densité U , il y a deux phénomènes en sens inverse qui se produisent.

1°/ Une absorption d'énergie :

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 bU$$

qui augmente n_2 au détriment de n_1

2°/ Un rayonnement :

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 bU$$

ce qui diminue n_2 au bénéfice de n_1 comme $n_2 > n_1$, en définitive il y a perte d'énergie, l'absorption l'emporte sur le rayonnement.

Pour qu'il en soit autrement, il faut que n_2 soit supérieur à n_1 . C'est-à-dire qu'il faut imposer une inversion des populations et rendre le niveau E_2 plus peuplé que E_1 .

RÉPARTITION DES SYSTÈMES DANS LES NIVEAUX D'ÉNERGIE

--oo0oo--

On se place à l'équilibre thermodynamique.

on a : $\frac{dU}{dt} = 0 \quad \frac{dn_1}{dt} = 0 \quad \frac{dn_2}{dt} = 0$

Cet équilibre est statistique et l'on a :

$$\frac{n_2}{n_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} = e^{-\frac{h\nu}{kT}}$$

Or on a aussi

$$n_1 + n_2 = N$$

d'où $N - n_1 = n_2$ et l'on a

$$\frac{N - n_1}{n_1} = e^{-\frac{h\nu}{kT}} \Rightarrow n_1 = \frac{N}{1 + e^{-h\nu/kT}}$$

$$(n_1)_0 = \frac{N}{1 + e^{-h\nu/kT}} = \frac{N e^{-\chi/2}}{2 c R^{\chi/2}}$$

de même

$$(n_2)_0 = \frac{N}{1 + e^{h\nu/kT}} = \frac{N e^{-\chi/2}}{2 c R^{\chi/2}}$$

de l'équation

$$\frac{dU}{dt} = a n_2 + b U n_2 - b U n_1 = 0$$

on tire

$$a n_2 = b U (n_1 - n_2)$$

$$a n_2 = b U \frac{N}{2} \frac{e^{+\chi/2} - e^{-\chi/2}}{c R^{\chi/2}}$$

$$a n_2 = U b (n_1 - n_2)$$

d'où $U = \frac{a}{b} \cdot \frac{1}{\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)}$

$$U_0 = \frac{a}{b} \times \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Cet état d'équilibre va persister indéfiniment, si le système est isolé. Si nous agissons sur le système il va évoluer pour que le système évolue, il faut soit apporter des photons ou en retirer ; pour cela on réalisera une cavité à parois opaques, et on percera une fenêtre qui permettra à quelques photons de sortir et à une lampe munie d'un filtre monochromatique située à l'extérieur, d'injecter des photons dans la cavité. On peut également effectuer "des transitions non radiatives", c'est-à-dire des échanges d'énergie ne faisant pas intervenir des photons.

Examinons l'évolution du système auquel on fournit des photons, par une intense illumination par exemple. Le niveau E_1 va croître par suite de l'émission des photons et décroître par le fait d'absorption des photons d'après l'équation :

$$\frac{dU}{dt} = a n_2 + b U n_2 - b U n_1$$

Le taux de variation de n_1 , créé par l'absorption dans toute la cavité est

$$- b U n_1 \frac{V}{h\nu} = - B U n_1$$

et le taux de variation de n_1 , dû à l'émission est :

$$(a n_2 + b U n_2) \frac{V}{h\nu} = A n_2 + B U n_2 \dots/\dots$$

En outre, il faut tenir compte des transitions non radiatives, de E_1 vers E_2 ; dont le nombre est proportionnel au nombre d'habitants de E_2 qui peuvent monter et, réciproquement, le nombre de transitions de E_2 vers E_1 est proportionnel au nombre d'habitants qui peuvent descendre. Tout ceci conduit à

$$\frac{dn_1}{dt} = k_{21}n_2 - k_{12}n_1 + An_2 + BU(n_2 - n_1)$$

comme le nombre total des systèmes est constant

on a : $\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt}$

k_{21} et k_{12} sont homogènes à une vitesse et sont reliées par

$$\frac{k_{21}}{k_{12}} = e^{h\nu/KT}$$

en fournissant des photons pour augmenter U , le système devra évoluer de façon que $n_2 - n_1$ devienne de plus en plus faible.

On atteindra un régime permanent et

$$\frac{dn_1}{dt} = k_{21}n_2 - k_{12}n_1 + An_2 + BU(n_2 - n_1)$$

avec $\frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_1}{dt}$

permettrons de calculer n_1 et n_2

$$n_1 = \frac{k_{21} + A + B}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU} N$$

$$n_2 = \frac{k_{12} + BU}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU} N$$

et

$$n_1 - n_2 = N \frac{A + k_{21} - k_{12}}{k_{21} + k_{12} + A + 2BU}$$

$$n_1 - n_2 > 0 \text{ car } k_{21} > k_{12} \text{ d'après } \frac{k_{21}}{k_{12}} = e^{\frac{h\nu}{KT}}$$

Si à partir de U_0 d'équilibre on accroît U , $n_1 - n_2 \rightarrow 0$
 donc n_1 tend vers n_2 asymptotiquement.

L'INVERSION DE POPULATION

---oo0oo---

Il existe plusieurs procédés permettant l'inversion de population.

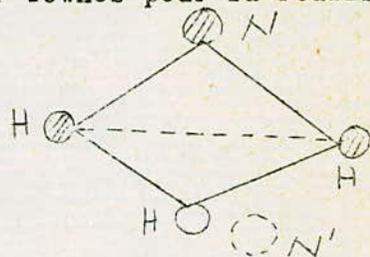
- La méthode la plus simple du moins en théorie, consiste à effectuer un tri mécanique grâce à un système de champs électriques ou magnétiques convenablement disposés.

Cette technique permet d'obtenir une population nulle sur le niveau E_1 ; mais n'est applicable que si les systèmes quantifiés sont mécaniquement indépendants les uns des autres, par exemple, constitués par des molécules d'un gaz très rarefié. C'est le procédé utilisé par Townes pour la réalisation du premier Maser à deux niveaux.

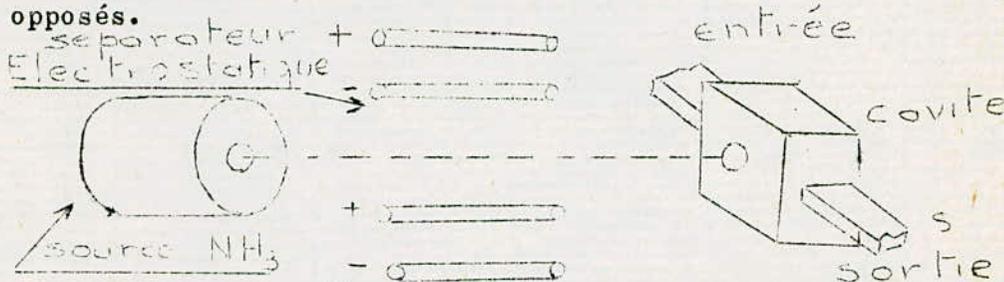
Ou on utilise $N H_3$

N peut prendre les deux positions N ou N' symétriques par rapport au plan des 3 atomes H .

Ces deux positions donnent pour $N H_3$ deux structures en résonance quantique avec dédoublement des niveaux d'énergie.



Par effet Stark E_2 croît et E_1 décroît si l'on applique un champ électrique \mathcal{E} , par suite un champ non uniforme permet de trier les molécules $N H_3$. Celles de l'état E_2 se dirigent vers les régions de \mathcal{E} faible, celles de l'état E_1 vers les régions de \mathcal{E} élevé. On utilise comme séparateur électrique deux paires de tiges métalliques cylindriques portées à des potentiels opposés.



Sur l'axe du séparateur, \mathcal{E} est nul par symétrie et les molécules $N H_3$ dans l'état excité E_2 s'y accumulent, par contre les molécules dans l'état E_1 fuient cet axe.

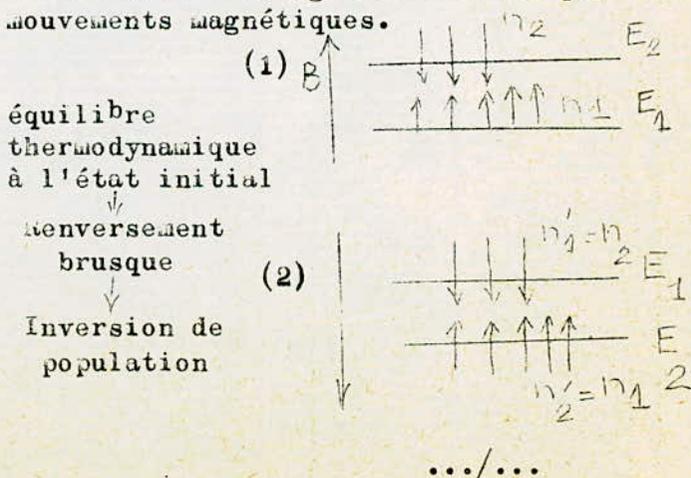
Il en résulte sur l'axe une grande diminution de N_1 et un rapport N_2/N_1 supérieur à 1.

Les molécules entrant dans la cavité sont au niveau E_2 , elles peuvent libérer l'énergie de fréquence $\nu = \frac{E_2 - E_1}{h}$ par émission stimulée. Si un signal d'entrée de fréquence ν est injecté dans la cavité, ce signal sortira renforcé en S.

- Une autre méthode est celle où les niveaux d'énergie sont créés par un champ magnétique qui oriente les mouvements magnétiques. à l'équilibre thermodynamique

on a $n_1 > n_2$

Inversons alors le sens de B en inversant le sens du courant dans les bobines ou en retournant mécaniquement de 180° le corps actif, on obtient alors une inversion de population suivant la figure (2).

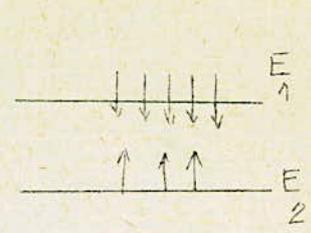


Le système qui avait une orientation qui lui conférait l'énergie E_1 a maintenant l'énergie E_2 et réciproquement. Mais comme la répartition des systèmes n'a pas eu le temps d'être perturbée, on a réalisé une inversion en obtenant

$$n'_2 = n_1, n'_1 = n_2$$

avec $n'_2 > n_1$

Longtemps après l'équilibre thermodynamique est revenu.



Inversion temporaire de population par inversion brusque de la direction de B.

Mais le système va évoluer pour atteindre asymptotiquement avec une τ de temps τ , son état d'équilibre.

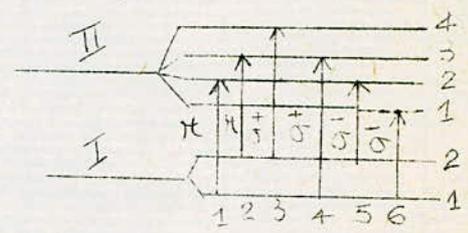
τ : est appelé temps de relaxation du système

Il faut remarquer que cette inversion est temporaire, n'est possible que si le temps de retournement est faible par rapport à τ .

- Inversion de Population par Pompage Optique -

Considérons un système quantique à deux niveaux I et II et plaçons-le dans un champ magnétique qui va démultiplier les niveaux. Supposons que I se dédouble et que II se subdivise en quatre qui correspond à l'atome de N_{13}

Nous savons que toutes les transitions ne sont pas permises. la figure montre les transitions autorisées.



π représente une onde polarisée rectilignement, σ représente une onde polarisée circulairement à droite.

$\bar{\sigma}$ représente une onde polarisée circulairement gauche.

Illuminons alors le récipient contenant les systèmes quantiques avec une vibration σ n° 4, par absorption, des systèmes du niveau I, 1 vont monter sur le niveau II,3 ; d'où ils redescendent, les uns par transition n° 4 sur le niveau de départ, les autres par transition n° 2 sur le niveau I,2. Il est clair que cette méthode qui pompe N systèmes par seconde, va vider le niveau I, 1 au profit du niveau I,2 on a réalisé ainsi une inversion de population entre les deux niveaux. I,1 et I,2.

- Inversion de Population dans les Gaz -

Les gaz offrent des possibilités intéressantes comme matériaux lasers, car leurs atomes peuvent être excités de manières très diverses. L'excitation optique n'y est pas très efficace, mais trois autres procédés au moins permettent de réaliser une inversion de population dans les gaz.

1°/ - Procédé de collision par bombardement électronique : une décharge convenable provoque une inversion entre certains niveaux d'énergie. Cette méthode a été utilisée pour le néon pur, l'argon, le krypton et le xénon, et l'on a obtenu ainsi des rayonnements lasers dans le domaine infra-rouge.

2°/ - Méthode utilisant un mélange de gaz
 Cette méthode est meilleure. Les deux gaz utilisés sont généralement He - Ne en plus de l'excitation par bombardement électronique, il y a transfert d'excitation des atomes de l'hélium qui se trouve à un état métastable.

3°/ - Le dernier procédé utilisé : la collision entre atomes et molécules
 Ces collisions conduisent à une dissociation dont l'un des composés dissociés peut être placé dans un état excité qui peut donner lieu à des transitions avec un niveau inférieur, non peuplé. .../...

CHAPITRE III -

NOTIONS FONDAMENTALES

PUR LES PHENOMENES D'ABSORPTION ET D'EMISSION

DANS UN SYSTEME ATOMIQUE

---0000000---

Soit un grand nombre N d'atomes on sait qu'à l'équilibre thermique on a une répartition des atomes sur les différents états suivant la loi de Boltzmann - à l'état j on a :

$$N_j = \frac{N_0 e^{-E_j/KT}}{\sum e^{-E_i/KT}}$$

E_j est l'énergie de l'état j tous les états ayant le même niveau d'énergie sont également peuplés. D'où le nombre d'atomes au niveau n est $N_n = g_n N'_n$

N'_n état la population d'un des états de ce niveau. Exprimons le rapport de deux niveaux.

$$\begin{array}{l} n \\ \text{et} \\ m \end{array} \left\{ \begin{array}{l} N_n = g_n \frac{N_0 e^{-E_n/KT}}{\sum e^{-E_i/KT}} \\ N_m = g_m \frac{N_0 e^{-E_m/KT}}{\sum e^{-E_i/KT}} \end{array} \right.$$

d'où

$$\frac{N_n}{g_n} = \frac{N_m}{g_m} e^{-(E_n - E_m)/KT}$$

Quand il y a absorption d'un rayonnement, l'équilibre de l'ensemble est détruit. Les atomes excités par l'absorption du rayonnement, vont revenir directement au niveau fondamental par émission spontanée ou stimulée ; ou bien ils vont descendre à un niveau d'énergie différent du niveau fondamental. On voit qu'il y a un effet de cascade sur les niveaux d'énergie à chaque étape la fréquence de rayonnement qui est émise est différente de la fréquence absorbée. d'après la formule $E_2 - E_1 = h\nu$, on voit que le rayonnement émis par ce procédé de cascade a des fréquences plus basses que la fréquence excitatrice.

ETUDE DU PHENOMENE D'ABSORPTION

---00000---

quand un milieu absorbant est soumis à une lumière d'intensité $I_0 = cte$ mais variable en fréquence, on trouve que l'intensité de la lumière en fonction de la profondeur x de pénétration dans le milieu suit la loi :

$$I_y(x) = I_0 e^{-k_\nu x}$$

Les deux courbes traduisent expérimentalement ce phénomène observé à une profondeur fixe.

ν_0 est le centre de la raie d'absorption.

$\Delta\nu$: largeur à mi-hauteur est la largeur de la raie d'absorption.

Il y a une relation importante entre l'aire totale de la courbe de la figure (2), les coefficients d'Einstein et les populations des états responsables de la raie d'absorption de résonance autour de ν_0 .

Considérons un faisceau parallèle de fréquences comprises entre ν et $\nu + d\nu$ d'intensité I_ν , se dirigeant vers les

x croissants dans un milieu limité par deux plans parallèles x et $x + dx$. Soit $v = \frac{c}{n}$ la vitesse de la lumière dans ce milieu et n l'indice de réfraction. L'onde de phase νt met un temps $dt = \frac{dx}{v}$ pour parcourir dx .

Supposons qu'il y ait N_1 atomes / cm^3 au niveau 2, dont $\alpha N_{2\nu}$ sont capables d'émettre la lumière dans le même domaine spectral pendant que le front d'onde de phase perd l'énergie $-d(I_\nu d\nu)$

$$-d(I_\nu d\nu) = h\nu (b_{12} dN_{1\nu} - b_{21} dN_{2\nu}) I_\nu \frac{dx}{v}$$

$$-\frac{1}{I_\nu} \frac{dI_\nu}{dx} d\nu = \frac{h\nu}{c} (b_{12} dN_{1\nu} - b_{21} dN_{2\nu})$$

Or le membre de gauche n'est autre que

En intégrant sur toute la raie, centrée sur ν_0 on a :

$$\int k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{c} (b_{12} n_1 - b_{21} n_2)$$

Or :

$$g_1 b_{12} = g_2 b_{21} \Rightarrow b_{12} = \frac{g_2}{g_1} b_{21}$$

d'où

$$\int k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{c} b_{21} \left(\frac{g_2}{g_1} n_1 - n_2 \right)$$

$$\int k_\nu d\nu = \frac{h\nu_0}{c} \frac{g_2}{g_1} \frac{c^3}{8\pi h\nu_0^3} (g_1 n_1 - n_2)$$

$$\int k_\nu d\nu = \frac{c^2 g_2}{8\pi \nu_0^2 h^2} \frac{g_2}{g_1} (n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2)$$

$$\int k_\nu d\nu = \frac{c^2 g_2}{8\pi \nu_0^2 h^2} \frac{g_2}{g_1} \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right)$$

qu'on peut écrire sous la forme :

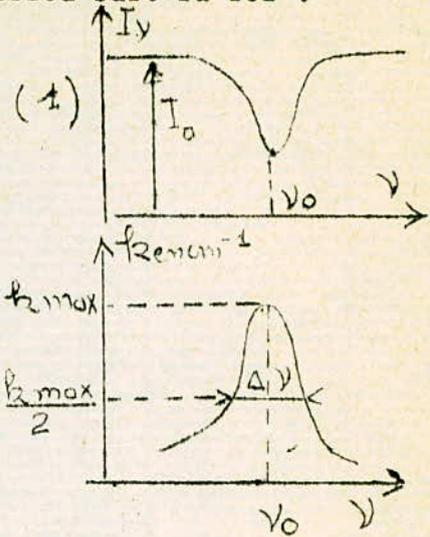
$$\int k_\nu d\nu = K \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right)$$

avec $K = \frac{c^2 g_2}{8\pi h^2 \nu_0^2} \frac{g_2}{g_1}$ longueur d'onde dans le vide.

Considérons le cas où le niveau fondamental est le niveau 1 dans un gaz excité électriquement ou dans un matériau laser excité par un rayonnement intense, le nombre N_2 d'atomes excités peut devenir une fraction importante du nombre total d'atomes. Dans ce cas on aura :

$$\int k_\nu d\nu \approx K n_1 = K n_0$$

on confond n_1 avec le nombre total d'atome n_0 .../...



l'intégrale de k_{ν} est proportionnelle au nombre total d'atomes et sa valeur est indépendante de la forme de la courbe d'absorption donnant $k = g(\nu)$

K : est le secteur efficace d'absorption intégrée par atome.

$\sigma_{\nu} = \frac{K}{N_0}$ est la section efficace d'absorption par atome.

On sait qu'à l'équilibre thermodynamique on a les relations suivantes si :

$$E_i < E_j \text{ on a } \frac{N_i}{g_i} > \frac{N_j}{g_j}$$

quand on réalise une inversion de population on a :

$$\frac{N_j}{g_j} > \frac{N_i}{g_i} \text{ d'où } \frac{N_2}{g_2} > \frac{N_1}{g_1}$$

et la formule

$\int k_{\nu} d\nu = K \left(n_1 - \frac{g_1 N_2}{g_2} \right)$, donne un coefficient d'absorption intégré négatif, c'est-à-dire une amplification. Cette amplification est due à un excès de rayonnement stimulé sur le rayonnement absorbé - si donc un matériau où se trouve réalisée une inversion de population, dans un domaine spectral bien défini, une onde qui le traversera sera amplifiée suivant la loi :

$$I_{\nu} = I_0 e^{-k_{\nu} x}$$

avec une vitesse $\alpha = -k$

et $\int k_{\nu} d\nu = K \left(n_1 - \frac{g_1 N_2}{g_2} \right)$ s'écrit alors $\int \alpha_{\nu} d\nu = K N_0 \left(\frac{g_1 N_2}{g_2 N_0} - n_1 \right)$

$K N_0$: est la valeur intégrée de l'absorption du matériau non excité.

$n = \frac{g_1}{g_2} (N_2 - N_1)$ s'appelle l'inversion de population

Il est plus intéressant de considérer $\eta = \frac{n}{N_0}$

l'inversion de population relative - elle est égale à -1 si le matériau est complètement inverse, et à 0 si le matériau n'est ni absorbant ni amplificateur.

$$\int \alpha_{\nu} d\nu = K N_0 \eta$$

La valeur de α_{ν} dépend de la forme de la raie, mais la forme de la raie ne dépend pas de l'inversion on a :

$$\alpha_{\nu} = k_{\nu} \eta$$

k_{ν_0} : est le coefficient d'absorption du matériau non excité ; à la fréquence ν_0

ÉTUDE DE LA FORME DES RAIES D'ÉMISSION

ET

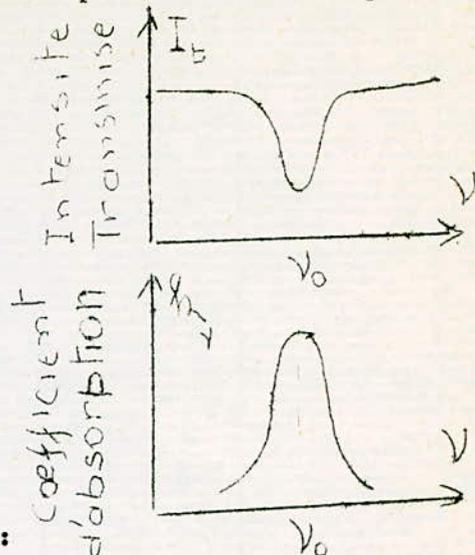
D'ABSORPTION DANS LE CAS D'UN GAZ

---oo000---

L'aspect général de la raie d'émission ou d'absorption est donnée par la figure ci-après : Fig (1) et (2)

La forme exacte change d'un cas à l'autre suivant l'importance de telle ou telle cause d'élargissement.

La largeur naturelle intrinsèque d'une raie atomique est très petite. C'est celle qu'on observait si les atomes n'avaient aucune interaction. Il y a une limite théorique à cette finesse, compte non tenu d'autres causes d'élargissement. Mais cette limite est si petite que la raie absorbée a toujours une largeur dont il faut chercher la cause ailleurs.



Les principales causes d'élargissement sont :

- a) - Les variations de fréquences résultant de l'agitation thermique des atomes.
- b) - La collision entre particules qui rayonnent (atomes ou molécules). Il y a alors interruption du rayonnement.
- c) - L'agitation thermique des atomes provoque l'élargissement par effet Doppler (élargissement dit homogène). La forme de raie se calcule de la façon suivante :

La probabilité pour qu'une composante donnée (soit x) de la vitesse d'un atome dans un gaz à la température T soit comprise entre v_x et $v_x + \Delta v_x$ est proportionnelle à :

$\left[e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} \right] \Delta v_x$; d'autre part, si l'atome a une vitesse relative v_x par rapport à l'observateur, le déplacement Doppler en fréquence sera :

$$\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{v_x}{c} \Rightarrow v_x = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} c$$

Faisons

$$\beta = \frac{mc^2}{2kT} \Rightarrow P(\nu) d\nu = P_0 e^{-\frac{\beta(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2}}$$

La const P_0 est déterminée en écrivant que l'intégrale de la probabilité $P(\nu)$ sur toutes les fréquences doit être égale à 1 - d'où

$$P_0 = \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}}$$

La largeur de la distribution à mi-puissance sera :

$$P(\nu_0) = P_0 \text{ car } \Delta \nu = 0, \frac{P}{2} = P_0 e^{-\frac{\beta(\Delta \nu)^2}{\nu_0^2}}$$

d'où

$$\Delta \nu = 2 \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT \ln 2}{m}}$$

M : masse de la molécule considérée - on a $M = N_0 m$
 m : masse moléculaire ; N_0 : nombre d'Avogadro

.../...

on a encore $R = \frac{1}{2} N_0$

en calculant la facteur C_T on obtient :

$$\Delta \nu = 7,162 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{M}} \nu_0$$

On remarque que $\Delta \nu$ ne dépend que de la température du gaz pour une raie donnée et un gaz donné.

b) - La deuxième cause d'élargissement des raies est la collision entre particules qui rayonnent, il y a alors interruption du rayonnement un train d'onde de durée limitée ne peut être monochromatique. Le spectre du train d'onde est d'autant plus large que sa durée est plus courte. Les collisions atomiques interrompent le rayonnement qui se trouve ainsi haché. Après une autre collision, le rayonnement est rétabli, mais la phase ne l'est pas. La forme de la raie se trouve élargie et la distribution en fréquence ne peut se calculer que de manière statistique.

H.A. Lorentz a fait la théorie mathématique de ce phénomène, en mécanique classique. Il a montré que si la fréquence de collision est petite par rapport à la fréquence ν_0 non perturbée du rayonnement, on peut écrire la distribution de fréquence d'une raie élargie par la formule

$$g(\nu) = \frac{\Delta \nu}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{2}\right)^2}$$

ν_0 : est la fréquence centrale du rayonnement, $\Delta \nu$ la largeur de bande à mi-puissance; le facteur $\frac{\Delta \nu}{2\pi}$ permet de normaliser l'aire de la courbe.

On a alors

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\nu) d\nu = 1$$

La formule complète de Lorentz est :

$$g(\nu) = \frac{\Delta \nu}{2\pi} \left[\frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{2}\right)^2} + \frac{1}{(\nu + \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{2}\right)^2} \right]$$

le second terme est négligeable dans le domaine optique où $\Delta \nu$ est bien plus petite que la fréquence centrale.

L'élargissement des raies du type Lorentz est appelé souvent élargissement non homogène.

Les deux causes d'élargissement donnent lieu à des courbes en cloche, pour la distribution en fréquence de l'intensité du rayonnement. Ces deux courbes sont assez différentes l'une de l'autre.

Comparons deux types de courbes de Gauss et de Lorentz ayant la même largeur - les valeurs crêtes se déduisent des largeurs de bande par les relations.

Courbe de Gauss.

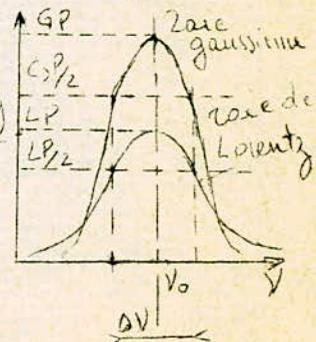
$$G_P = \frac{2}{\Delta \nu} \sqrt{\frac{L_1 Z}{\pi}} = 0,939 \frac{1}{\Delta \nu}$$

Courbe de Lorentz

$$L_P = \frac{2}{\pi \Delta \nu} = 0,637 \frac{1}{\Delta \nu}$$

La valeur crête de la courbe de Gauss est sensiblement égale à $\frac{3}{2}$ de la valeur crête de la courbe de Lorentz.

Dans les cas réels il y a à la fois les deux causes d'élargissement, l'association des deux phénomènes conduit à des formes de raies compliquées. Mais souvent l'un des phénomènes est négligeable par rapport à l'autre.



CONDITIONS DE $\sqrt{\text{EUIL}}$
 EQUATIONS D'EVOLUTION

---oo0oo---

On a défini précédemment un coefficient d'absorption $k_{2\nu}$; cette grandeur peut s'exprimer sous la forme :

$$k_{2\nu} = K g(\nu, \nu_0) \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right) \quad (1)$$

$g(\nu, \nu_0)$ est la courbe d'absorption normalisée centrée sur ν_0 ; K est la constante définie précédemment.

$$K = \frac{\lambda_0^2 A_{21}}{8\pi \nu^2} \cdot \frac{g_2}{g_1}$$

La dernière parenthèse exprime la distribution des atomes sur les niveaux 1 et 2. Quant le système atomique est totalement non excité $N_1 = N_0$, $N_2 = 0$ et

$$k_{2\nu_0} = K g(\nu, \nu_0) N_0 \quad (2)$$

est la courbe d'absorption du matériau non excité. On peut déterminer expérimentalement la valeur maximale de $k_{2\nu}$; soit

$$k_{20} = K g(\nu_0, \nu_0) N_0$$

Cette valeur crête est inversement proportionnelle à la largeur de raie. Tant que la forme de la raie ne change pas, la valeur de $K g(\nu, \nu_0)$ tirée de (2) permet d'écrire (1)

$$k_{2\nu} = \frac{k_{2\nu_0}}{N_0} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right)$$

Cette relation est valable pour toute fréquence au voisinage de la fréquence centrale de la raie. En particulier le coefficient d'absorption maximale k_{2m} du matériau excité est :

$$k_{2m} = \frac{k_{20}}{N_0} \left(N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right)$$

Considérons maintenant un ensemble d'atomes dont la distribution naturelle de la population sur les niveaux 1 et 2 a été inversée de telle sorte que :

$$\frac{N_1}{g_1} < \frac{N_2}{g_2}$$

Dans un tel matériau $k_{2\nu}$ est négatif autour de $\nu_0 = \frac{E_2 - E_1}{h}$; l'intensité d'un faisceau de rayons parallèles à cette fréquence va augmenter suivant la loi :

$$I = I_0 e^{\alpha x} \quad \text{ou} \quad \alpha = -k_{2\nu}$$

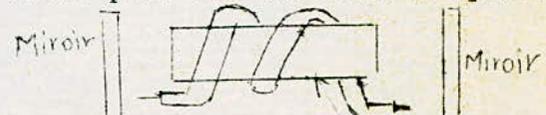
Dans certaines conditions, cette amplification de lumière pourra entraîner une génération de lumière laser.

Nous savons que le dispositif Laser consiste en une paire de miroirs parallèles, entre lesquels on place un matériau actif pour une certaine fréquence.

Pour que la lumière puisse sortir l'un des deux miroirs est semi-transparent.

Soit t la transmission, r le coefficient de réflexion, q les pertes ; on peut écrire :

$$\boxed{t + r + q = 1}$$



tube Flash RUBIS
 Représentation schématique d'un Laser.

Si on utilise de bons miroirs à couches multidiélectriques q peut être négligé et l'on a seulement $t = 1 - r$

La lumière va être formée à partir de l'émission spontanée et de l'émission stimulée. La lumière qui ne fuit pas les bords fait de nombreux allers et .../...

retours. A chaque réflexion $(1-r)$ de l'énergie incidente sort de la cavité. Les oscillations seront entretenues seulement si le gain sur le passage est suffisant pour compenser la perte d'énergie à chaque réflexion ainsi que d'autres pertes dues à des effets secondaires à chaque passage à travers le matériau l'intensité est multipliée par $e^{\gamma L}$. Soit r_1 et r_2 les coefficients de réflexion des faces; pour un aller et retour, l'énergie de l'onde sera multipliée $F = r_1 r_2 e^{2\gamma L}$. Soit r la moyenne géométrique entre r_1 et r_2 et $\gamma = -L_n \kappa$

γ : coefficient d'atténuation $e^{\gamma} = \frac{1}{2} \Rightarrow \gamma = -L_n \kappa$

la gain pour un aller et retour sera:

$$F = e^{2(\alpha L - \gamma)}$$

Considérons une petite perturbation: si $F > 1$, une oscillation va naître; si $F < 1$ elle va s'étouffer.

Si donc $\alpha L > \gamma$ le rayonnement va s'amplifier et devenir très grand: les transitions stimulées dépassent alors le niveau supérieur et réduiront α . Ce phénomène dynamique donne lieu aux impulsions de relaxation et aux impulsions géantes. Il s'agit à présent de trouver l'état stationnaire auquel on arrive: rappelons que le matériau émet un rayonnement spontané de manière continue, à la vitesse de ν quanta par seconde; t est la transmission du miroir semi-transparent. Pour un aller et retour de la lumière la fraction t de l'intensité incidente quitte la cavité et l'intensité à l'intérieur de la cavité, est multipliée par $e^{2(\alpha L - \gamma)}$

La lumière va donc être émise à l'extérieur suivant la loi:

$$P = nh\nu t \left[1 + e^{2(\alpha L - \gamma)} + \dots \right] = nh\nu t \left[1 - e^{2(\alpha L - \gamma)} \right]^{-1}$$

La puissance de sortie deviendra infiniment grande

Si $\alpha L = \gamma$; un état stationnaire va se maintenir.

Si la valeur crête α_m de $\alpha(\nu)$ reste un peu inférieure à

$$\alpha_m = \frac{\gamma}{L}$$

Cette équation est appelée la condition d'oscillation puisque α_0 est à peu près égal à α_m dans un intervalle spectral très étroit, l'amplification ne sera suffisante, pour compenser les pertes, que dans ce domaine.

Le rayonnement laser sera donc très monochromatique sa largeur de bande sera bien plus petite que la largeur de raie atomique.

La condition de seuil relie la valeur crête de la courbe d'amplification à la longueur du Laser et aux pertes. Les formules de Fichtbauer et Ladenburg relient l'intégrale de la courbe d'amplification à l'inversion de population c'est à dire à l'excitation selon la formule:

$$\int k_v d\nu = K \left(N_1 - g_1 \frac{N_1}{g_2} \right)$$

ou encore :

$$\int \alpha_v d\nu = K \left(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1 \right)$$

On a vu qu'on a pu déterminer expérimentalement la valeur Max: qui est:

$$k_0 = K_g(\nu_0, \nu_0) N_0$$

Le coefficient d'absorption maximale est:

$$k_m = \frac{k_0}{N_0} \left[N_1 - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right]$$

d'où d'après:

$$k_v = K_g(\nu, \nu_0) \left(\frac{N_1}{\gamma} - \frac{g_1}{g_2} N_2 \right)$$

$$\left(\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 \right) = \frac{k_v}{K_g(\nu, \nu_0)} = \frac{k_m}{K_g(\nu_0, \nu)} = \frac{\gamma}{L K_g(\nu_0, \nu_0)}$$

pour les gaz dont les raies sont du types Doppler, la relation

$$G_P = \frac{2}{\Delta\nu} \sqrt{\frac{L \eta^2}{\pi}} = \frac{0,939}{\Delta\nu}$$

perm et d'ecrire

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 = N_1 = \frac{\Delta\nu}{0,939} \cdot \frac{\gamma}{L}$$

Remarquons que :

$$\Delta\nu = 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{m}} \nu_0$$

est donc proportionnelle à ν et que $K = \frac{\lambda_0^2 A_{21} g_2}{8\pi \eta^2 g_1}$

est proportionnelle à ν^{-2}

d'où l'inversion de population pour une raie Doppler est proportionnelle à ν^3 .

ETUDE DES CONDITIONS D'OSCILLATION LASER DANS LES GAZ

Dans un laser à gaz, le cycle complet de fluorescence met en jeu au moins quatre niveaux d'énergie. Appelons 1 le niveau fondamental, 2 et 3 les niveaux de la transition Laser. Soit N_i le nombre d'atomes par unité de volume sur le niveau i et g_i la multiplicité de ce niveau $g_i = 2j + 1$. On a vu qu'il y aura inversion de population si

$$\frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} > 0$$

Cette condition est nécessaire mais non suffisante dans un état stationnaire.

La population du niveau 2 augmente quand le niveau 3 se dépeuple par émission stimulée, mais aussi par d'autres processus; le niveau 2 est dépeuplé par de nombreux phénomènes qui donnent lieu à une vitesse de dépopulation globale R_2 alors:

$$\frac{dN_2}{dt} \geq N_3 \alpha_{32} - N_2 R_2$$

dans un état stationnaire $N_3 \alpha_{32} \leq N_2 R_2$ d'où

$$\frac{N_3}{N_2} \cdot \frac{g_2}{g_3} \leq \frac{R_2}{\alpha_{32}} \cdot \frac{g_2}{g_3}$$

Il y aura inversion de population quand:

$$\frac{N_3}{N_2} \cdot \frac{g_2}{g_3} \text{ est supérieur à } 1$$

donc
$$\frac{N_3}{N_2} \cdot \frac{g_2}{g_3} > 1 \Rightarrow \alpha_{32} \frac{g_3}{g_2} < R_2$$

Il faut donc réaliser un montage tel que la vitesse de décroissance globale du niveau 2 soit supérieure à une valeur minimale donnée par l'inégalité.

$$\alpha_{32} \frac{g_3}{g_2} < R_2$$

Le seuil d'oscillation est atteint quand la partie gauche de l'inégalité

$$\frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} > 0$$

est non seulement positif mais encore suffisamment grand pour composer les pertes instrumentales. D'après l'équation déjà vue:

où γ : coefficient de perte par unité de longueur L : Longueur de la cavité K : Coefficient d'absorption intégré

$$\frac{g_1}{g_2} N_2 - N_1 = \frac{1}{K g(\nu_0, \nu_0)} \times \frac{\gamma}{L}$$

permet d'écrire:

$$\frac{g_2}{g_3} N_3 - N_2 = \frac{1}{K g(\nu_0, \nu_0)} \cdot \frac{\gamma}{L}$$

Or $g(\nu_0, \nu_0)$ est la courbe d'absorption centrée sur ν_0 donc $g(\nu_0, \nu_0)$ est sa valeur crête. Or on sait que pour un gaz, la raie d'absorption est du type Doppler

la valeur crête $P = \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}}$

d'où
$$\frac{g_2}{g_3} N_3 - N_2 = \frac{1}{K g(\nu_0, \nu_0)} \frac{\gamma}{L} \Rightarrow \frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} = \frac{1}{g_2} \frac{\gamma}{L K}$$

or
$$K = \frac{N_0^2 \alpha_{31} g_3}{8\pi g_2}$$

$$d'o\grave{u} \frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} = \frac{1}{g_2} - \frac{1}{g_3} \frac{1}{L} \frac{1}{c} \sqrt{\frac{2\pi k T}{m}} \times \frac{8\pi g_2}{10^3 g_3}$$

$$\frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} = \frac{1}{L} \frac{8\pi}{10^3 g_3} \sqrt{\frac{2\pi k T}{m}}$$

m : masse de la moléculaire
 M : masse moléculaire
 N_0 : Nombre d'avogadro.

$$M = N_0 m$$

et on a encore $R = kN_0$ d'où $M = R m$

donc

$$\frac{N_3}{g_3} - \frac{N_2}{g_2} = \frac{1}{L} \frac{8\pi}{10^3 g_3} \sqrt{\frac{2\pi k R T_g}{M}}$$

qui est la condition de seuil pour un Laser à gaz.

$$R = N k = 8,317 \cdot 10^7 \text{ erg/mole degré}$$

T_g : est la température du gaz

On remarque qu'il est plus facile d'après la formule, toutes choses étant égales par ailleurs, de réaliser la condition de seuil pour les longueurs d'onde les plus grandes.

I - ABSORPTION NEGATIVE DANS LES GAZ/- Etude Qualitative -

Le phénomène d'Emission stimulée dans les Gaz, comme dans les solides d'ailleurs, ne peut l'emporter sur les pertes que si l'on a réalisé une certaine condition qui peut s'exprimer de plusieurs façons comme on l'a vu : inversion de population, inversion de température, état d'absorption négative ou de température négative. C'est une condition de déséquilibre qui fait intervenir deux niveaux d'énergie dont le plus élevé est le plus peuplé.

Le Laser à Helium-Néon semble très simple mais ce n'est qu'une apparence, car les phénomènes mis en jeu dans les Lasers à gaz sont compliqués et de nombreux paramètres entrent dans la condition d'oscillation.

Le problème le plus difficile est de trouver quelle est la meilleure transition Laser à utiliser parmi tant d'autres possibles et quelles sont les conditions optimales.

La spectroscopie est plus simple dans les gaz que dans les solides. Les diagrammes des niveaux d'énergie des atomes sont plus simples que ceux des atomes plongés dans un réseau cristallin.

Les transitions non radiatives sont plus rares que dans les solides et quand elles existent, elles consistent en une conversion d'énergie par collisions. Il n'y a pas de bande d'absorption, c'est une grande simplification pour l'étude théorique ; mais le pompage est plus difficile à réaliser car le gaz n'absorbe que sur des raies isolées.

Il est donc difficile d'obtenir un pompage optique intense car il faudrait une source dont la raie d'émission coïncide avec la raie d'absorption du gaz ; aussi on utilise d'autres moyens pour exciter un gaz qui sont :

- excitation par bombardement électronique
- transfert d'excitation entre atomes par collision.

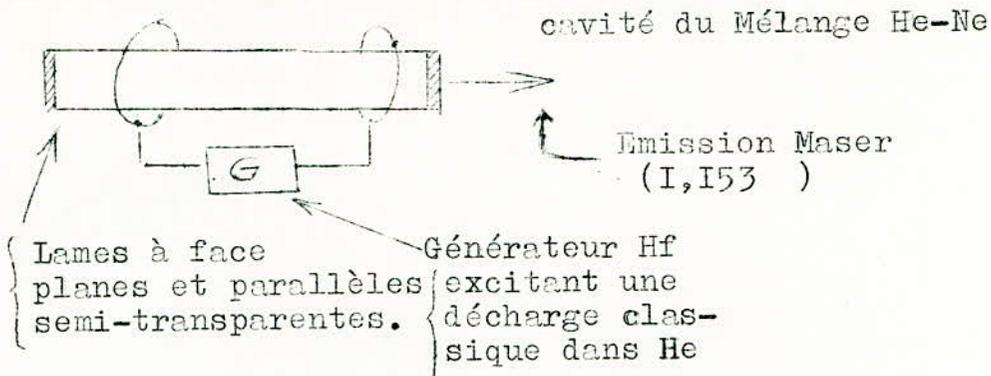
Il faut étudier donc le processus d'excitation et le processus de désexcitation car la retombée est un phénomène important dans le cycle de fluorescence.

- Etude du Laser à He-Ne -

Le Laser a été construit en premier par Javan, Bennet et Herriott en 1960, aux Bell Telephone Laboratoires. c'est un tube à décharge de 1 m de long, de diamètre intérieur 1,5 cm, rempli d'hélium à la pression de 1 tor et de néon à 0,1 tor. Des miroirs plans, réglés parallèles à quelques secondes d'arc, sont placés à l'intérieur du tube. On peut cependant utiliser des miroirs externes, mais il faut alors rendre très faibles les réflexions parasites sur les fenêtres de verre ou de quartz qui ferment le tube.

Le tube est fermé avec des glaces planes orientées sous l'angle de Brewster.

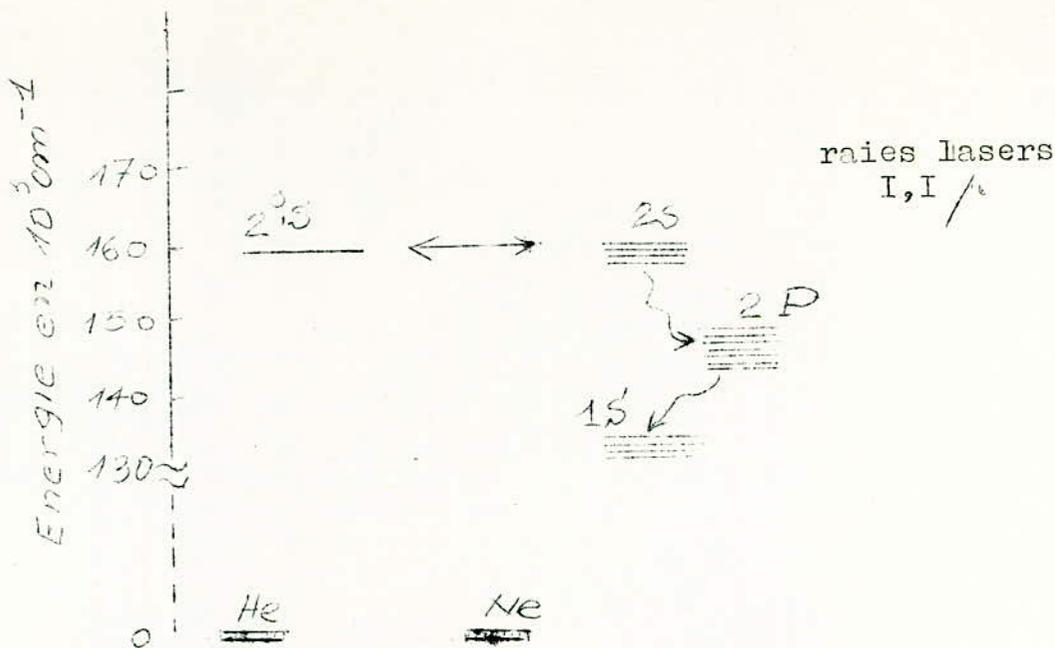
Le générateur HF fonctionne dans la gamme 25 à 30 MHz, il travaille généralement à 27 MHz et sert à établir une charge électrique dans le gaz. On peut tout aussi bien utiliser une décharge continue, la transition Laser a lieu entre atomes de néon ; la présence de l'hélium aide à établir l'inversion de population dans le néon.



MÉCANISME DE L'INVERSION DE POPULATION
DANS LE LASER Hé- Né

Grâce à un circuit Hf auxiliaire on excite une décharge dans le mélange He-Ne ; les électrons accélérés par la décharge, excitent les atomes d'Hélium et les portent sur un niveau supérieur 2^3S situé à 19,81 eV au dessus du fondamental. L'état 2^3S de l'hélium est métastable, la transition directe vers l'état fondamental singulet est interdite, mais l'atome d'hélium peut passer à cet état par l'intermédiaire d'un processus de collision électronique. Quand les atomes d'hélium à l'état 2^3S choquent des atomes de néon à l'état fondamental, il peut y avoir transfert d'énergie vers les atomes de néon qui vont alors sur l'un des états $2S$, dont le plus élevé est à environ 300 cm^{-1} au dessous du niveau 2^3S de l'hélium. Des transitions radiatives ont alors lieu entre les niveaux $2S$ et $2P$. Les niveaux $2P$ peuvent être moins peuplés que les niveaux $2S$, car il n'y a pas de transfert d'énergie entre les niveaux $2P$ et l'hélium. On peuple ainsi un des niveaux supérieurs du néon en passant par l'intermédiaire d'un "troisième niveau" appartenant à un autre atome.

La condition d'inversion de population dépend des proportions des atomes He et Ne dans le mélange, et de la température électronique. Heureusement, les niveaux $2P$ ne sont pas saturés car les transitions vers les niveaux $1S$ sont permises. L'inversion dépend de nombreux facteurs : excitation de l'hélium, vitesses de retombées (qui sont fonction des pressions partielles des gaz), puissance de la décharge, rayon du tube (à cause des collisions des atomes excités avec les parois).



Niveaux d'énergie de He-et Ne mis en jeu dans l'effet Laser sur $I, I / \mu$

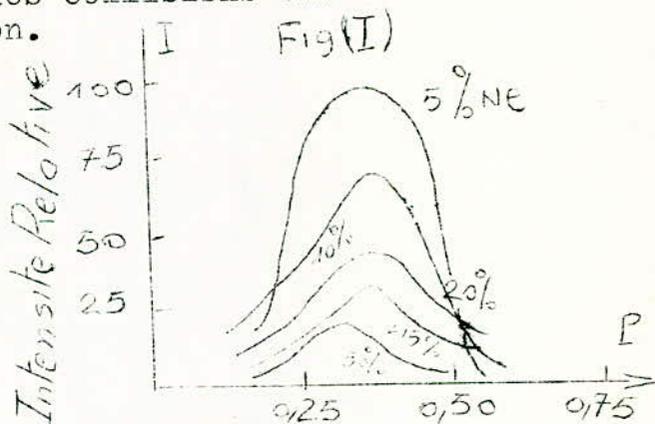
L'excitation du néon par transfert d'énergie rend plus facile la réaction de l'amplification dans le néon. Mais cette méthode n'est pas indispensable.

On peut réaliser une absorption négative dans le néon pur et dans tous les autres gaz à la seule condition que la densité électronique dans la décharge soit maintenue à un niveau suffisant et que la pression du gaz et les dimensions du tube soient choisies de manière à réaliser une surpopulation sur un niveau. L'addition d'hélium facilite le processus car il augmente la densité électronique dans la décharge ; en effet, les collisions sur les atomes métastables favorisent l'ionisation.

Il ne faut pas conclure que l'addition de He soit un procédé universel pour faire fonctionner un Laser au néon sur n'importe quelle fréquence.

Les figures (I) et (II) montrent comment varie l'intensité de deux raies Lasers du néon en fonction de la composition du mélange He-Ne et de la pression.

La raie $1,96 / \mu$ est beaucoup plus intense pour un mélange de 5 % de néon et I_{max} est obtenue pour $P = 0,35$ torr. La raie $2,10 / \mu$ atteint au contraire son maximum pour le néon pur à la pression de 0,11 torr.

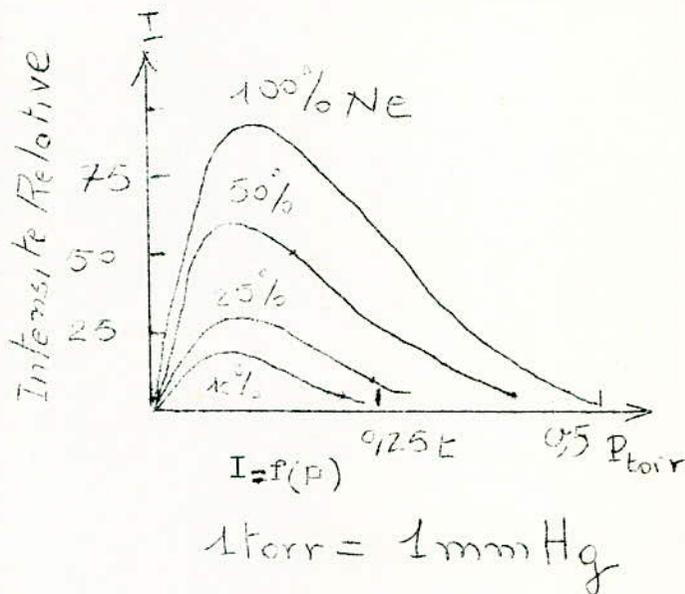


Pression totale en Torr
Variation de l'intensité de la raie : $1,9574 / \mu$ ($3P_4 \rightarrow 2S_5$) du néon en fonction de la pression pour différent % de He-Ne

Les Lasers aux gaz rares fonctionnent généralement en continu et émettent dans l'infra-rouge, la plupart des raies observées sont dans la gamme I à 3,5 μ . Une exception bien connue : la raie 6328 Å du Laser He-Ne est située dans le visible.

Les ions des gaz rares émettent aussi en Laser dans la gamme 2600 Å à 8000 Å . Les Lasers ioniques sont excités par collisions successives pour avoir un ion Ne^+ excité et trois collisions pour produire un ion Ne^{++} excité.

Si les puissances d'excitations des Lasers atomiques est faible de 20 à 80 watts, les lasers ioniques demandent au contraire plusieurs milliers de watts pour être excités. Aussi on réalise les émissions de ces Lasers en impulsions avec une fréquence de répétition, suffisamment faible. Il faut remarquer aussi que certaines de ces raies ne peuvent être obtenues qu'en impulsion car l'inversion de population ne peut être réalisée de façon permanente, du fait que les temps de retombées étant tels qu'il y a encombrement sur le niveau inférieur de la transition Laser.



II H A P I T R E I V -

TABLESSITION EN FREQUENCE

--oJo--

STABILISATION EN FREQUENCE

D'UN LASER A GAZ

---oo0oo---

- Le But de la Stabilisation -

Le but de la stabilisation de fréquence d'un laser à gaz est de produire un rayon monochromatique à une fréquence connue, à l'intérieur du profil Doppler d'une raie d'émission naturelle. Cette fréquence ne doit pas être influencée par le milieu extérieur et doit pouvoir être obtenue de façon reproductible. Ces conditions sont nécessaires pour obtenir un étalon de fréquence. Car peu après le développement du premier laser à gaz le problème de la stabilisation s'est posé quand on a envisagé l'utilisation du laser dans certains domaines comme les télécommunications, la spectroscopie et la métrologie. Cependant, en métrologie, la stabilité du Laser n'est pas suffisante pour qu'on utilise sans stabilisation.

- Instabilité de la Fréquence -

A / Définition de la stabilité : elle est définie comme suit

$$S_\nu(\tau) = \frac{\nu_c}{\Delta \nu_c(\tau)}$$

ν_c est la fréquence moyenne engendrée par le laser et $\Delta \nu_c(\tau)$ est la fluctuation de ν_c durant le temps d'observation τ . Il est habituel de préciser la stabilité d'un Laser en précisant si c'est une stabilité à long terme ou à court terme.

On définit encore la quantité R_ν qui est reliée à la stabilité en fréquence

R_ν est donnée par
$$R_\nu = \frac{\nu}{\Delta \nu}$$

R_ν décrit la précision avec laquelle la fréquence peut être reproduite une fois la génération est perturbée puis réajustée.

Remarquons que R_ν est la stabilité de fréquence sont synonyme en vertu de la relation.

$$\frac{\lambda}{\Delta \lambda} = - \frac{\nu}{\Delta \nu}$$

B / Stabilité à long terme d'un LASER A GAZ

La Stabilité à long terme de la fréquence du Laser est surtout déterminée par la stabilité du résonnateur Fabry-Pérot et l'on peut voir cela d'après l'équation donnée par Townes.

$$\nu_L \simeq \nu_c + (\nu_a - \nu_c) \frac{\Delta \nu_c}{\Delta \nu_a} \quad \nu_c: \text{fréquence d'oscillation}$$

ν_a : fréquence de résonance de la transition atomique $\Delta \nu_c$ et $\Delta \nu_a$ sont respectivement la demi largeur à mi-maximum de puissance de la cavité et de la résonance atomique.

Cette équation s'applique quand :

$$|\nu_a - \nu_c| \ll \Delta \nu_c + \Delta \nu_a \quad \dots/\dots$$

et comme on a habituellement dans le domaine optique

$$\Delta \nu_c \ll \Delta \nu_a$$

La fréquence d'oscillation est avec une bonne approximation égale à

$$\nu_c = \frac{qc}{2L}$$

c : Vitesse de la lumière, L longueur, entre miroirs du Laser, n indice de réfraction q : nombre de demi longueur d'onde sur L !

Pour que le laser fonctionne à la résonance atomique, il faut ajuster la fréquence du résonateur pour que sa fréquence soit égale à la fréquence de résonance atomique. La précision avec laquelle cela peut être faite dépend du coefficient Q de la résonance atomique qui pour les lasers visibles est de 10^6 . C'est surtout pour cela que la stabilité de fréquence à long terme, supérieure à 10^{+10} est difficile à réaliser!

D'après Javan et Townes, l'instabilité $S_{\nu}^{-1}(\tau)$ est donnée par :

$$S_{\nu}^{-1}(\tau) = S_{\nu}^{-1}(\tau) = \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta n(\tau)}{n}$$

$S_{\nu}^{-1}(\tau)$ est donc égale à la somme des variations relative de L et de n

L : longueur du résonateur

n : indice de réfraction.

Les changements de température ambiante sont surtout responsables de la variation sur L !

Pour un changement ΔT de la température,

$\frac{\Delta L}{L}$ est simplement $\alpha \Delta T$ où α est le coefficient d'expansion thermique, ainsi pour $\alpha = 910^{-7}/^{\circ}\text{C}$ on a une stabilité de 10^8 pour une variation ΔT de 10^{-2}°C

en effet $S_{\nu}^{-1}(\tau) = \frac{\Delta L}{L} = 10^{-2} \cdot 910^{-7} = 910^{-9} \approx 10^{-8}$
donc $S_{\nu} = 10^8$

Dans un laser à miroir externe, les changements de température ambiante, de pression et d'humidité ont pour effet de changer n et par conséquent la longueur optique du résonateur ; ce qui contribue à la déviation à long terme de la fréquence de résonance de la cavité. Ces effets et leur grandeur sont résumés dans le tableau qui suit.

Les lasers à miroirs internes sont cependant relativement insensibles à la pression atmosphérique et aux changements de l'humidité

Les variations dans les positions des fenêtres de Brewster dues aux Vibrations, ou au fléchissement du tube de décharge, représentent une autre source d'instabilité.

Le chemin optique à travers chaque fenêtre est

$$b = n_w e / \cos \gamma$$

$n_w e$ est l'épaisseur optique de la fenêtre et γ est l'angle de réfraction intérieur alors :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_L} = \frac{2e}{n_w L} \cdot \frac{\Delta \gamma_B}{\sin \gamma_B}$$

$n_w L$ est le chemin optique entre les fenêtres de Brewster.

γ_B est l'angle de Brewster défini par

$$\gamma_B = 90^\circ - \gamma$$

Pour : $e = 0,1 \text{ cm}$

$$n_L = 61 \text{ cm}$$

$$n_w = 1,5$$

$$\sin \gamma_B = 0,83$$

$$\gamma_B = \pm 5 \cdot 10^{-6} \text{ rad}$$

T A B L E A U

INSTABILITE DES LASERS A GAZ DUE AUX VARIATIONS ATMOSPHERIQUES
TEMPERATURE ET PRESSION POUR UNE CONDUITE D'AIR Q EGALE A UNE
FRACTION DE LA LONGUEUR DE LA CAVITE. -

-----0000000-----

Source d'Instabilité	$\Delta \lambda / \lambda$	Amplitude de la Constante	REMARQUES
Expansion thermique de la cavité	$\alpha \Delta T$	$\alpha = 9 \cdot 10^{-7} / ^\circ C$	Miroir espaces de 56 cm.
Température atmosphérique	$q \beta_T \Delta T$	$\beta_T = 9,3 \cdot 10^{-7} / ^\circ C$	pour $T = 20^\circ C$ $p = 760 \text{ torr}$ $h = 8,5 \text{ torr}$ $\lambda = 6330 \text{ \AA}$
Pression atmosphérique	$q \beta_p \Delta p$	$\beta_p = 3,6 \cdot 10^{-7} / \text{torr}$	
Humidité	$q \beta_n \Delta h$	$\beta_n = -5,7 \cdot 10^{-8} / \text{torr}$ de vapeur d'eau	

$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \pm 2 \cdot 10^{-8}$
d'un laser rigide.

ce résultat met en valeur l'importance d'un montage

C/- Stabilité à court terme d'un Laser à Gaz -

La stabilité à court terme est déterminée par la largeur spectrale de la radiation émise par un laser.

Cette largeur de la raie est due aux bruits spontanés, c'est-à-dire à l'émission spontanée qui a pour effet d'introduire un élargissement pour chaque oscillation Laser donnée par :

$$2\delta = \frac{8\pi h\nu}{P(\Delta\nu_c)^2}$$

P : puissance pour le mode considéré

$h\nu$: énergie d'un quantum de radiation

$\Delta\nu_c$ est la demi-largeur à mi-hauteur de la résonance de la cavité à la fréquence ν

Pour un laser de 1 m de long fonctionnant à $1,15/\mu$ pour une transition au néon on a approximativement :

$$\frac{\Delta\nu_c}{\nu} = 10^{-8} \quad P = 10^{-3} \text{ W} \quad \nu \approx 310^{14} \text{ Hz} \quad \text{et} \quad 2\delta < 10^{-14}$$

Cette largeur théorique de la raie correspond à une limite quantique ; la limitation en stabilisation devrait donc être de l'ordre de 10^{-15}

En fait, il y a une autre limitation physique qui donne un élargissement supérieur et qui est due aux vibrations thermiques des éléments fixant les miroirs.

Cet effet donne :

$$\frac{\delta'}{\nu} = \sqrt{\frac{2KT}{YV}}$$

k : k de Boltzmann = $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ ou $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$

h : $6,62 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$

Y : module de young des supports

V : Volume des supports.

Pour un laser analogue au précédent on trouve

$$\delta' \text{ de l'ordre de } 3 \cdot 10^{-14}$$

donc :

$$\frac{\delta'}{\nu} = 10^{-14}$$

On a constaté expérimentalement que le battement entre deux lasers reste stable à 30 Hz près, durant quelques dizaines de millisecondes.

Cela indique que les fluctuations à court terme sont de l'ordre de 20 Hz pour un laser lorsque toutes les précautions sont prises vis à vis des bruits des vibrations, des variations de températures.

Remarquons qu'une constance de 10^{-9} \AA des miroirs permet d'obtenir une fluctuation de l'ordre de 20 Hz pour une longueur de 1 mètre de la cavité laser.

Si l'écartement des miroirs est contrôlé par les barres en Invar de coefficient de dilatation 10^{-5} par degré, cela donne une stabilité à court terme pour la température de 10^{+7}

Ces fluctuations étant très faibles, il semble qu'on puisse arriver à une limite de l'ordre de :

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = 10^{-13}$$

.../...

---oo000---

A / - Fluctuation à Court Terme de la Fréquence -

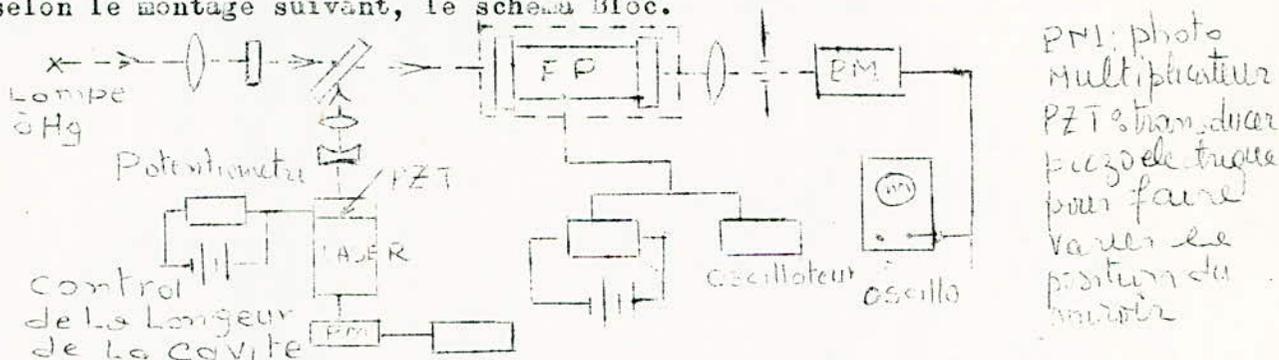
Pour examiner la monochromaticité des Lasers, il est évident qu'on doit minimiser les variations de la longueur de la cavité. (Javan et Al.) ont minimisé les variations de la cavité en hétérodynant la lumière de deux modes dans le même lase He-Ne. La largeur spectrale de la fréquence de battement a été trouvée moins grande que 2 Hz sur une période de quelques secondes.

Dans une autre enquête, sur la pureté spectrale, Javan et Al ont utilisé deux lasers fonctionnant librement chacun opérant sur un seul mode, et pourvus d'excellentes isolations thermiques et acoustiques dans des conditions de laboratoire très spéciales, ils ont pu obtenir pendant une durée de quelques dizaines de milli-secondes, une variation de la fréquence inférieure à 20 Hz soit une stabilité de 10^{+13} ce qui représente 10 fois la limite des fluctuations thermiques.

- La stabilité des lasers de puissance (5W et 45 W) au CO₂ a été étudiée par Brandewre et Al. Ces lasers utilisaient des gaz liquides et étaient par conséquent sujets à des vibrations de la pompe d'alimentation. La largeur de la ligne de radiation du laser au CO₂ a été trouvée inférieure à 710 Hz avec un taux de déviation de 100 K Hz/Δ

B / - Stabilité à Long Terme -

La mesure de la stabilité de la longueur d'onde absolue d'un laser à gaz He-Ne qui fonctionne librement a été faite par Mielenz en utilisant une comparaison interférométrique directe avec une lampe standard Hg¹⁹⁸ selon le montage suivant, le schéma Bloc.



Mesure de la stabilité de la longueur d'onde absolue d'un Laser oscillateur à Gaz (He-Ne) par comparaison interférométrique directe.

La lumière diffusée par une lampe Hg¹⁹⁸ est collinée à travers un filtre d'interférence pour isoler la raie verte de 5460 Å. Un verre plat incliné à 45 % par rapport à l'axe optique transmet la plus grande partie de la lumière dans l'étalon.

La lumière Laser est déviée par des lentilles divergentes puis convergentes et est acheminée vers l'étalon qui est placé parallèlement à la lumière du Mercure. The etalon spacer est composé d'un tube en céramique prézoélectrique. Il est relié à des sources variables AC et CC afin de mesurer. De la frange de l'étalon de Hg d'un bout à l'autre, la longueur d'onde du laser est ajustée en variant manuellement le voltage relié à miroir spacer prézoélectrique.

La déviation de la longueur d'onde du laser observée est de $3 \cdot 10^{-8}$ /mm en accord avec l'instabilité prévue et due à l'agitation thermique.

.../...

Un Laser simple He-Ne travaillant sur 0,63 μ a été développé avec dans l'esprit certaines exigences de la métrologie, afin d'être utilisé dans les mesures physiques sans un calibrage trop fréquent, qu'il soit simple et que l'on puisse compter sur lui pendant le fonctionnement et qu'il ait un nombre minimum de réajustement.

Le Laser se compose d'un capillaire de 9 cm de long de 1,5 mm de \varnothing relié à des bulbes de 25 mm à chaque bout. Les réflecteurs sont 13 couches de MgF_2 -Is amalgamées sur des sous-couches de quartz dans les bulbes terminaux de manière à ce que le Laser constitue une pièce de silicate d'un seul tenant.

Le Laser entier est mis dans un bain d'huile dont la température est maintenue à $\pm 0,01^\circ C$. Ce qui revient à contrôler la cavité en silice donc sa longueur. Et par conséquent, la stabilité obtenue est de $S_v = 2 \cdot 10^8$

En pratique, le contrôle n'est pas aussi bon que cela. car par comparaison interférométrique de Laser la lampe standard K_2^{86} , la stabilité obtenue est de $2 \cdot 10^7$.

Mais en utilisant un système compensateur de la variation de température, ce laser donne maintenant une stabilité de $2 \cdot 10^8$ par jour.

Un genre de Laser dont la fréquence est déterminée par la résonance atomique plutôt que par l'interféromètre est obtenu par élimination des miroirs interférométriques.

On a trouvé que pour un laser à rubis de ce genre travaillant en pulse on obtien une instabilité de la longueur d'onde égale à $2 \cdot 10^{-7}$.

LES LASERS CONTROLÉS EN FREQUENCE

PAR UN SYSTEME DE SERVEAU (SERVO) MECANISME

---000---

Dans le cas d'un Laser fonctionnant librement, la stabilité à long terme est réalisée en faisant travailler ce Laser dans un milieu dont la température est contrôlée. Pour améliorer la stabilité à long terme, on introduit un système automatique qui réajuste à chaque variation, la longueur de la cavité. La variation de fréquence est convertie en un temps variable ou en un signal d'erreur modulé. L'amplitude et la phase de ce signal d'erreur traduit l'amplitude et le signe de la déviation de fréquence. Après une amplification convenable, le signal d'erreur est utilisée pour amener la fréquence de l'oscillateur à sa fréquence centrale ν_0

Il est clair que la stabilité à long terme du servo-mécanisme n'est pas meilleure que la stabilité de la fréquence. Aussi la réponse à long terme du système aux fluctuations à court terme dépend du système de contrôle. Si par exemple l'excursion de fréquence du Laser s'étend à ν_{max} , la bande du système de contrôle doit donc s'étendre à ν_{max} pour avoir un gain appréciable.

A/ - LES SYSTEMES DE CONTROLE BASES SUR LA RESONNANCE ATOMIQUE -

Les projets de stabilisation qui ont été développés, utilisent comme descripteur, soit la résonance atomique, soit un résonateur extérieur, soit les deux à la fois.

On considère ici les premiers Lasers servo-contrôlés utilisant la résonance atomique comme référence.

Une théorie édictée par Lamb a montré que dans les Lasers à Gaz la puissance de sortie est fonction de la fréquence et s'écrit de la façon suivante :

$$W(x) = W_0 \frac{1 - F(x) e^{-x^2}}{1 - F(0)} \cdot \frac{1 + a^2 x^2}{1 + b^2 x^2}$$

où $x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu}$, ν_0 est le centre du Profil Doppler.

$\Delta \nu = \frac{1}{\sqrt{2}} \Delta \nu_D$ où $\Delta \nu_D$: est la demi-largeur du Profil Doppler.

$a = \frac{\Delta \nu}{\gamma}$ où γ : durée de vie de l'état excité.

b : est dépendant de a et des caractéristiques de la décharge.

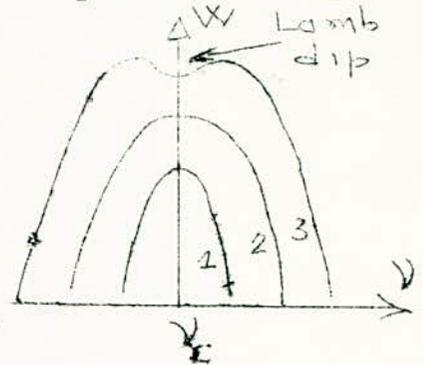
$F(x)$ varie très peu dans le domaine de fréquence considéré.

La figure suivante montre qu'un creux peut se produire au centre de la courbe de puissance -- c'est le cas si :

$$F(\omega) < I + \frac{I}{a^2 - b^2}$$

C'est-à-dire dans des conditions de puissance plus élevées pour que les courbes soient symétriques il faut utiliser un gaz isotopiquement pur.

Le "Lamb dip" trouve son explication dans le fonctionnement même du Laser : Si la cavité résonnante impose une fréquence différente de la fréquence centrale ν_0 du profil Doppler, les atomes contribuant à l'émission Laser sont animés d'une vitesse v , telle que la fréquence émise soit ν et non ν_0 . La fréquence ν_0 correspond à une vitesse nulle.

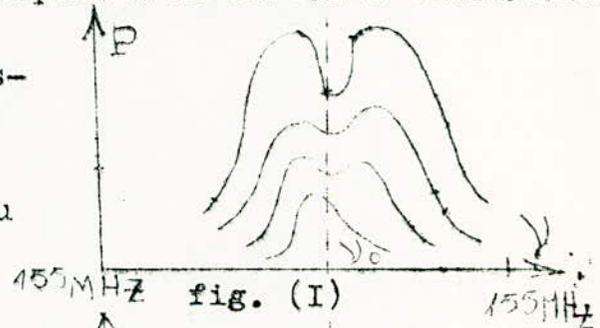


Par raison de symétrie, les atomes de vitesse $-v$ contribuent également à l'émission Laser. Si l'on représente les répartitions des atomes non pas en vitesse mais en fréquence, on obtient bien entendu le Profil Doppler. L'émission Laser creuse dans ce profil deux trous symétriques par rapport à ν_0 . Le Lamb dip est provoqué par le rapprochement des trous qui arrivent à avoir une partie commune si ν est suffisamment voisin de ν_0 .

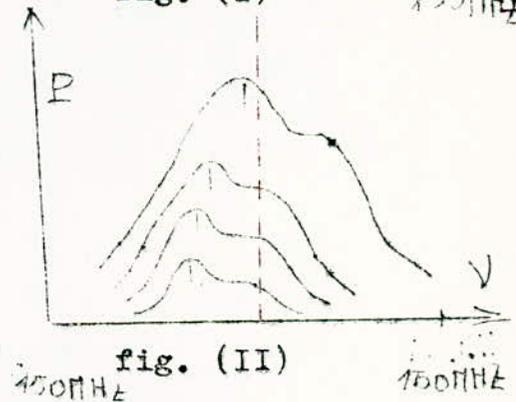
La figure (I) suivante montre la puissance de sortie en fonction de la fréquence d'oscillation pour un Laser He-Ne contenant un échantillon enrichi isotopiquement avec 99 % N^{20} .

Chaque courbe de cette figure correspond à un niveau d'excitation différent du tube de décharge.

On remarque que la fréquence correspondant à la puissance minimale de la crevasse est relativement indépendante de la puissance de sortie et du niveau de l'excitation du tube de décharge.



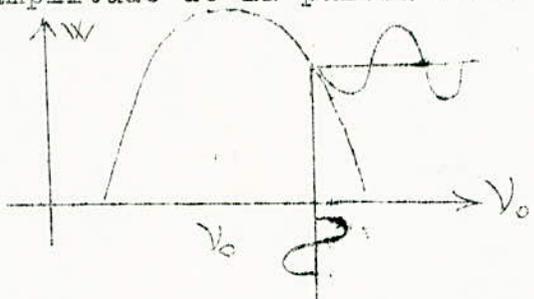
La figure (II) représente la puissance de sortie du laser (He-Ne) avec une abondance isotopiquement normale ($Ne^{20} = 91\%$, et $Ne^{22} = 9\%$). On remarque ici qu'il n'y a pas de fréquence caractéristique indépendante du niveau de puissance.



P R I N C I P E D E **√** T A B I L I S A T I O N B A S E
 S U R L A F O R M E D U P R O F I L D E $P = f - (\nu)$ E T S U R L ' E X I S T A N C E D U L A M B - D I P
 -----0000000-----

I - Modulation d'Amplitude du Rayonnement LASER -
Expérience de ROWLEY et WILSON

Si on module la longueur de la cavité Laser, on module l'amplitude de la puissance de sortie suivant la figure (III) qui donne la puissance de sortie en fonction de la fréquence, une modulation de la longueur de la cavité donc de la fréquence provoque une modulation d'amplitude de la puissance de sortie.



On constate un changement de phase de 180° du signal modulé lors du passage au sommet de la puissance. La fréquence fondamentale passe par un minimum et le premier harmonique par un maximum. Cela n'est valable que très près du seuil d'accrochage, c'est-à-dire pour une puissance Laser très faible.

Dans leur expérience, Rowley et Wilson montent un miroir sur une armature d'électro-aimant. La bobine de ce dernier est parcourue par un courant continu constamment réajusté pour maintenir constante la longueur de la cavité Laser.

Un faible courant alternatif de 350 Hz assure la vibration du miroir provoquant une modulation de la puissance de sortie détectée par une photodiode. On obtient ainsi, après amplification, comparaison de phase et redressement un courant que l'on envoie dans la bobine de l'électro-aimant. Le gain de la boucle de contre réaction détermine l'excursion en fréquence du Laser.

La stabilité atteinte par ce procédé, le premier à avoir été mis en oeuvre est de 2×10^{-6} sur la raie de $0,6328 \mu$. La longueur d'onde a été mesurée d'une façon précise par comparaison avec la raie orange du krypton 86. (dans le vide, la raie du néon a pour longueur d'onde $6329,9141 \text{ \AA}$)

On remarque que cette méthode implique pour l'émission Laser un profil d'intensité de forme parabolique. Cela n'est vrai qu'au seuil d'excitation. Pour des puissances plus grandes, la forme de ce profil est différente, comme on l'a vu.

II - Stabilisation de Fréquence Basée sur l'Existence du "Lamb Dip"

La modulation selon l'axe principal OZ de la longueur de la cavité oscillante donne les résultats suivants :

- une modulation suivant l'axe vertical O Y pour la position des miroirs.
- une modulation de la puissance de sortie à la fréquence F. Ce signal n'est sinusoidal : il contient les fréquences $2.f$; $3.f$, etc
 Plus/.....

Si on se place juste au-dessus de la condition d'apparition du Lamb dip ,
L'amplitude de ces harmoniques, donne, grâce à une détection synchrone, un signal
permettant de placer la fréquence du Laser au minimum central de la courbe de
puissance.

On montre qu'on peut corriger l'écart angulaire des miroirs à l'aide d'un signal
d'erreur dépendant de l'amplitude de la composante fondamentale.

Le premier harmonique (2 f) sert à corriger le courant d'alimentation; on a juste la
longueur optique de la cavité à l'aide du deuxième harmonique (3 f).

Description du montage

On maintient les miroirs par quatre barres en invar de 50cm de long, équipées de
trois enroulements pour effectuer le contrôle de leur longueur par effet
magnétostrictif. Ce montage proposé par Bennett permet d'agir suivant trois
perpendiculaires passant au centre du Laser. L'existence de trois enroulements permet
d'envoyer le même courant en valeur absolue sur chaque barre et d'avoir un
échauffement homogène.

Le tube est excité par une décharge HF au moyen d'électrodes externes. On module à
71 Hz sur l'axe OZ; axe du tube Laser. Le photomultiplicateur recevant le signal est
suivi de trois amplificateurs sélectifs qui séparent les composantes f; 2 f; 3 f.
Par l'intermédiaire de servomoteurs de potentiomètre, on contrôle le courant envoyé
dans les enroulements, de telle sorte que l'amplitude du signal fondamental corrige la
déviation angulaire des miroirs, l'amplitude du deuxième harmonique la longueur de la
cavité, le premier harmonique par l'intermédiaire d'un des modulateurs synchrones et d'un
amplificateur corrige le courant de l'alimentation Laser

Stabilisation Obtenue

Le temps de réponse des circuits sont de l'ordre de la seconde. Les caractéristiques
des servomécanismes donnent une limite de l'instabilité due à l'appareillage.

$$\frac{\delta \nu}{\nu} = 7 \cdot 10^{-11}$$

La meilleure stabilité obtenue a été de $0,16 \cdot 10^{-10}$ sur de longues périodes de temps
elle a été mesurée grâce à deux Lasers stabilisés indépendamment, l'un rempli de néon
20, l'autre de néon 22. Les deux Lasers sont modulés à la même fréquence et sont
stabilisés au centre de leur raie Doppler. Leur battement est $\nu_1 - \nu_2 = 3$; Les
fluctuations autour de cette fréquence correspondent au profil gaussien de largeur
347 KHZ pour 400 mesures. On a trouvé en étudiant ce battement que la R_y DE chaque
laser est de $2 \cdot 10^9$.

On a remarqué en plus que la fréquence du laser augmentait avec la pression de $4,1 \text{ mmHg/torr}$
par conséquent un changement de pression de 0,1 t du au dégagement du gaz
entraîne une variation de 10^{-9} de la fréquence.

Il est possible de maintenir entre deux Lasers indépendants une différence de fréquence fixe f_i . Il suffit en effet de mélanger les deux émissions sur un photo-détecteur et d'envoyer le signal sur un discriminateur MF, centré sur f_i . Le courant de sortie commande après amplification un élément piézoélectrique supportant le miroir d'un des lasers.

On utilise ici l'un des lasers comme oscillateur local. Bennett a employé le schéma ci-dessous, il a construit un discriminateur optique, sensible au déplacement en fréquence de l'émission Laser provoqué par la dispersion anormale lors d'une variation de gain du milieu amplificateur.

Conséquence de la Dispersion Anormale

L'émission Laser se produit à une fréquence ν très voisine de la fréquence ν_c de la cavité Pérot-Fabry. Le Profil Doppler de la raie centrée sur ν_0 impose un certain entraînement que l'on peut écrire de la façon suivante :

$$\frac{Q_c + Q_0}{\nu} = \frac{Q_c}{\nu_c} + \frac{Q_0}{\nu_0}$$

Q_c est le facteur de surtension de la cavité.

Q_0 celui correspondant au Profil Doppler.

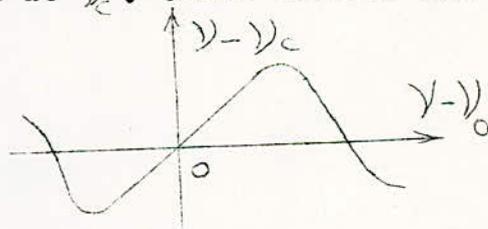
Cette formule valable dans le cas d'une raie homogène, n'est exacte que loin de ν_0 pour une raie d'un Laser à gaz qui est fortement inhomogène à cause de la présence des "trous".

On peut écrire la relation :

$$\nu - \nu_c = \frac{\delta \nu_c}{\delta \nu_0} (\nu_0 - \nu_c)$$

$\delta \nu_c$ et $\delta \nu_0$ sont les largeurs de raie de la cavité et du Profil Doppler.

Nous savons qu'il existe deux trous symétriques par rapport à ν_0 dans le profil Doppler. Il s'ensuit une modification importante qui tend, au contraire du phénomène précédent, à éloigner la fréquence du Laser de ν_0 . Cet effet répulsif peut devenir plus important que l'effet attractif précédent lorsque les trous ont une partie commune, et nous obtenons la courbe de la figure suivante qui donne les variations de $\nu - \nu_c$ en fonction de ν_c . Cette courbe est en fait une des représentations possibles de la variation anormale de l'indice optique du gaz en présence de l'émission stimulée.



On peut utiliser ce phénomène pour réaliser un discriminateur optique et amener automatiquement une émission Laser au centre du Profil Doppler.

{ Déviation de la fréquence Laser en fonction de sa position par rapport à ν_0 fréquence centrale du Profil Doppler.

La variation de $\nu - \nu_c$ aux alentours de ν_0 fait intervenir la largeur H des trous et le gain du milieu amplificateur. Une modulation de ce gain G provoque donc une modulation de fréquence $\delta \nu$. Bennett donne la relation suivante :

$$\delta \nu \approx \frac{c}{2\pi H} \left[1 - 0,94 \frac{H}{\delta \nu_0} \right] (\nu - \nu_0) \frac{l}{L} \delta G$$

où $\frac{l}{L}$ est le rapport de la longueur du milieu actif à l'intervalle entre miroirs.

Cette modulation de fréquence, nulle lorsqu'on est au centre de la raie, donne après discrimination, un signal utilisable pour effectuer une stabilisation.

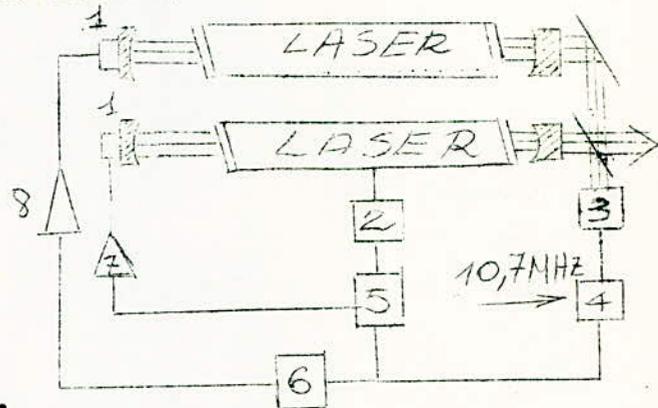
Expérience de W.E. BENNETT.

Ce dernier a utilisé deux lasers à He-Ne travaillant à $3,39\mu$ asservis à rester en fréquence à une distance de 10,7 MHz par l'intermédiaire d'un discriminateur M F.

On module le gain du Laser que l'on veut stabiliser au centre de la raie en faisant varier le courant de l'alimentation à 20 KHz. La composante continue issue du discriminateur permet de placer le deuxième Laser qui joue le rôle d'oscillateur local à 10,7 MHz du premier. On peut obtenir ce résultat avec une précision de 3 KHz. Le discriminateur fournit également une composante alternative. Celle-ci après amplification et comparaison de phase avec le signal modulant l'alimentation, fournit un signal d'erreur qui permet de contrôler la tension d'un élément piézoélectrique. Ce dernier corrige la longueur de la cavité.

Stabilisation de la fréquence du Laser par modulation du gain du tube.

- 1) : ceramique piézo-électrique
- 2) : Modulateur du Courant
- 3) : Détecteur
- 4) : Discriminateur à 10,7MHz
- 5) : Détecteur synchrone
- 6) : Détecteur de la composante continue.
- 7)8): Amplificateur de puissance.



Cette méthode a permis d'obtenir une stabilité en fréquence de 10^{+10} sur des périodes de huit heures.

Cette méthode où on module la densité électronique introduit directement une modulation de la longueur optique de la cavité à cause du changement de l'indice de réfraction du plasma. Il en résulte un déplacement de la raie Laser de 300 KHz. On peut réaliser un progrès en effectuant cette modulation par pompage optique du niveau inférieur de modulation. Ou bien par absorption d'un rayonnement super-radiant à $3,39\mu$. Ces deux perfectionnements peuvent permettre une modulation de gain d'amplitude notable au centre du Profil Doppler sans variation de la densité électronique du milieu amplificateur.

STABILISATION / UTILISANT

UNE ABSORPTION ELECTIVE

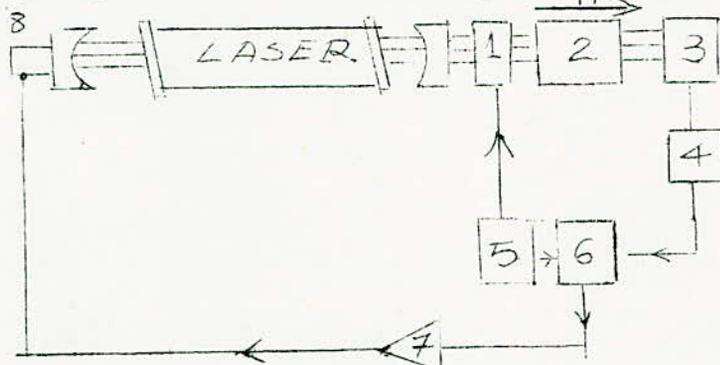
On peut utiliser un discriminateur de fréquence très sensible grâce à l'absorption du rayonnement Laser dans une cuve contenant le même gaz soumis à un champ magnétique.

sachant qu'une onde polarisée circulaire droite n'a pas la même absorption qu'une onde circulaire gauche, sauf au centre de la raie Doppler en l'absence de champ magnétique, l'émission Laser $0,6328\mu$ est envoyée dans une cuve de néon après passage dans un élément polariseur qui est un quart d'onde électro-optique (K.D.P.). On lui applique un signal alternativement positif et négatif qui permet de transformer la polarisation rectiligne du Laser successivement en polarisation circulaire droite puis gauche. La cellule placée après la cuve d'absorption enregistre une tension qui constitue le signal d'erreur que l'on applique sur un élément piézo-électrique, supportant un des miroirs du Laser.

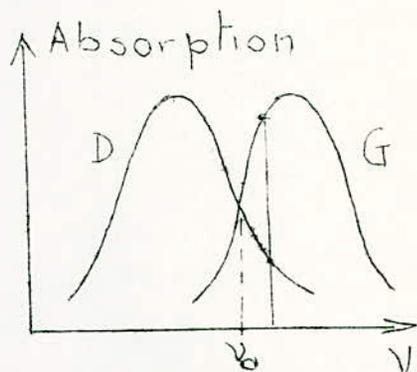
On utilise en fait une détection synchrone de façon à obtenir une discrimination de phase qui permettra d'agir dans le bon sens sur l'élément piézoélectrique.

On emploie du néon pur isotopiquement pour avoir un Profil Doppler symétrique. Ce montage a permis d'obtenir une instabilité à court terme de $2 \cdot 10^{-9}$.

figure/: système de stabilisation utilisant une absorption dans un gaz soumis à un champ $H \cdot H$



Absorption



Courbes d'absorption en présence de champ magnétique.

- 1) : quart d'onde optique
- 2) : cuve d'absorption
- 3) : détecteur
- 4) : Ampli accordé
- 5) : modulateur de signaux
- 6) : détecteur synchrone
- 7) : ampli de puissance
- 8) : céramique piézo-électrique

B/- SYSTEMES DE CONTROLE SUR DES INTERFEROMETRES EXTERNES.

Les discriminateurs optiques sont divisés en deux groupes. Ceux basés sur l'interférence entre deux rayons retardés différemment ; et ceux qui constituent un résonnateur externe. Lipsett et Lee ont développé un système qui utilise deux miroirs sphériques formant un résonnateur desaxé qui fonctionne comme un discriminateur sensible à la longueur d'onde ; basé sur les propriétés de transmission de puissance plutôt que sur les propriétés de variation de phase.

.../...

Ce système ne réfléchit aucune lumière en direction du laser et il évite ainsi le glissement de la longueur d'onde dû aux réflexions parasites. Le signal d'erreur qui accorde le Laser en faisant déplacer l'un de ses miroirs à l'aide d'un amplificateur magnétique piézoélectrique, est obtenu sans aucune modulation d'amplitude du Laser.

Deux lasers He-Ne indépendants fonctionnant à 6328 \AA ont été stabilisés avec un interféromètre de référence commune.

En hétérodynant les deux sorties, et en étudiant le spectre de battement on a trouvé une stabilité de longueur d'onde de l'ordre de $5 \cdot 10^{-9}$. L'instabilité résiduelle est due surtout au bruit ambiant, qui module la séparation des miroirs sphériques. Un projet de stabilisation a été développé dans lequel l'un des miroirs du Laser est remplacé par un système de trois miroirs comme le montre la figure suivante.

On peut considérer que le réflecteur à trois miroirs comme un seul miroir à réflexion variable, ou une cavité à référence stable. Le système de contre réaction qui ne module pas l'amplitude de la sortie, ajuste le point de fonctionnement du Laser afin que P_2 produise dans le photo-tube une tension presque égale à la tension de référence, avec un montage pareil monté sur une table en ciment et les miroirs étant abrités des vibrations acoustiques, on a constaté que la fréquence du Laser est stable avec $S(\nu) = 10^{-9}$.

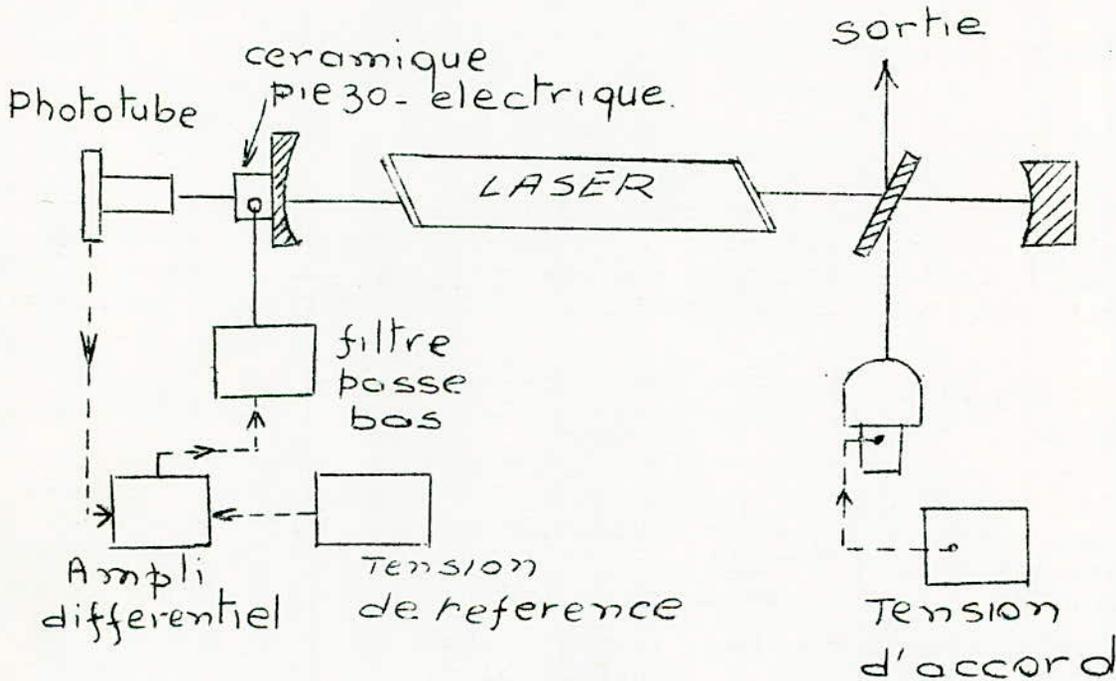


Diagramme de stabilisation de la fréquence d'un Laser He-Ne

.../...

RESUME DES DIFFERENTS RESULTATS

-----0000000-----

Les résultats obtenus avec un Laser He-Ne stabilisé sont résumés dans le tableau suivant.

Les Lasers I et 2 sont des Lasers fonctionnant librement, alors que tous les autres sont servo-contrôlés par un discriminateur.

Les systèmes à Laser 3 et 9 utilisent la résonance atomique comme discriminateur. 3 et 6 utilisent le profil du gain, 7 et 8 la caractéristique de dispersion et 9 le profil du gain fendu par un champ magnétique externe.

Le Laser 10 utilise à la place de l'un de ses miroirs un interféromètre. Les systèmes à Laser (II), 12 et 13 utilisent un discriminateur externe au Laser proprement dit.

On a utilisé trois méthodes pour déterminer la stabilité à long terme et la R_y des différents Lasers stabilisés.

1 - La comparaison interférométrique avec des lampes standard, cette méthode donne une stabilité absolue.

2 - En hétérodynant deux Lasers stabilisés séparément.

3 - En étalonnant la caractéristique du discriminateur. Ces deux dernières méthodes donnent une stabilité relative. Vu la diversité des méthodes de stabilisation, et des méthodes de mesure de la stabilité, ainsi que des intervalles différents de temps autour desquels la stabilité a été déterminée, ainsi que les conditions d'expérience différentes, tel que le contrôle de température, par exemple, il est difficile de savoir quelle est la méthode de stabilisation qui promet le plus. Cependant, le meilleur résultat montre sur le tableau suivant est de $4 \cdot 10^{10}$ pour le Laser 9.

En résumé les résultats obtenus sur la stabilité à long terme d'un Laser He-Ne indiquent que la stabilité de l'ordre de 10^8 à 10^9 par heure et plus pour des Lasers servo-contrôlés peut être obtenue, et qu'une stabilité de 10^7 par heure à $2 \cdot 10^8$ par jour peut être obtenue pour un Laser fonctionnant librement mais dont la température est contrôlée.

CARACTERISTIQUES DE STABILITE

DU LASER A GAZ : He-Ne

Longueur d'onde	Descriminateur	Stabilité à long terme	R_y	Méthode de Mesure
1) 0,633	sans descripteur	$3 \cdot 10^7$ par min.	$3 \cdot 10^7$	Comparaison interférométrique.
2) 0,633	" "	$2 \cdot 10^7$ par heure	$2 \cdot 10^7$	" "
3) 0,633		10^8	$3 \cdot 10^7$	" "
4) 1,15		$3 \cdot 10^8$	$2 \cdot 10^9$	hétérodyne
5) 0,633	Lamb dip	$5 \cdot 10$ par jour	10^8	
6)		$5 \cdot 10^7$ pour 800 heures	10^8	comparaison interférométrique
7) 3,39	caractéristique de dispersion	10^{10} pour 8 heures	-	descripteur étalonné
8)		10^9 par heure	-	hétérodyne
9) 0,633	profil du gain fendu par I champ magnétique	$4 \cdot 10^{10}$ par min.	-	descripteur calibré.
10) 0,633	miroir à réflexion variable	$2 \cdot 10^9$ par min.	-	descripteur calibré
11) 0,633	cellule externe d'absorption de He-Ne	10^9	-	hétérodyne
12) 0,633	Interféromètre extérieur	$5 \cdot 10^9$	-	hétérodyne
13) 0,633	absorption de He-Ne par une cellule et utilisation d'un interféromètre extérieur.	$5 \cdot 10^8$ par 20 min.	-	hétérodyne

DETERMINATION DE LA VALEUR ABSOLUE

DE LA LONGUEUR D'ONDE

Mielenz et Al ont comparé la longueur d'onde de transition $3S_2 - 2P_1$ de Ne dans quelques Lasers He-Ne, avec une lampe standard Kr^{86} dans des conditions de mesures précises, par le C.I.P.M. Ils ont utilisés un interféromètre de Pérot-Fabry tenu dans un **vacumètre** maintenu à la température de $20 \pm 0,02$ °c. Les résultats de ces mesures sont résumés dans le tableau suivant qui spécifie la méthode de stabilisation utilisée et les conditions de l'expérience, ainsi que la lampe standard utilisée.

GAZ	Pression	Méthode de stabilisation	Standard utilisé	Longueur d'onde en Å°
He-Ne	7 He : 1 Ne Pt = 2,5 torr	rien	Hg ¹⁹⁸	6329,9146
He-Ne	7 He : 1 Ne Pt = 2,5 torr	rien	Kr ⁸⁶	6329,9145 ± 0,0002
He-Ne	7 He : 1 Ne ²⁰ Pt = 3,8 torr	Lamb dip	Kr ⁸⁶	6329,9147 ± 0,0003
He-Ne	9 He ³ : 1 Ne ²⁰ Pt : 3,8 torr	Lamb dip	Kr ⁸⁶	6329,9138 ± 0,00006
He-Ne	9 He ³ : 1 Ne ²⁰	Lamb dip	Kr ⁸⁶	6329,91381 ± 0,00003
He-Ne	91 % Ne ²⁰ et 9 % Ne ²²	Mod. du gain	Kr ⁸⁶	6329,9141 ± 0,0003
Hg ⁺	He-I-2 ton	rien	Th	
Hg ¹⁹⁸				6151,1851 ± 0,0005
Hg ²⁰⁰				6151,1750 ± 0,0005
Hg ²⁰²				6151,1650 ± 0,0005

CHAPITRE V
MESURE DE L'ENERGIE ET DE LA PUISSANCE

DU LASER

---oOo---

INTRODUCTION

Le domaine du laser et ses applications en science, technologie, médecine, est tel que la nécessité des mesures précises des caractéristiques de radiation du Laser et particulièrement de l'énergie et de la puissance, est claire.

Pour déterminer quantitativement la précision d'une mesure, ou pour établir un standard, pour une mesure, d'expérimentateur doit soigneusement chercher toutes les erreurs systématiques et accidentelles de l'appareil jusqu'à ce qu'il soit sur que l'appareil fonctionne comme prévu et que des limites de fonctionnement peuvent être définies quantitativement.

Néanmoins peu a été fait qui correspond exactement à ces exigences bien qu'un effort considérable a été fourni pour développer des méthodes pour mesurer la sortie Laser.

Nous allons considérer toutes les méthodes de mesure utilisées et mettre l'accent sur les plus précises d'entre elles dans la mesure.

CONSIDERATIONS GENERALES

Les lasers ont été développés ce qui a pour conséquence un allongement de la gamme des longueurs d'ondes du sous multiple du millimètre et des possibilités de puissance allant de milliwatt à des dizaines de gigawatts.

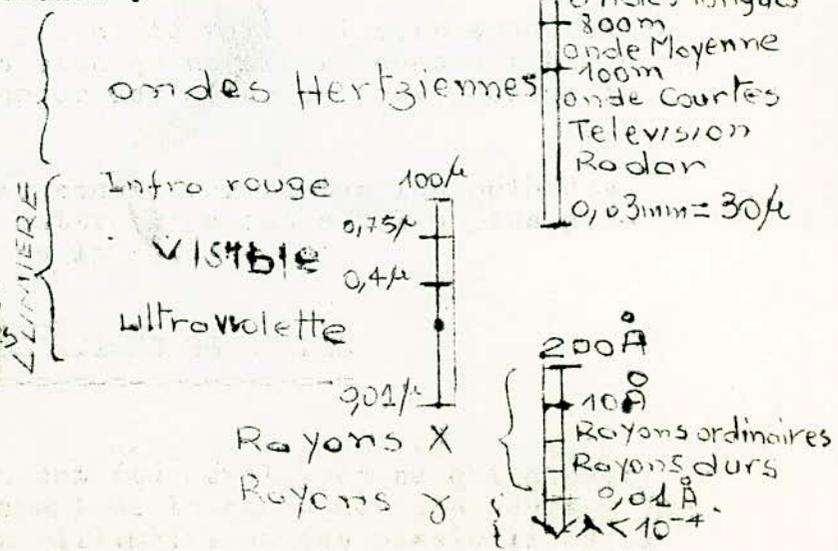
Il y a plusieurs type de Laser dont on aura a mesurer la sortie et qui sont :

CV /

PULSED /

Q - Switched and Modelocked :

Tableau
d'ensemble
des Radiations
Electromagnétiques



- Les Lasers C W (à gaz ou solide)

ont des sorties dans la gamme...!

de ⁻³ 10 à 10 ⁻³ Watts.

- Dans le cas des Lasers à impulsions de durée allant de ⁻³ 10 à 10 ⁻⁶ secondes,

on obtient des puissances de crête de plusieurs megawatts, et une énergie totale de sortie de plusieurs centaines de joules.

- Dans Q-Switched Laser Opération, Les impulsions de sortie sont en général de durée inférieure à 100 nanos secondes, avec des puissances de crête de l'ordre du gigawatt.

La largeur de l'énorme gamme de l'impulsion du Laser et les puissances de sortie compliquent énormément le problème.

Notons que la plupart des mesures de la sortie Laser et les plus précises ont été réalisées avec les Lasers C W et les Lasers à impulsion en opérant dans la région visible du spectre.

Les mesures les plus difficiles sont celles du " Mode Locked Laser " parce que la détermination directe de la forme du " Mode Locked " Laser n'est généralement pas possible à cause de la durée extrêmement courte des Impulsions.

La mesure de la Puissance du " Q-switch " peut généralement être effectuée par l'observation de la forme de l'impulsion avec de rapides détecteurs photo-électriques ou photo conducteurs, et la mesure de l'énergie peut être obtenue par intégration de la puissance dans le cas des Lasers à impulsion les photodétecteurs sont les plus employés.

On utilise une combinaison de dispositifs radio et des Lomètres pour augmenter la précision des Mesures.

A cause de la Puissance instantanée élevée du Laser, de nombreuses précautions sont nécessaires pour éviter la destruction des composants optiques et pour se maintenir à l'intérieur de la gamme linéaire des détecteurs.

Pour cela on utilise des atténuateurs.

LES DIFFERENTES METHODES DE MESURE.

La grande puissance de sortie disponible du Laser a engendré plusieurs techniques nouvelles de mesure, certaines utilisent la non linéarité des susceptibilités des cristaux ou bien la mesure de la polarisation et l'intensité du deuxième harmonique d'autres méthodes utilisent l'évaporation d'une quantité connue de matière, ou bien l'émission thermique d'une surface métallique dans le vide.

Idéalement les détecteurs devraient satisfaire aux critères suivants :

1°) La réponse doit être uniforme sur toute l'étendue de l'ouverture du récepteur.

2°) La réponse doit être indépendante de la direction de la lumière incidente de manière à réagir identiquement au faisceau Laser fortement parallèle, ou à la radiation issue de la source étalon.

3°) La réponse doit être linéaire de manière à ce que l'énergie issue de la source étalon relativement faible, et l'énergie reçue du Laser puissent être comparées à moins que le détecteur ; soit un dispositif dont la constante est connue théoriquement. Il faut calibrer le détecteur à la fréquence du Laser ceci peut se faire à l'aide d'une thermopile calibrée ou à l'aide d'une lampe standard dont on connaît la radiance énergétique spatiale.

SYSTEME DE MESURE DE LA PUISSANCE

Un système pratique et très utilisé, est celui où une cellule photo électrique sert de détecteur et dont le signal attaque un oscilloscope l'énergie se mesure en intégrant les impulsions de Puissance.

Pour les " Q Switched Laser" l'impulsion est très brève de l'ordre de 10 nano-secondes, aussi il faut faire attention au circuit utilisé en association avec le détecteur.

On utilise généralement la cellule à vide ou la photo-diode. Cette dernière est capable de mesurer des niveaux de puissance plus élevés. Quand on utilise des photo diodes il faut :

1°) que la surface sensible ne soit pas plus petite que la section du faisceau Laser si non il faut utiliser un écran diffusant pour réduire les erreurs résultants de la distribution non uniforme.

2°) Il faut remarquer que la sensibilité peut varier fortement non seulement, d'une cellule à l'autre mais aussi d'un pt à l'autre de la surface sensible.

L'étalonnage doit donc se faire individuellement et fréquemment

Une méthode nouvelle utilise le fait que dans les cristaux qui n'ont pas de centre de symétrie, un faisceau Laser intense produit une polarisation qui peut être mesurée par la tension électrique qui apparaît aux extrémités du cristal.

Cette polarisation est égale au produit de l'intensité lumineuse par la tenseur de susceptibilité pour l'effet électro-optique.

Cette méthode a été mise en oeuvre à l'aide d'un cristal de quartz.

Il y a différents type ont peut citer

- 1°) Les filtres atténuateurs sélectif
- 2°) Groupe de silicum.
- 3°) Sphère intégratrice (sphère d'Ulbricht)
- 4°) Un réseau de diffraction très précis.
- 5°) Reflexion diffuse sur un bloc d'oxyde de Mg par exemple.

Pour le 1°) on emploi un récipient rempli d'une solution absorbante à la fréquence du Laser.

POUR le 2°) La radiation Laser est absorbée complètement en produisant un grand nombre de paire electron trou qui se recombinent avec ou sans radiation.

Le faible rendement en radiation est suffisant pour actionner le photo-decteur. Le facteur d'atténuation est stable dans le temps.

Pour le 3°) La sphère intégratrice est une sphère ayant deux ouvertures, le rayon laser entre par l'une, subit différentes reflexions et sort par la deuxième ouverture.

Le facteur d'atténuation est donné par le rapport entre la surface du trou de sortie et la surface de toute la sphère.

Pour le 4°) Réseau de diffraction très précis.

V MESURE DE L' ENERGIE

Il existe plusieurs types de calorimètres utilisés dans la mesure de l'énergie le plus simple de ces calorimètres étudiés jusqu'ici consiste en un disque d'étain mince avec deux thermistances fixées au centre de la surface arrière. Pour augmenter l'absorption d'un disque en or la surface a été peinte en noir mais il suffisait d'une ou deux impulsions d'un Laser " Q Switched " pour éliminer complètement la peinture. Des surfaces noires de platine ou de Nickel électrolytique ce sont avérées plus résistantes mais demandent de nombreuses expositions à la lumière Laser avant que la surface se stabilise.

Une méthode pour accroître l'absorption est de donner aux matériaux une forme conique de manière à ce que se réfléchisse plusieurs fois l'onde incidente dans le cône; jusqu'à absorption totale. On utilise des cônes en métal noirci ou non et en charbon. Avec des éléments thermo-électriques associés à ces cônes, on mesure ainsi l'élévation de température du cône.

Les cônes en question sont montés sur les fils de verre fin dans une enceinte isolée thermiquement.

On peut aussi utiliser un dispositif fourni par une centaine de lames de rasoir en acier inoxydable disposées de manière à ce que les bords tranchants présentent un cône.

Une autre méthode consiste à envoyer le faisceau Laser dans une coquille métallique sphérique par un petit trou, la coquille est placée dans une enceinte sous vide pour réduire la perte de chaleur il faut faire attention et éviter les pertes par radiation.

Méthode utilisant un calorimètre liquide :

L'énergie absorbée se répartit dans tout un volume ce qui évite les erreurs qui peuvent produire les refroidissements par radiation localisée des récepteurs il est nécessaire d'attendre l'homogénéisation de la température avant de mesurer l'élévation de température.

Comme de la chaleur peut se perdre avant d'atteindre l'équilibre une erreur peut en résulter on l'évite. Dans le calorimètre en nid de rat.

Méthode utilisant un calorimètre en nid de rat.

Le faisceau lumineux est absorbé dans trois cent mètres de fil de Cu verni, bobiné en une balle qui est placée dans une enceinte isotherme. Les variations de résistance mesurent l'énergie indépendamment de la distribution volumique; de sorte qu'il ne faut pas attendre l'égalisation de température.

En bobinant un fil en nid de rat l'énergie incidente subit de multiples réflexions et de tout se comporte comme un corps gris on peut aussi bobiner le fil en une grille de manière à ne réfléchir qu'une fois le faisceau Laser; ce qui augmente la reproductibilité des résultats, on utilise aussi le pendule balistique. Toutes ces mesures sont précises à + 10 %

Mesures Précises :

Il y en a deux:

1°) Mesure utilisant le calorimètre à liquide :

Une cellule d'absorption épaisse de 3mm, le fond et les flancs sont en argent plaque or.

La solution est $CuSO_4$ ou $CuCl_2$; concentrée de manière à absorber 99,9 % de la lumière sur un trajet de 6mm;

La cellule est montée sur un support en fibre de verre à l'intérieur d'un bloc massif assurant la stabilité de la température. Le tout est à l'intérieur d'une boîte en aluminium noyé dans du styroform (polyterene expansé) qui est un bon isolant thermique.

Un thermocouple mesure l'élévation de température entre la cellule d'absorption et le bloc massif en (laiton ou bronze).

Pour calibrer le calorimètre on peut employer une résistance chauffante ou se fier à un calcul.

Ce calorimètre mesure des énergies de l'ordre de 300 joules maximum ou des puissance de l'ordre de 200 M Watt/cm².

Voir fig(I)

Méthode Radiométrique :

Le rayon laser est normalement incident sur un bloc de $MgCO_3$, et une petite partie est réfléchi à l'intérieur d'un récepteur (photo ou thermopile).

Le rapport de la puissance entrant dans le récepteur à la puissance initiale est

$$\alpha = \frac{B A \cos \theta}{\pi d^2}$$

A: Surface d'ouverture du Récepteur. B: Facteur de réflexion du $MgCO_3$ à l'angle θ
C: Distance du bloc $MgCO_3$ au récepteur. La quantité B a été mesurée à 20° par un goniophotomètre N.B.S. avec une lumière monochromatique de la même longueur d'onde que celle du laser.

Deux Positions du récepteur sont utilisées pour déterminer les erreurs systématiques; l'énergie d'une lampe calibrée pour une radiation spectrale passe à travers un filtre pour limiter spectralement la sortie de la lampe et à travers un volet pour former des pulsations lumineuses de période connue. Les mesures simultanées pour les deux positions du récepteur on donne une précision de 4 %

Méthode Utilisant un microcalorimètre

Fig 3 (A) Au Japon on a développé un micro calorimètre
Pour mesurer la puissance C W de la sortie du
Laser.

L'unité du Laser thermopile consiste en un cône
d'aluminium noirci avec une thermopile en étoile fig 2 (b).

Un absorbant, un disque d'Al noirci dans lequel
est enfoncée une résistance D C pour calibration précise, est
fixé au centre de la thermopile étoile.

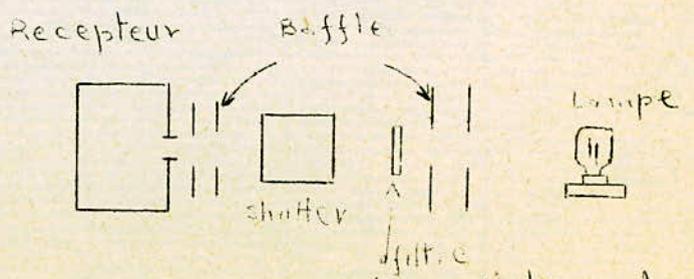
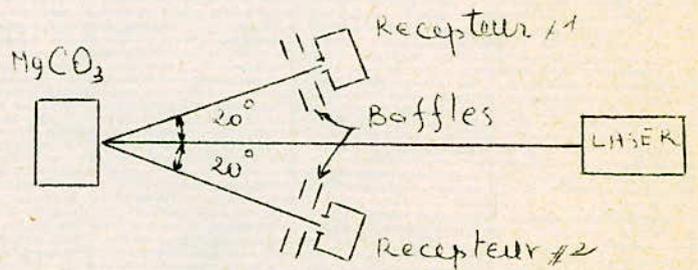
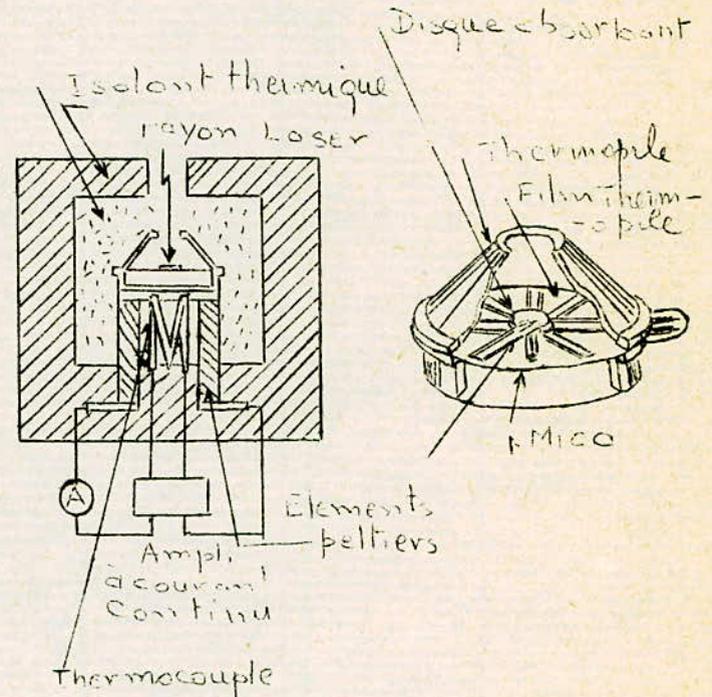
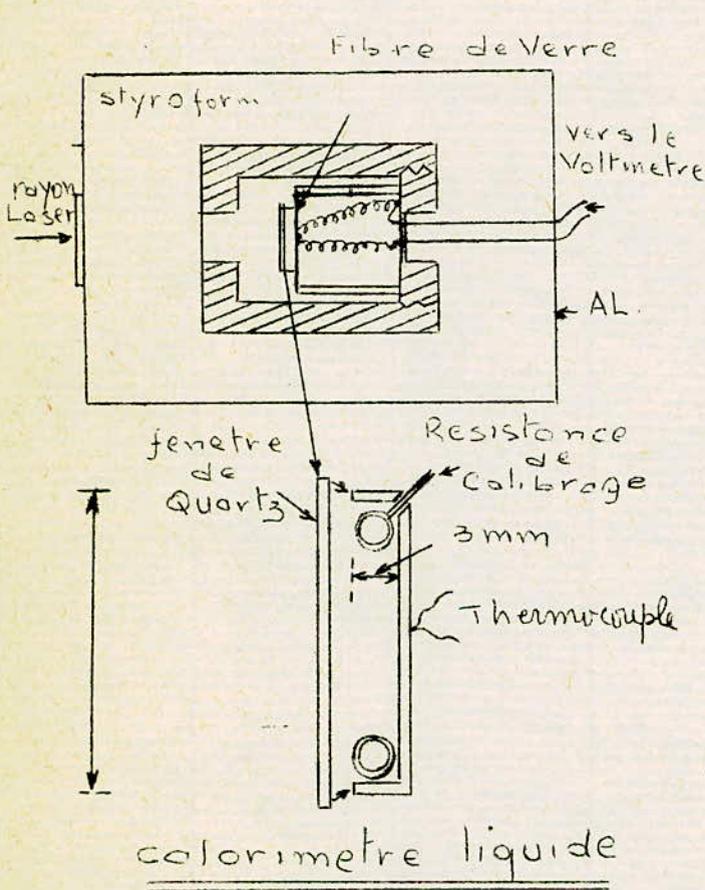
En utilisant cette unité, la puissance du Laser C W
He - Ne opérant à 6328 Å a été mesurée par une méthode de
substitution courante.

La thermopile détecte l'élévation de température
son signal de sortie est appliqué à un amplificateur opéra-
tionnel dont le courant de sortie Is est envoyé à des élé-
ments refroidissant Peltier par cette méthode la différence
de température entre le boîtier de la cellule de mesure est
réduite à moins de 10/C, le courant de refroidissement est
proportionnel à l'énergie absorbée.

L'erreur est inférieure à 0,5 % dans la gamme
1 à 50 mw cette unité a une efficacité de 92 % à 6328 Å.

DIFFERENTS DISPOSITIFS DE MESURE DE L'ENERGIE
 ET DE LA PUISSANCE
 DU LASER

Methode Radiometrique
 pour la mesure de
 L'energie et La puissance



Microcalorimetre utilisant
 La Methode de substitution

METHODE	PLAGE D'UTILISATION	REPONSE en (1)	ENERGIE LIMITE PAR CM 2
ENERGIE en (Joules)			
Calorimètre à Cone	10^{-2} - $3 \cdot 10^3$ W	1 - 20	10- 20 mW/m ² en 50 ns
Calorimètre à disque Métallique	10^{-2} - 10 W	10	50 mW/ m ² en 50 ns
Calorimètre en nid de rat	10 - $3 \cdot 10^3$ W	10	---
Calorimètre à fil	10^{-3} - 0,5 W	10	10 mW/m ² en 50 ns
Calorimètre liquide	1 - 500 W	10 - 60	
Pendule de torsion	0, 5 - 500	60	
Thermppile	10^{-6} - 1	10^{-1}	300 mW/cm ²
Sphere de Copper	$5 \cdot 10^{-4}$ - 10	180	
Puissance en W/ Cm2 Photube	10^{-8} - 10^{-3}	3 - 10 ns	1 mW/cm ²
Photodiode	10 - 6	0,3 - 4 ns	10 W/ cm ²
Cristal non lunèire	3 - $12 \cdot 10^3$	10^{-5}	12 W/cm ²

Département Télécommunications

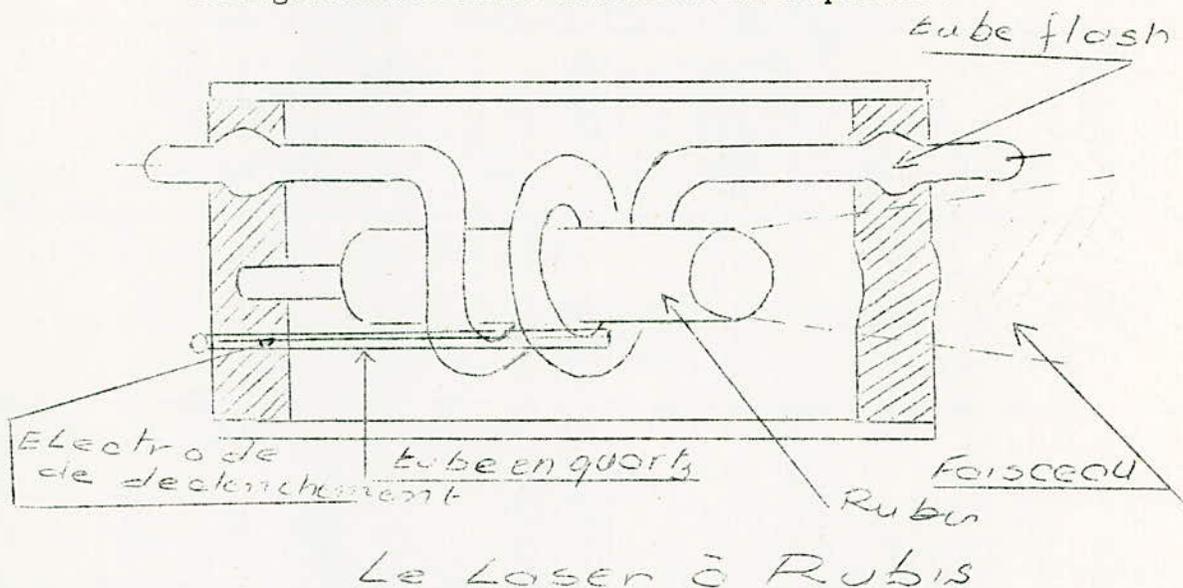
	Longueur d'onde en ° (A)	Plage de Puissance et d'énergie	Précision %
Calorimétre Liquide	6943	0,01J à 30 J P max = 200m W/c	2
Photo-detecteur	6943	1 m après atténuation	
Micro calorimétre 6 3 2 8		1 - 50 mV	

L E L A S E R S O L I D E

LE LASER A RUBIS

Le premier Laser solide a été le Laser à rubis de MAIMAN. L'élément fondamental du Laser à rubis est un cylindre de rubis rose (0,05 % de chrome). Ce barreau a généralement un diamètre compris entre 0,5 cm et 1 cm, et une longueur de 2 à 10 cm; les faces terminales doivent être planes avec une très grande précision. L'une des faces est complètement réfléchissante, l'autre ne l'est que partiellement. Le rubis est éclairé sur ses faces latérales par un flash : la durée de l'éclair est de quelques millisecondes, l'énergie électrique est de 1 000 à 2 000 joules.

La fig. suivante donne un schéma du dispositif :



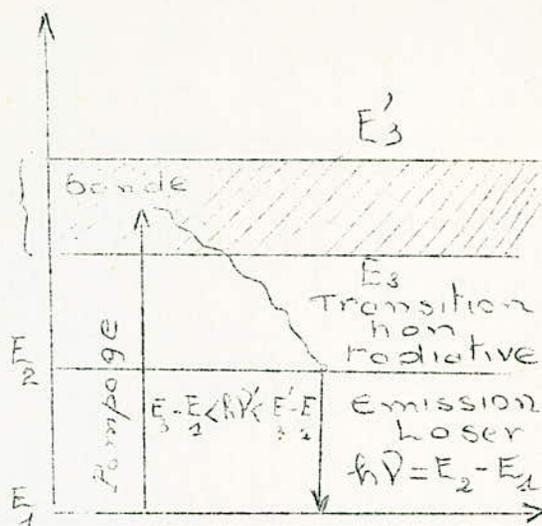
FONCTIONNEMENT

La plus grande partie de l'énergie électrique est consommée en chaleur ; seule une fraction est transformée en énergie lumineuse bleue et verte. Le rubis absorbe ce rayonnement. On dit qu'il s'excite. Il transforme l'énergie qu'il a absorbée dans un domaine spectral très large, en une raie d'émission très fine, celle de l'ion chrome : Cr^+ (6943Å environ)

On fournit au système l'énergie $E_3 - E_1$, le diagramme énergétique du rubis possédant "une raie très large; sert au pompage polychromatique par la méthode des trois niveaux où la transition 3-2 est non radiative et la transition 2-1 sert à l'émission stimulée.

Si le pompage est insuffisant, l'inversion de population est insuffisante, on obtient une fluorescence et la lumière émise s'écarte dans

toutes les directions. en augmentant le pompage, l'effet laser se manifeste à peu près $0,5 \text{ ms}$ après le début d'excitation. La largeur de la raie obtenue n'est que de $0,1 \text{ \AA}$ environ et l'intensité obtenue est nettement plus importante que celle de l'émission spontanée : on arrive à obtenir une densité de flux de plusieurs kilowatts par cm^2 ; l'intensité du faisceau obtenu est cependant spatialement très irrégulière.



Avec les modèles anciens on ne pouvait maintenir constant le retard entre le début de l'excitation et celui de l'émission Laser.

L'intensité est aussi très irrégulière dans le temps : l'émission a lieu sous forme d'impulsion dont la durée est d'environ 1 s .

L'intensité et la fréquence de ces pics dépendant de la température du rubis.

On peut expliquer l'existence des pics par le raisonnement suivant:

quand l'émission stimulée a lieu, les transitions vers le bas vont plus vite que celles vers le niveau excité : l'émission stimulée va donc dépeupler la population du niveau excité jusqu'à ce qu'elle devienne inférieure à celle du niveau fondamental, à ce moment, il ne pourra plus y avoir d'effet Laser.

TECHNIQUE DES IMPULSIONS GÉANTES

On a vu que le Laser de Rubis donnait des impulsions irrégulières. Ces irrégularités sont gênantes pour presque toutes les applications, notamment pour les communications qui demandent une stabilité de l'intensité particulièrement importante.

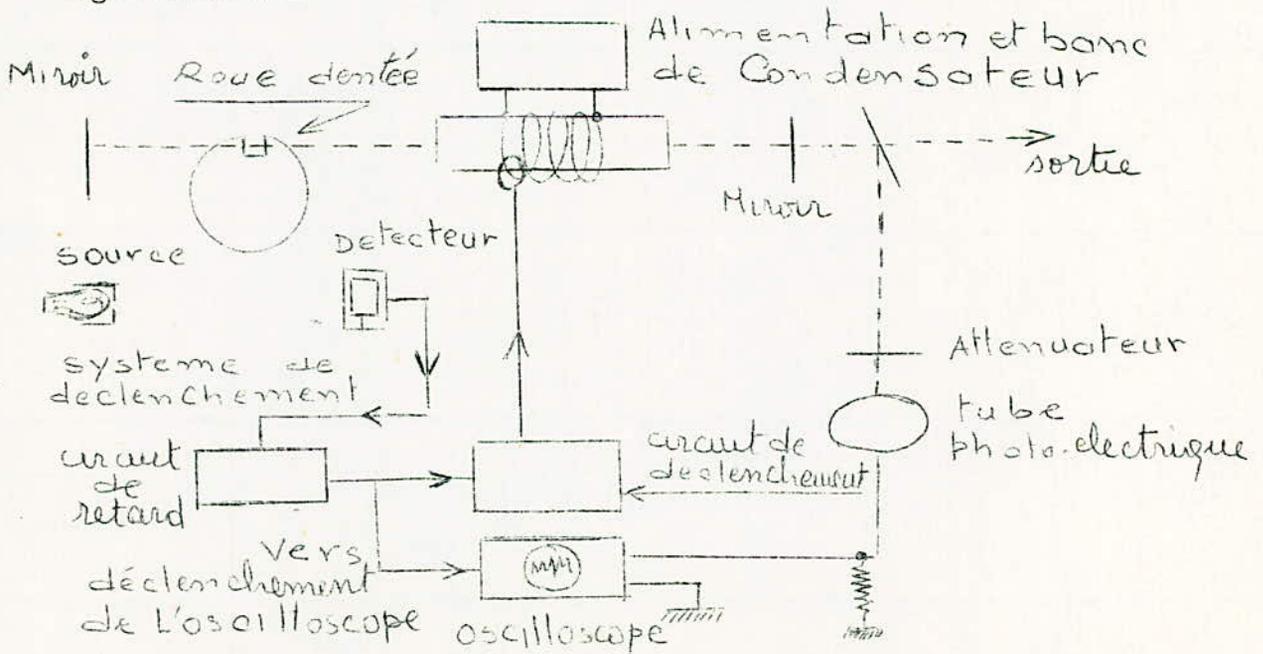
Heureusement, on peut éviter cette émission irrégulière et augmenter la puissance crête en se rendant maître de la formation de l'émission Laser.

C'est HELLWARTH qui a proposé le premier cette méthode :
Considérons une cavité à miroirs extérieurs (ce ne sont plus les faces du rubis qui jouent le rôle de miroirs) et plaçons un commutateur à l'intérieur de la cavité.

Quand le commutateur est fermé, le rubis peut être excité bien au-dessus du seuil d'oscillation en position commutateur ouvert.

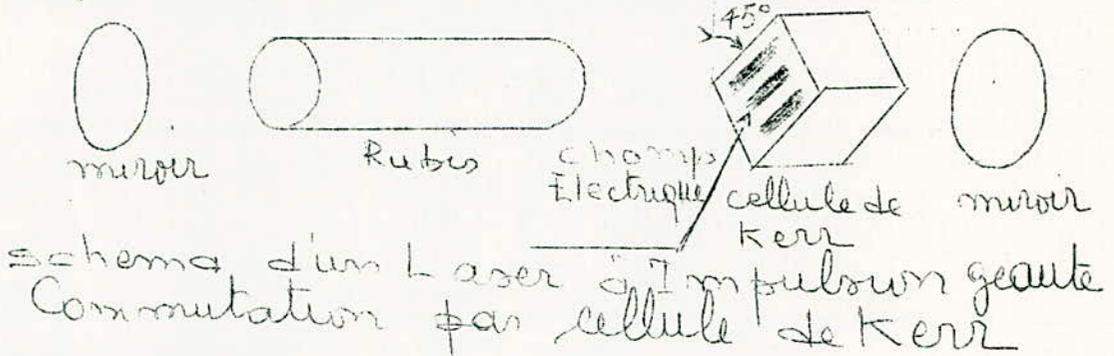
On ouvre le commutateur seulement lorsque le matériau a été suffisamment excité ; le rayonnement se forme alors très rapidement et tout l'excès d'excitation est émis en un temps très court. On obtient ainsi une impulsion dont l'intensité est bien supérieure à celles émises par les lasers ordinaires. On dit que l'impulsion est une "impulsion géante".

Le principe de la formation d'une impulsion géante est résumé sur la figure suivante:



Le commutateur à roue dentée sert à la fois à allumer le flash et à ouvrir la cavité, avec un retard convenable de l'ordre de 1 m s. On observe la puissance de sortie en fonction du temps avec une cellule photo-électrique qui ne voit qu'une fraction du flux délivré par le laser.

Les techniques diverses qui utilisent cette méthode de commutation sont appelées techniques de Laser déclenché ou de modulation de Q. Laser déclenché avec un système électro-optique pour des raisons de commodité et de vitesse de commutation HELLWARTH et Mc CLUNG ont utilisé un commutateur qui diminue beaucoup le taux de contre réaction au lieu de l'annuler complètement. Ils se servent du fait que l'émission stimulée du rubis est polarisée quand l'axe optique du rubis n'est pas parallèle à l'axe du cylindre. On place une cellule de KERR au nitrobenzene dans la cavité, le rubis est orienté de telle sorte que le champ électrique appliqué à la cellule de KERR soit à 45° du plan de l'axe C. On règle le champ électrique appliqué à la cellule de KERR pour que la cellule soit en $\lambda/2$. Quand la lumière traverse deux fois la cellule, sa polarisation tourne de 90° par rapport au plan de polarisation favorable. Dans ces conditions, l'amplification est insuffisante pour compenser les pertes et l'on peut exciter le matériau à un niveau très supérieur à son seuil d'oscillation sans cellule de KERR.



MODE OPÉRATOIRE

On excite la cellule de KERR, on allume le flash, après $500/\mu s$, on désexcite la cellule de KERR (le temps de commutation est inférieur à $0,02/\mu s$). On obtient une impulsion géante dont la forme et le retard par rapport au déclenchement sont reproductibles.

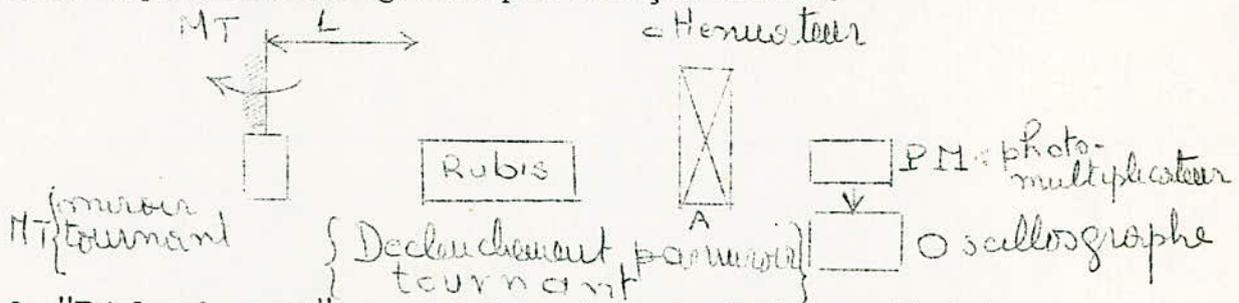
L'intensité de crête est de l'ordre de 600 kw pour un rubis de 3 cm de long et 0,9 cm de diamètre qui donnait 6 kw sans commutation. Avec des rubis de volume plus important on est arrivé à obtenir 100 MW en 1963. La durée de l'impulsion est de l'ordre de $0,1/\mu s$. Pour réaliser des impulsions périodiques, il suffit d'ouvrir le commutateur à des intervalles de temps égaux choisis.

Deux autres méthodes classiques de déclenchement sont :

1- "Déclenchement" par miroir tournant

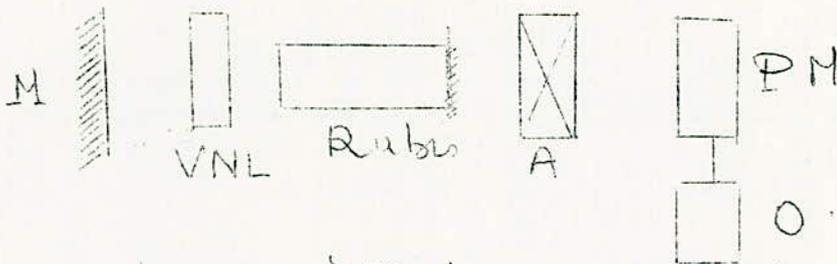
On dispose un miroir tournant de façon que son axe de rotation soit perpendiculaire à l'axe géométrique du rubis. L'une des faces du rubis constitue un miroir partiellement réflecteur. Un dispositif électronique convenable retarde de $\Delta T = 200/\mu s$ l'émission Laser par rapport à l'amorçage du flash de façon que le rubis se trouve déjà excité convenablement au moment où le miroir tournant occupe une position sensiblement perpendiculaire à l'axe géométrique du rubis (position de fermeture de la cavité).

Le flux lumineux Laser est alors reçu sur un récepteur photo-électrique. On obtient généralement un oscillogramme présentant plusieurs impulsions de largeur à mi-hauteur de 40 ns. L'intervalle entre deux impulsions étant de l'ordre de quelques centaines de nano-secondes pour une énergie de 2500 joules dans le flash, le cristal utilisé a 150 mm de long et un diamètre de 8 mm. La distance L est de l'ordre de 10 cm
 Remarque : si on modifie L et T on peut obtenir une impulsion unique mais la puissance n'augmente pas de façon notable.



2- "Déclenchement" par substance à transmission non linéaire

Un commutateur extrêmement simple consiste à placer à l'intérieur de la cavité un absorbant saturable. Il existe des matériaux qui sont très absorbants pour les faibles flux incidents mais qui voient leur transmission augmenter brusquement lorsque l'intensité lumineuse du faisceau incident croît au-delà d'un certain seuil. C'est le cas des phtalocyanines et des verres colorés contenant du Se et Cd, qui ont un coefficient de transmission à bas flux d'environ 10^{-6} à 6943Å alors que le coefficient de transmission à haut niveau est de 30% la variation du coefficient de transmission est très rapide (1 ns) et réversible.



Laser à Rubis déclenché par Verre non linéaire

Remarque - Pour une énergie de 1600 joules dans le flash, on obtient deux impulsions principales distantes de plusieurs microsecondes.

On peut obtenir une seule impulsion en modifiant certains paramètres mais sans gain de puissance.

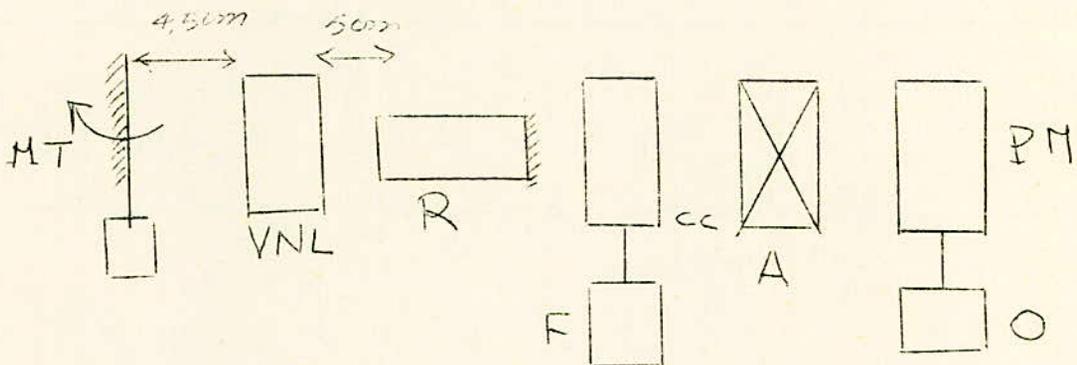
Declenchement par association d un verre à transmission
non linéaire et d'un miroir tournant

Dans le cas du laser déclenché par miroir tournant , on peut diminuer les pertes en réduisant la distance L , Mais le nombre de pulses augmente. Ce qui prouve que la condition d'oscillation est réalisée pour plusieurs positions du miroir de part et d'autre de la position correspondant au parallélisme du miroir et des faces du rubis

En introduisant un verre non linéaire entre le miroir tournant et le rubis , on retarde artificiellement le moment où le facteur de qualité de cavité sera suffisant pour permettre l'oscillation ; et l'on sélectionne ainsi une seule impulsion qui apparaît au moment précis où le miroir tournant et la face du rubis sont parallèles. on a ainsi obtenu une impulsion de 11 ns de largeur et de 45 MW de puissance

Remarque --- On constate que :

- 1- la puissance maximale obtenue est supérieure à celles obtenues dans les cas de déclenchement par miroir tournant et par verre non linéaire :
- 2- la largeur d'impulsion est réduite de 30 ns à 11 ns.
- 3- quelque soit l'énergie au dessus du flash on obtient une seule impulsion ce qui n'était pas le cas précédemment .



Schema d'un laser à rubis

declenché par un miroir tournant associé à

un verre non linéaire

MT : miroir tournant

VNL : verre non linéaire schott RG 82cm

F : flux-metre

A : atténuateur

CC: calorimetre à cone

O : Oscillographe Tektronix 585 A

PM: photomultiplicateur

APPLICATIONS DES LASERS

Introduction

Les applications des lasers sont si diverses et si nombreuses qu'elles devraient faire l'objet d'un projet à part. Cependant on peut faire un rapide tour d'horizon, et choisir quelques exemples particuliers pour les étudier plus en détail.

Comme on l'a vu déjà, trois propriétés fondamentales distinguent la lumière laser de la lumière naturelle, à savoir : forte intensité, monochromaticité (cohérence temporelle) et cohérence spatiale (et par là, grande directivité).

Les communications utilisent la grande directivité du Laser, les applications technologiques, militaires et biologiques, utilisent surtout la possibilité de concentrer une grande puissance dans un petit volume, en des temps très courts.

TÉLÉCOMMUNICATIONS

Les télécommunications constituent l'une des principales applications des Lasers : deux avantages découlent de l'emploi de ceux-ci :

- 1 - une grande largeur de bande (10 000 fois supérieure à celle obtenue avec les hyperfréquences).

La fréquence très élevée du laser permet d'utiliser comme signal de modulation les porteuses hyperfréquences, d'où la possibilité de passer des millions de voies téléphoniques sur un pinceau de très faible diamètre.

Considérons la bande de 10 MHz à 100 Mhz et supposons que pour transmettre un message, il faut une bande de 6 MHz (Ex. T.V) on peut transmettre donc 15 messages. Si on utilise le spectre infré-rouge et optique on peut placer 150 millions de messages différents sans risque de chevauchement.

- 2- Une très grande directivité naturelle : le laser ne convient donc pas pour la radio-diffusion; mais seulement pour la liaison point à point.

Les Lasers peuvent être utilisées par les télécommunications terrestres, sous-marines, et spatiales.

a) Télécommunications terrestres

Vu la courbure de la terre, la portée d'un laser est limitée à la visibilité directe. Par exemple, pour un observateur placé à une hauteur de 300 m. la visibilité directe est de 64 km. Ainsi donc deux tours de 300 m, séparées par 128 km environ, pourraient communiquer par voie optique ; pour un avion qui atteint l'altitude de 10 000 mètres, la portée peut atteindre 370 km.

L'inconvénient de ce mode de communication est que, même par temps calme, l'atmosphère est toujours turbulente, soit à cause du vent, soit à cause des différences de température entre les couches d'air. C'est notamment le cas au contact d'un sol chauffé par le soleil : on observe alors un miroitement analogue au mirage. La turbulence se traduit par un scintillement dans le cas d'un faisceau laser, ce qui est gênant en télécommunications. On a l'équivalent d'un fading rapide qui

est d'autant plus notable que le faisceau lumineux est moins divergent : les moindres variations de l'indice de réfraction de l'air suffisent à dévier le faisceau qui, momentanément, n'arrive plus jusqu'au récepteur.

C'est pourquoi on envisage l'emploi de tuyaux rectilignes dans lesquels la lumière pourra se propager à l'abri des perturbateurs

b) Télécommunications sous-marines

L'eau de mer étant bon conducteur agit comme un écran pour les ondes radioélectriques. En ce qui concerne les rayons lumineux la situation n'est guère meilleure : l'eau de mer absorbe tellement qu'à 60 ou 75 m de profondeur, règne une obscurité totale. Mais, grâce à la fantastique intensité lumineuse produite par les lasers à cristal, deux sous-marins en plongée peuvent communiquer à plus de 2 km l'un de l'autre.

c) Télécommunications spatiales

Lors d'une conversation téléphonique, il ne faut pas attendre longtemps entre chaque demande et réponse pour que la conversation reste agréable.

Or, c'est ce qui risque d'arriver si, un jour, on veut téléphoner avec Mars, séparée de 75 millions de km, de la terre. Il faudrait attendre 4mn

Il n'y a donc qu'avec la lune qu'on peut envisager des conversations téléphoniques. La distance terre-lune étant de 384 000 km, elle sera franchie par les signaux lumineux en 1 28 s d'où une liaison téléphonique devient intéressante.

D'autre part, lorsqu'un satellite, rentre dans l'atmosphère, son frottement violent contre l'air ionise celui-ci et toute liaison radioélectrique devient impossible; d'où une grande inquiétude au moment le plus critique du vol. Le laser pourrait se substituer à la radio dans ce cas.

Application du LASER en MEDECINE

La médecine utilise la directivité du faisceau Laser et sa monochromaticité, car tous les matériaux organiques n'ont pas la même réponse.

On utilise seulement les Lasers à 6943Å et $1,06\mu$ car les autres lasers ne délivrent pas suffisamment de puissance.

On a étudié l'effet du rayonnement Laser sur les composants du sang et sur les enzymes. Si des anticorps sont irradiés par le faisceau laser, on observe des changements dans leur action inhibitrice.

Des études sur le sang montrent que le flux peut détruire la réactivité biologique d'une molécule. Les globules rouges sont détruits avec des énergies de l'ordre de 0,5 joule, les cellules blanches sont transparentes à 6943Å et ne sont donc pas détruites. Le voie est donc ouverte à "destruction sélective" de certaines cellules mélangées à d'autres cellules du corps humain. On étudie notamment la destruction sélective des cellules cancéreuses.

Le Laser sert en thérapeutique: l'application la plus importante est le recollement de la rétine. En 1940, on utilisait déjà la lumière pour cette technique de coagulation : on focalisait sur la rétine une

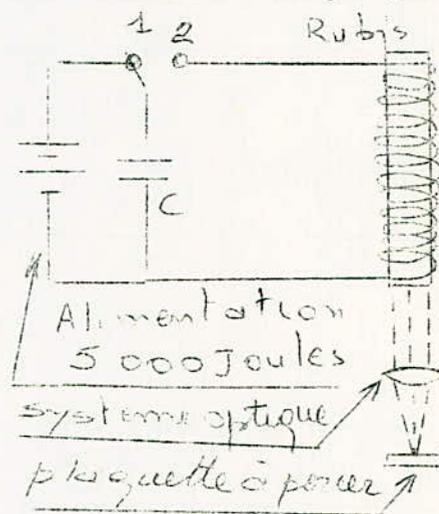
source très intense provenant d'une lampe au xénon, un système optique permettait à la fois d'observer et de traiter; seulement, il fallait une exposition de 0,25 à 1,5 secondes pour effectuer le recollement. La même énergie peut être obtenue à présent grâce à un laser à rubis en une fraction de milliseconde. La lésion produite est alors plus localisée car la chaleur n'a pas le temps de se propager pendant ce court intervalle de temps. L'œil n'a pas le temps de réagir; la brûlure ne s'étale pas; et il n'est pas nécessaire d'anesthésier le patient qui n'a pas le temps de se rendre compte.

USINAGE PHOTONIQUE ET SOUDURE

Le faisceau laser peut transporter une forte énergie que l'on peut concentrer sur une petite surface: il permet donc de percer de petits trous et de souder des pièces de faibles dimensions.

Ici, il faut seulement que l'énergie totale délivrée sur un tir soit grande et que le faisceau puisse être focalisé. Les lasers à rubis relaxés suffisent généralement.

On a réussi à percer des trous de 80μ de diamètre dans des plaquettes de 0,44 mm d'épaisseur, grâce à un laser à rubis excité par 5 000 joules.



On ne doit pas faire un vide poussé ni utiliser de lentilles électrostatiques

Il est inutile que l'objet usiné soit conducteur de l'électricité ni qu'il soit immergé dans un liquide diélectrique.

Le faisceau laser est particulièrement adapté à la soudure des fils fins.

ANALYSE SPECTROSCOPIQUE

Dans l'analyse spectroscopique par Laser, le rayon de la lumière Laser sert à vaporiser des substances, et on fait une analyse spectrochimique de leur vapeur. On peut vaporiser des échantillons très petits en focalisant le faisceau en une petite tache. Après vaporisation, le matériau à étudier peut être porté à la température requise pour faire de la spectroscopie d'émission en déchargeant un condensateur dans la vapeur du corps en question. On peut analyser des échantillons de 10^{-7} gr, la mesure ne prend que 0,01 sec. les Lasers utilisés dans cette application sont à impulsion.

MESURE de la DENSITÉ ÉLECTRONIQUE d'un PLASME
au moyen d'un Laser

La méthode utilisée consiste à mesurer les variations de la longueur optique obtenues quand on introduit dans le chemin d'un rayon Laser, un plasma.

L'indice de réfraction d'un plasma est fonction de la densité électronique

$$\eta^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

η est l'indice de réfraction du plasma pour une pulsation ω

ω_p est la pulsation de résonance du plasma. On a :

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m}$$

m est la masse de l'électron pour mesurer la densité électronique on obtient une meilleure résolution en faisant la mesure sur l'indice de réfraction η à une pulsation ω , proche de ω_p
 On a :

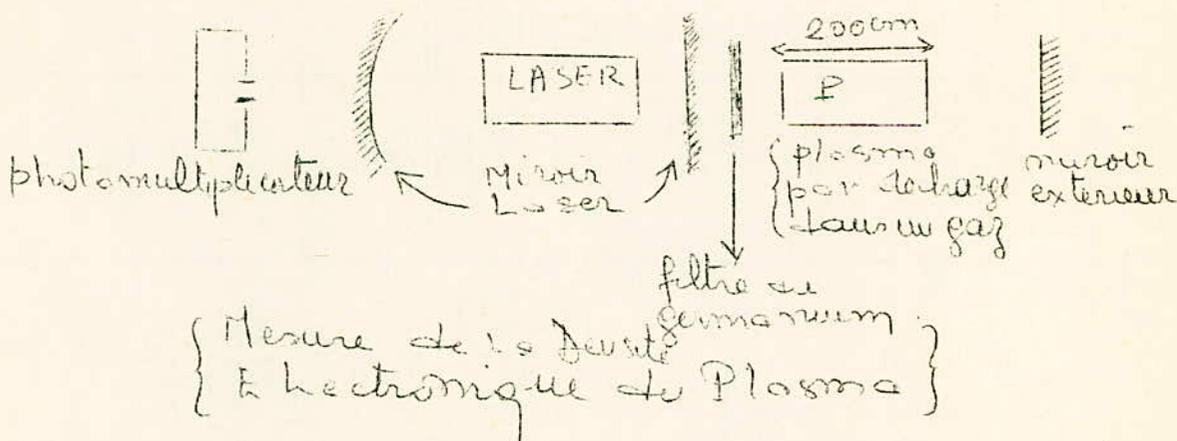
$$\eta^2 = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$$

$$\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e}$$

$$\eta^2 = 1 - \frac{(\omega_p)^2}{\omega^2} = 1 - \frac{4\pi e^2 n_e}{m \omega^2}$$

$$\text{donc } n_e = \frac{1 - \eta^2}{4\pi e^2} \cdot m \omega^2$$

ASBHY et JEPHCOTT ont utilisé le montage suivant:



Des interférences apparaissent dans le Laser quand la cavité extérieure réfléchit le rayonnement dans la cavité Laser.

Si la longueur optique de la cavité extérieure est modifiée, en faisant varier l'indice du milieu, l'émission Laser est modulée en fréquence en fonction de la vitesse de variation de la longueur optique de la cavité externe.

On utilise un Laser He-Ne car il peut opérer simultanément à 0,63 μ et 3,39 μ puisque les 2 rayonnements proviennent

du même niveau supérieur, toute modulation du rayonnement infra-rouge produit une modulation complémentaire de la lumière rouge qui peut être facilement détectée par un photomultiplicateur, l'interferomètre au plasma travaille sur $3,39/\mu$ mais on observe le rayonnement sur $0,63/\mu$. Un filtre centre sur $0,63/\mu$ permet d'isoler le plasma du rayon $0,63/\mu$.

On peut calculer la variation de l'indice de réfraction en comptant le nombre de franges d'interférences qui défilent sur un oscilloscope au début de la charge.

LES MESURES DE DISTANCE PAR LASER

Le Laser peut être aussi utilisé pour déterminer la position d'un objet éloigné: on dit qu'on fait de la détection.

On utilise un laser déclenché qui fournit une impulsion de plusieurs mégawatts et de quelques nanosecondes. Cette impulsion déclenche un compteur qui s'arrête lorsqu'il reçoit l'impulsion réfléchie par l'obstacle: en mesurant cet intervalle de temps, on peut ainsi repérer la distance de l'objet. La faible durée de l'impulsion géante permet d'avoir une incertitude de quelques mètres seulement.

Le faisceau Laser est émis à travers un télescope qui permet de réduire encore sa faible divergence naturelle; quant à la lumière réfléchie par l'objet, elle est détectée à travers un télescope de plus grande ouverture et filtrée de manière à réduire les effets de diffusion de la lumière par les autres objets que celui visé. Ce signal détecté est ensuite capté par un photo-multiplicateur.

Les HUGHES RESEARCH LABORATORIES ont pu réaliser un détecteur d'une portée d'environ 16 km par temps clair, pour des objets de forme moyenne du type tank, jeep ou camion.

La précision est de ± 5 mètres.

On cherche actuellement à augmenter la portée, la fidélité et la précision.

BIBLIOGRAPHIE

---o000o---

- 1) - ~~INTRODUCTION~~ A LA PHYSIQUE DU LASER.
par BELA-A-LENGYEL.

- 2) - //))ASERS ET ~~ASERS~~.
par M. Yves BERNARD.

- 3) - ~~ELECTRONIQUE~~.
par Robert GUILLIEN - Tome IV

- 4) - ~~TABILISATION~~ EN FREQUENCE D'UN LASER A GAZ.
par G. BIRNBAUM
(proceeding of the I.E.E.E. vol.55 Juin 1967)

- 5) - ~~ETUDE~~ DE L'ENERGIE D'UN FAISCEAU LASER PAR MESURE CALORIMETRIQUE.
par F. DAVOINE (Journal de Physique Tome 24 - 1963).

- 6) - ~~REALISATION~~ D'UNE IMPULSION GEANTE DANS UN LASER A RUBIS.
par Yves LE DUFF. (Revue de physique appliquée - Juin 1966 Tome I - N° 2).

- 7) - ~~ONDE~~ ELECTRIQUE.

Numéros	416	1961
	469	1966
	476	1966
	463	1965

- 8) - ~~SCIENCES~~ & AVENIR.

Numéro	254	Avril 1968
--------	-----	------------

- 9) - ~~TOUTE~~ L'ELECTRONIQUE.

Numéro	291	Décembre 1964
--------	-----	---------------

- 10) - ~~TOUTE~~ L'ELECTRONIQUE.

Numéros	215	Octobre 1964
	226	Octobre 1965

- 11) - //))ESURE DE L'ENERGIE ET DE LA PUISSANCE D'UN LASER A GAZ.
par G. BIRNBAUM (proceedings of I.E.E.E. vol.55 n°6 Juin 1967)

- 12) - P. GRIVET et N. BLOEMBERGEN
Electronique quantique Dunod 1964

- 13) - ~~LES~~ LASERS.
par M. Pauthier Revue des Télécommunications n° 4 - 1962

- 14) - //)UMERO SPECIAL DE PROCEEDING OF THE I.E.E.E.
Numéro 51 - 1963