UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

N° d'ordre : 693

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3ème CYCLE
Spécialité : Spectroscopie moléculaire et transferts radiatifs

par

Michel LYSZYK

CONTRIBUTION A LA REALISATION D'UN LASER A CO_2 GUIDE D'ONDE

APPLICATION A LA SPECTROSCOPIE HAUTE RESOLUTION

Soutenue le 12 juin 1978 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :

M. R. WERTHEIMER	*Président,*
M. J. LEMAIRE	*Rapporteur*
M. C. BORDE	*Examinateur*
M. B. CHRISTOPHE	*"*
M. B. MACKE	*"*

U.E.R. DE PHYSIQUE FONDAMENTALE

Le travail présenté ici a été effectué à l'U.E.R. de Physique de l'Université des Sciences et Techniques de Lille, dans le Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne, Laboratoire associé au C.N.R.S., dirigé par Monsieur le Professeur WERTHEIMER qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le Jury.

J'exprime toute ma reconnaissance à M. J. LEMAIRE qui a dirigé ce travail et en a suivi les différentes phases.

Je remercie MM. Ch. BORDE et B. CHRISTOPHE pour l'honneur qu'ils me font de se joindre au Jury.

Toute ma sympathie est acquise aux membres du Laboratoire, en particulier à M. B. MACKE pour l'honneur qu'il me fait de se joindre au Jury et à M. F. HERLEMONT pour son soutien amical.

Je ne saurais oublier ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de ce Mémoire, et en particulier M^{me} FOULON qui s'est chargée de la frappe du manuscrit et M. RAFFAUD qui a reproduit, avec compétence, les courbes et les figures.

SOMMAIRE

INTRODUCTION

Une des principales limites d'utilisation du laser à CO_2 est la faible gamme d'accord, limitée à 50-100 MHz sur chaque raie d'émission. Il est possible, en augmentant la pression du milieu amplification d'augmenter celle-ci.

Le fonctionnement du laser à CO_2 à des gammes de pressions bien supérieures à celles du laser classique (de l'ordre de 200 Torr) peut alors être obtenu en utilisant un tube de petite section qui permet ainsi un meilleur échange thermique du milieu amplificateur avec l'extérieur. Cette idée a été proposée pour la première fois en 1964 par *MARCATILI* {2} et fut appliquée en 1971 par *SMITH* {9} au laser He-Ne. Les lasers à CO_2 haute pression apparaissent ensuite {10 - 33} en 1972.

L'intérêt d'une telle technique est lié essentiellement à l'augmentation de la gamme de fréquences d'accord, au faible encombrement de ce type de source et à la puissance de sortie par unité de volume élevée. Les applications exploitant ces avantages par rapport au laser habituel sont déjà nombreuses {35 - 36 - 47 - 64} ; nous en ajouterons quelques unes dans le domaine de la spectroscopie.

Après avoir reprécisé, dans une première partie, les structures des modes de propagation dans une cavité guide d'onde, nous étudierons le comportement d'un mélange gazeux $CO_2 - N_2 - He$ excité par une décharge continue en vue de mettre en évidence les conditions à réaliser pour obtenir des élargissements de profil de l'ordre du GHz. Dans une troisième partie, deux réalisations expérimentales sont décrites et des mesures haute résolution de raies d'absorptions sont données dans la quatrième partie. Enfin, nous donnons la description d'un montage expérimental très simple permettant d'effectuer des mesures de fréquences en absorption saturée à l'aide d'une cellule située dans la cavité du laser. Cette réalisation permet d'obtenir des spectres de très haute résolution.

CHAPITRE

RESONNATEUR GUIDE D'ONDE : CAVITE PASSIVE

Nous envisageons, dans cette partie, de donner les modes propres d'un résonnateur guide d'onde constitué d'un guide diélectrique creux et de deux réflecteurs.

On considère que le milieu est passif ; la structure des modes et leurs fréquences de résonance ne sont imposées que par les éléments optiques.

1) MODES NATURELS DU GUIDE DIELECTRIQUE CIRCULAIRE :

a) Modes TE_{om}, TM_{om}, EH_{nm} :

Pour obtenir les modes naturels de propagation le long d'un cylindre diélectrique creux de longueur infinie, on peut, à partir des équations de Maxwell, introduire le formalisme des vecteurs de *HERTZ* [1].

$$(1)\begin{cases} a\ \ \vec{rot}\,\vec{E} + \dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0 \\ b\ \ \vec{rot}\,\vec{H} - \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{J} \\ c\ \ \mathrm{div}\,\vec{D} = \rho = 0 \\ d\ \ \mathrm{div}\,\vec{B} = 0 \end{cases} \qquad (2)\begin{cases} a\ \ \vec{D} = \varepsilon\vec{E} \\ b\ \ \vec{B} = \mu\vec{H} \\ c\ \ \vec{J} = \sigma\vec{E} \end{cases} \qquad (3)\begin{cases} a\ \ \vec{B} = \vec{rot}\,\vec{A} \\ b\ \ \vec{E} = -\vec{grad}\,\varphi - \dfrac{\partial \vec{A}}{\partial t} \end{cases}$$

Les vecteurs de Hertz $\vec{\pi}$ et $\vec{\pi}^*$, potentiels de polarisation électrique et magnétique respectivement, vérifient dans un milieu homogène non chargé $(\rho = 0)$ et absent de polarisation fixe électrique et magnétique les relations suivantes :

$$(4)\quad \begin{cases} a & \vec{E} = \vec{rot}\ \vec{rot}\ \vec{\pi} - \mu\ \vec{rot}\ \dfrac{\partial \vec{\pi}^{*}}{\partial t} \\ b & \vec{H} = \vec{rot}\left(\varepsilon \dfrac{\partial \vec{\pi}}{\partial t} + \sigma \vec{\pi}\right) + \vec{rot}\ \vec{rot}\ \vec{\pi}^{*} \\ c & \vec{rot}\ \vec{rot}\ \vec{\pi} - \vec{grad}\ div\ \vec{\pi} + \mu\varepsilon \dfrac{\partial^2 \vec{\pi}}{\partial t^2} + \mu\sigma \dfrac{\partial \vec{\pi}}{\partial t} = 0 \\ d & \vec{rot}\ \vec{rot}\ \vec{\pi}^{*} - \vec{grad}\ div\ \vec{\pi}^{*} + \mu\varepsilon \dfrac{\partial^2 \vec{\pi}^{*}}{\partial t^2} + \mu\sigma \dfrac{\partial \vec{\pi}^{*}}{\partial t} = 0 \end{cases}$$

Une solution particulière de 4c ou 4d est obtenue en supposant que seules les composantes π_z et π_z^* sont non nulles ; on aboutit ainsi à deux champs partiels $E^{(1)}$, $H^{(1)}$ et $E^{(2)}$, $H^{(2)}$ construits respectivement à partir de π_z et π_z^* qui, compte tenu de la symétrie du système, s'écrivent en coordonnées cylindriques.

$$(7)\quad \vec{E}^{(1)} \begin{cases} a & E_r^{(1)} = \dfrac{\partial^2 \pi_z}{\partial z \partial r} \\ b & E_\theta^{(1)} = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial^2 \pi_z}{\partial z \partial \theta} \\ c & E_z^{(1)} = -\dfrac{1}{r}\left|\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\dfrac{\partial \pi_z}{\partial r}\right) + \dfrac{\partial}{\partial \theta}\left(\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial \pi_z}{\partial \theta}\right)\right| \end{cases}$$

$$(7')\quad \vec{H}^{(1)} \begin{cases} a & H_r^{(1)} = \left(\varepsilon \dfrac{\partial}{\partial t} + \sigma\right)\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial \pi_z}{\partial \theta} \\ b & H_\theta^{(1)} = -\left(\varepsilon \dfrac{\partial}{\partial t} + \sigma\right)\dfrac{\partial \pi_z}{\partial r} \\ c & H_z^{(1)} = 0 \end{cases}$$

Ces équations, obtenues à partir de π_z, définissent les composantes des champs électriques et magnétiques des modes TM ($Hz = 0$)

De façon analogue, π_z^* conduit à :

$$(8)\quad \vec{E}^{(2)} \begin{cases} a & E_r^{(2)} = -\dfrac{\mu}{r}\dfrac{\partial^2 \pi_z^*}{\partial t \partial \theta} \\ b & E_\theta^{(2)} = \mu \dfrac{\partial^2 \pi_z}{\partial t \partial r} \\ c & E_z^{(2)} = 0 \end{cases}$$

$$(8') \quad \vec{H}^{(2)} \begin{cases} a \quad H_r^{(2)} = -\dfrac{\partial^2 \pi_z^*}{\partial z \partial r} \\ b \quad H_\theta^{(2)} = \dfrac{1}{r}\dfrac{\partial^2 \pi_z^*}{\partial z \partial \theta} \\ c \quad H_z^{(2)} = -\dfrac{1}{r}\left[\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\,\dfrac{\partial \pi_z^*}{\partial r}\right) + \dfrac{\partial}{\partial \theta}\left(\dfrac{1}{r}\,\dfrac{\partial \pi_z^*}{\partial \theta}\right)\right] \end{cases}$$

Ces équations définissent maintenant les composantes des champs électriques et magnétique des modes TE ($E_z = 0$)

En posant π_z ou $\pi_z^* = \Psi$ pour alléger l'écriture ultérieure, Ψ satisfait l'équation :

$$\Delta\Psi - \mu\,\varepsilon\,\frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} - \mu\,\sigma\frac{\partial \Psi}{\partial t} = 0 \qquad (9)$$

autre forme de (4c) ou (4d).

On cherche Ψ sous la forme $\Psi(r,\theta,z,t) = f(r,\theta)\ e^{\pm ihz - i\omega t}$

En reportant dans (9), on obtient :

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial f}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{1}{r}\,\frac{\partial f}{\partial \theta}\right) + \left(k^2 - h^2\right) f = 0$$

où on a posé $k^2 = \mu\,\varepsilon\,\omega^2 + i\,\mu\,\sigma\,\omega$.

En cherchant $f(r,\theta)$ sous la forme $f(r,\theta) = f_1(r).f_2(\theta)$, cette équation conduit, en multipliant par r^2, à :

$$r\,\frac{\partial}{\partial r}\left(r\,\frac{\partial f_1}{\partial r}\right) f_2 + \frac{\partial^2 f_2}{\partial \theta^2}\,f_1 + \left(k^2 - h^2\right)\,f_1 f_2\,r^2 = 0$$

qui, après division par le produit $f_1 f_2$ se sépare sous la forme :

$$\left.\begin{array}{ll} -\,r\,\dfrac{d}{dr}\left(r\,\dfrac{\partial f_1}{\partial r}\right) + \left[\left(k^2 - h^2\right) r^2 - q^2\right] f_1 = 0 & a \\ -\,\dfrac{\partial^2 f_2}{\partial \theta^2} + q^2 f_2 = 0 & b \end{array}\right\} \qquad (10)$$

où q est une constante arbitraire.

L'équation 10b s'intègre immédiatement et donne :

$$f_2(\theta) = A\, e^{i|q|\theta} + B\, e^{-i|q|\theta}$$

$f_1(r)$ satisfait l'équation :

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial f_1}{\partial r} + \left(k^2 - h^2 - \frac{q^2}{r^2}\right) f_1 = 0 \qquad (10a)$$

En posant $\rho = \sqrt{k^2 - h^2}\, r$, l'équation (10a) prend la forme :

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial f_1}{\partial \rho} + \left(1 - \frac{q^2}{\rho^2}\right) f_1 = 0$$

qui est une équation dont les solutions sont les fonctions de Bessel généralisées : $Z_{\pm q}(\rho) = Z_{\pm q}\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, r\right)$.

Le milieu est supposé homogène et le champ est nécessairement périodique en θ ; ceci impose, pour q, des valeurs entières $q = n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$

Un premier type de solution particulière de (9) est donc obtenu à partir des fonctions :

$$\Psi_n(r,\theta,z,t) = e^{in\theta}\, J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, r\right) e^{\pm ihz - i\omega t}$$

où $J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, r\right)$ est la fonction de Bessel de première espèce.

Un deuxième type de solution particulière peut être obtenu à l'aide des fonctions de Hankel définies par la relation

$$H_n^{(1)}(\rho) = J_n(\rho) + i\,\frac{1}{\sin n\pi}\left[J_n(\rho)\cos n\pi - J_{-n}(\rho)\right]$$

Ces fonctions sont solutions de l'équation (10a) mais elles sont indéterminées pour $\rho = 0$.

La seconde solution particulière de (9) s'écrit donc :

$$\Psi_n(r,\theta,z,t) = e^{in\theta}\, H_n^{(1)}\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, r\right) e^{\pm ihz - i\omega t}$$

Finalement, le champ électromagnétique à symétrie cylindrique peut être représenté à partir des fonctions :

$$\text{a) } \Psi_n\ (r,\theta,z,t) = e^{in\theta}\ J_n\ \left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right)\ e^{\pm ihz - i\omega t}$$

$$\text{b) } \Psi_n\ (r,\theta,z,t) = e^{in\theta}\ H_n^{(1)}\ \left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right)\ e^{\pm ihz - i\omega t}$$

où seules les fonctions du type a s'appliquent à des valeurs de r proche de O et les fonctions du type b aux grandes valeurs de r (ondes se propageant radialement à partir du cylindre).

Ces fonctions constituent, pour chaque valeur de n, deux solutions particulières de (9) et donc tout champ électromagnétique à symétrie cylindrique pourra se représenter par une combinaison linéaire de ces solutions.

Les composantes du champ s'écrivent alors sous la forme générale :

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 \quad \begin{aligned} E_r &= \sum_n \left(i\,h\,a_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r} - \frac{\mu\omega}{r}\, n\, b_n\, \Psi_n\right) \\ E_\theta &= \sum_n \left(-\frac{h}{r}\, n\, a_n\ \Psi_n - i\,\mu\,\omega\, b_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r}\right) \\ E_z &= \sum_n \left(k^2 - h^2\right)\ a_n\ \Psi_n \end{aligned} \tag{11a}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 \quad \begin{aligned} H_r &= \sum_n \left(\frac{k^2}{\mu\omega}\, \frac{1}{r}\, n\, a_n\ \Psi_n + i\,h\,b_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r}\right) \\ H_\theta &= \sum_n \left(\frac{ik^2}{\mu\omega}\, a_n \frac{\partial \Psi_n}{\partial r} - \frac{h}{r}\, n\, b_n\ \Psi_n\right) \\ H_z &= \sum_n \left(k^2 - h^2\right)\ b_n\ \Psi_n \end{aligned} \tag{11b}$$

On en déduit les composantes du champ intérieur au cylindre creux :
(r < a rayon du guide)

$$\vec{E}^i \left\{ \begin{aligned} E_r^i &= \sum_n \left[\frac{ih}{\sqrt{k^2 - h^2}}\ J_n'\left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right) a_n^i - \frac{\mu\,\omega\, n}{\left(k^2 - h^2\right) r}\ J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right) b_n^i\right] \\ E_\theta^i &= -\sum_n \left[\frac{n\,h}{\left(k^2 - h^2\right) r}\ J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right) a_n^i + \frac{i\,\mu\,\omega}{\sqrt{k^2 - h^2}}\ J_n'\left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right) b_n^i\right] \\ E_z^i &= \sum_n J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\ r\right) a_n^i \end{aligned} \right\} \times\ e^{in\theta + ihz - i\omega t} \tag{12a}$$

$$\vec{H}^{i}\left\{\begin{aligned}
H_r^i &= \sum_n \left[\frac{n\,k^2}{\mu\,\omega\,(k^2-h^2)\,r}\; J_n\!\left(\sqrt{k^2-h^2}\;r\right)a_n^i + \frac{ih}{\sqrt{k^2-h^2}}\; J_n'\!\left(\sqrt{k^2-h^2}\;r\right)b_n^i\right]\\
H_\theta^i &= \sum_n \left[\frac{ik^2}{\mu\,\omega\,\sqrt{k^2-h^2}}\; J_n\left(k^2-h^2\;r\right)a_n^i - \frac{nh}{(k^2-h^2)\,r}\; J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\;r\right)b_n^i\right]\\
H_z^i &= \sum_n J_n\!\left(\sqrt{k^2-h^2}\;r\right)b_n^i
\end{aligned}\right\} \times e^{in\theta + ihz - i\omega t} \qquad \text{(12b)}$$

et de façon analogue les composantes du champ à l'extérieur du cylindre s'écrivent :

$$\vec{E}^{e}\left\{\begin{aligned}
E_r^e &= \sum_n \left[\frac{ih}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\; H_n^{(1)'}\!\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)a_n^e - \frac{\mu\,\omega\,n}{(\eta^2k^2-h^2)\,r}\; H_n^{(1)}\!\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)b_n^e\right]\\
E_\theta^e &= \sum_n \left[\frac{nh}{(\eta^2k^2-h^2)\,r}\; H_n^{(1)}\!\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)a_n^e + \frac{i\,\mu\,\omega}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\; H_n^{(1)'}\!\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)b_n^e\right]\\
E_z^e &= \sum_n H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)a_n^e
\end{aligned}\right\} \times e^{in\theta + ihz - i\omega t} \qquad \text{(13a)}$$

$$\vec{H}_{e}\left\{\begin{aligned}
H_r^e &= \sum_n \left[\frac{n\,\eta^2\,k^2}{\mu\,\omega\,(\eta^2k^2-h^2)\,r}\; H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)a_n^e + \frac{ih}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\; H_n^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-b^2}\;r\right)b_n^e\right]\\
H_\theta^e &= \sum_n \left[\frac{i\,\eta^2\,k^2}{\mu\,\omega\,\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\; H_n^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)a_n^e - \frac{nh}{(\eta^2k^2-h^2)\,r}\; H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)b_n^e\right]\\
H_z^e &= \sum_n H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\;r\right)b_n^e
\end{aligned}\right\} \times e^{in\theta + ihz - i\omega t} \qquad \text{(13b)}$$

où $J_n'(\rho) = \frac{d}{d\rho}\left[J_n(\rho)\right]$ et $H_n^{(1)'}(\rho) = \frac{d}{d\rho}\left[H_n^{(1)}(\rho)\right]$, η indice de réfraction de la paroi extérieure du guide.

Les coefficients a_n^i, b_n^i, a_n^e, b_n^e et la constante de propagation h restent encore indéterminés.

Ceux-ci s'obtiennent à partir des conditions à la limite $r = a$ qui imposent la continuité des composantes tangentielles de $\vec{E}$ et $\vec{H}$ que nous allons maintenant préciser.

(14a) $\begin{cases} E_\theta^i(r=a) = E_\theta^e(r=a) \\ E_z^i(r=a) = E_z^e(r=a) \end{cases}$ et (14b) $\begin{cases} H_\theta^i(r=a) = H_\theta^e(r=a) \\ H_z^i(r=a) = H_z^e(r=a) \end{cases}$

où a est le rayon du guide creux.

Soit encore, pour chaque valeur de n :

$$\frac{nh}{(k^2-h^2)a} J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)a_n^i + \frac{i\mu\omega}{\sqrt{k^2-h^2}} J_n'\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)b_n^i$$

$$= \frac{nh}{(\eta^2k^2-h^2)a} H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)a_n^e + \frac{i\mu\omega}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}} H_n^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)b_n^e$$

$$J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)a_n^i = H_m^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-k^2}\,a\right)a_n^e$$

(14a)

$$\frac{ik^2}{\mu\omega\sqrt{k^2-h^2}} J_n'\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)a_n^i - \frac{nh}{(k^2-h^2)a} J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)b_n^i$$

$$= \frac{i\eta^2k^2}{\mu\omega\sqrt{\eta^2k^2-h^2)}} H_n^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)a_n^e - \frac{nh}{(\eta^2k^2-h^2)a} H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)b_n^e$$

$$J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)b_n^i = H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)b_n^e$$

(14b)

Ces équations forment un système homogène de quatre équations à quatre inconnus a_n^i, b_n^i, a_n^e, b_n^e.

Le déterminant associé doit être nul et cette condition permet de calculer les valeurs permises de h qui seront précisées au paragraphe suivant.

Plusieurs approximations sont utilisées {2} pour résoudre ce système :

15a : $k_a = \frac{2\pi a}{\lambda} \gg |\eta|\ u_{nm}$

- η indice de réfraction du guide
- u_{nm} racine d'ordre m de l'équation $J_{n-1}(u_{nm}) = 0$
- k constante de propagation de l'onde libre.

Cette inégalité signifie que la longueur de l'onde libre est petite devant le rayon a du guide (elle sera toujours vérifiée ici car pour $\lambda = 10\mu m$ et $a \simeq 1$ mm, $\frac{\lambda}{a} \simeq \frac{1}{100}$). (guide surdimensionné)

15b : $- \left|\frac{h}{k} - 1\right| \ll 1$

Cette condition limite l'étude aux modes à pertes faibles, qui sont ceux possédant une constante de propagation h proche de celle d'une onde libre. (mode d'ordre faible)

Ces approximations permettent ainsi d'utiliser un développement limité au premier terme du rapport $\frac{H_n'(u)}{H_n(u)}$ en remplaçant les fonctions $H_n(u)$ par leur développement asymptotique ; d'où :

$$\frac{H_n'\left(\sqrt{\eta^2k^2 - h^2}\ a\right)}{H_n\left(\sqrt{\eta^2k^2 - h^2}\ a\right)} \simeq i + \varepsilon\left(\frac{1}{\sqrt{\eta^2k^2 - h^2}\ a}\right)$$

On obtient ainsi l'expression des composantes des trois types de modes naturels intérieurs au cylindre en négligeant les termes proportionnels à $\frac{\lambda}{a}$ {2} :

1°) Modes TE_{om} : $n = 0$, $a_n^i = 0$ (transverse électrique)

$$E_{\theta_{om}} = -\sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\ H_{r_{om}} = J_1\left(u_{om}\frac{r}{a}\right)\ e^{ihz - i\omega t}$$

$$E_{r_{om}} = H_{\theta_{om}} = 0 \quad \text{et} \quad E_{z_{om}} = H_{z_{om}} = 0$$

2°) Modes TM_{om} : $n = 0$, $b_n^i = 0$ (transverse magnétique)

$$E_{r_{om}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\ H_{\theta_{om}} = J_1\left(u_{om}\frac{r}{a}\right)\ e^{ihz - i\omega t}$$

$$E_{\theta_{om}} = H_{r_{om}} = 0 \quad \text{et} \quad E_{z_{om}} = H_{z_{om}} = 0$$

3°) Modes EH_{nm} : $n \neq 0$ (hybrides)

$$E_{r_{nm}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\, H_{\theta_{nm}} = J_{n-1}\left(u_{nm}\frac{r}{a}\right) \sin n\theta \; e^{ihz - i\omega t}$$

$$E_{\theta_{nm}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}}\, H_{r_{nm}} = J_{n-1}\left(u_{nm}\frac{r}{a}\right) \cos n\theta \; e^{ihz - i\omega t}$$

$$E_{z_{nm}} = H_{z_{nm}} = 0$$

La figure 1 représente l'allure de quelques modes (d'après {2}). On peut noter que seuls les modes EH_{1m} possèdent un maximum central non nul.

b) Constantes de propagation des modes intérieurs du guide.

Nous avons vu que les conditions à la limite $r = a$ se ramenaient à un système homogène de quatre équations à quatre inconnues pour chaque valeur de n. Ce système n'a de solutions que si son déterminant est nul et ceci conduit à l'équation : {1}

$$\left[\frac{J_n'\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)}{J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)} - \frac{\sqrt{k^2-h^2}}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\;\frac{H_n^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)}{H_n^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)}\right]$$

$$\times\left[\frac{J_n'\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)}{J_n\left(\sqrt{k^2-h^2}\,a\right)} - \frac{\eta^2\sqrt{k^2-h^2}}{\sqrt{\eta^2k^2-h^2}}\;\frac{H^{(1)'}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)}{H^{(1)}\left(\sqrt{\eta^2k^2-h^2}\,a\right)}\right]$$

$$= \left[\frac{nh}{k\sqrt{k^2-h^2}\,a}\right]^2 \left[1 - \left(\frac{k^2-h^2}{\eta^2k^2-h^2}\right)\right]^2 \qquad (16)$$

Les racines de cette équation donnent les valeurs permises de h. Pour chaque valeur de n, il existe une infinité m de valeurs permises de h et ces solutions seront notées h_{nm}.

A l'aide des approximations (15a) et (15b), on obtient les sim-

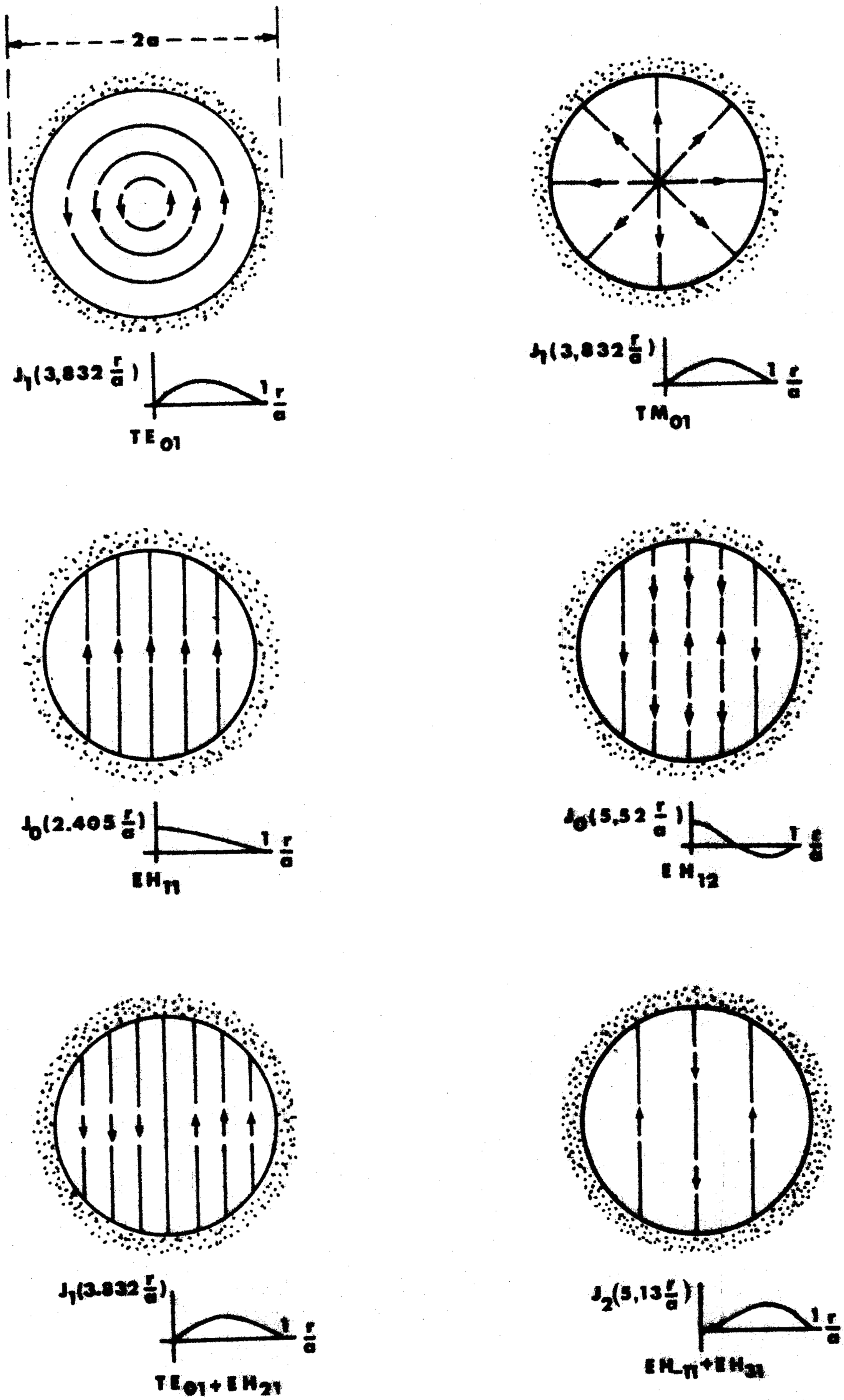


FIGURE 1 : Quelques modes du cylindre diélectrique creux (d'après *MARCATILI* {2})

plifications suivantes :

$$\frac{H_n^{(1)'}(u)}{H_n^{(1)}(u)} \simeq i \quad \text{et} \quad \frac{\eta^2}{\left(\sqrt{\eta^2 k^2 - h^2}\right) a} \simeq \frac{\eta^2}{\sqrt{\eta^2 - 1}} \left(\frac{\lambda}{2\pi a}\right) \ll 1$$

Les puissances du terme $\dfrac{\eta^2}{\left(\sqrt{\eta^2 k^2 - h^2}\right) a}$ supérieures à l'unité seront négligées.

Dans ces conditions, l'équation (16) se simplifie et s'écrit :

$$J_{n-1}\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a\right) = i\eta_n \frac{\sqrt{k^2 - h^2}}{k} J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a\right)$$

avec

$$\eta_n = \begin{cases} \dfrac{1}{\sqrt{\eta^2 - 1}} & \text{pour les modes } TE_{om} \\[2ex] \dfrac{\eta^2}{\sqrt{\eta^2 - 1}} & \text{pour les modes } TM_{om} \\[2ex] \dfrac{1/2\left(1 + \eta^2\right)}{\sqrt{\eta^2 - 1}} & \text{pour les modes } EH_{nm} \quad n \neq 0 \end{cases}$$

On peut noter que comme $\sqrt{k^2 - h^2} \approx 0 \qquad J_{n-1}\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a\right) \approx 0$

donc $J_{n-1}\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a\right) \approx \left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a - u_{nm}\right) \left[- J_n\left(u_{nm}\right)\right]$

or $J_n\left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a\right) \simeq J_n\left(u_{nm}\right) + \left(\sqrt{k^2 - h^2}\, a - u_{nm}\right) J_n'\left(u_{nm}\right) = J_n\left(u_{um}\right)\left(1 - \dfrac{\eta}{u_{nm}}\right)$

$\simeq J_n\left(u_{nm}\right)$

donc (16) devient : $-\left\{\left(\sqrt{k^2 - h^2}\right) a - u_{nm}\right\} = i\eta_n \dfrac{\sqrt{k^2 - h^2}}{k}$

$$\text{d'où} \quad \left(\sqrt{k^2 - h^2}\right) a \simeq u_{nm}\left(1 - \frac{i\eta_n}{ka}\right)$$

$$\text{et} \quad h = h_{nm} \simeq k\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{u_{nm}\,\lambda}{2\pi a}\right)\left(1 - \frac{i\,\eta_n\,\lambda}{\pi a}\right)\right]$$

On déduit directement de ce résultat les expressions de l'atténuation et de la constante de propagation pour chaque mode :

$$- \alpha_{nm} = I_m(h_{nm}) = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi}\right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} R_e\,(\eta_n)$$

$$- \beta_{nm} = Re(h_{nm}) = \frac{2\pi}{\lambda}\left\{1 - \frac{1}{2}\left[\frac{u_{nm}\,\lambda}{2\pi\,a}\right]^2 \left|1 + I_m\left(\frac{\eta_n\,\lambda}{\pi\,a}\right)\right|\right\}$$

c) Expression des modes polarisés rectilignement.

Très souvent, un élément optique impose une polarisation rectiligne de l'onde (réseau, incidence de Brewster) car il introduit des pertes importantes pour l'autre polarisation ; les modes polarisés rectilignement sont donc de première importance et par la suite, l'étude sera limitée à ceux-ci.

Trois classes de modes rectilignes sont à distinguer :

1°) Les modes EH_{1m} dont le premier EH_{11} possède l'atténuation la plus faible de tous les modes du guide diélectrique (polarisés rectilignement ou non) et sera donc considéré comme mode principal.

2°) Les modes composites $EH_{-|n|,m} + EH_{|n|+2,m}$, dégénérés car ils ont même constante de propagation $(u_{-|n|,m} = u_{|n|+2,m})$ et dont la superposition fournit des modes à polarisation rectiligne.

3°) Enfin, d'autres modes composites à polarisation rectiligne $TE_{om} + EH_{2m}$ peuvent apparaître mais uniquement dans le cas particulier où $\eta \simeq 1$; seul cas où les constantes de propagation de ces deux types de modes sont égales ; ceux-ci ne seront pas à considérer ici car l'indice du pyrex est $\eta \simeq 1,9$ et celui du BeO $\eta = 1,7$

En résumé, les modes polarisés rectilignement peuvent se représenter par une seule composante :

1°) $EH_{1m} \rightarrow E_{1m} = J_o\left(u_{1m}\,\frac{r}{a}\right)\, e^{ih_{nm}z - i\omega t}$

2°) $EH_{-|n|,m} + EH_{|n|+2,m} \rightarrow E_{nm} = J_{n-1}\left(u_{nm}\,\frac{r}{a}\right)\, \cos n\theta\; e^{ih_{nm}z - i\omega t}$

que l'on peut regrouper sous la forme :

$$E_{nm}(r,\theta,z,t) = J_{n-1}\left(u_{nm}\frac{r}{a}\right)\cos n\theta\, \exp\left\{ih_{nm}z - i\omega t\right\}$$

2) MODES DU RESONNATEUR PASSIF

Une détermination analytique simple de la structure des modes du résonnateur est pratiquement impossible dans le cas général où la cavité est formée par le guide et comporte deux miroirs de rayons de courbure R_1 et R_2 placés respectivement aux distances z_1 et z_2 du guide (figure 2) ; en effet, on constate qu'une partie de la

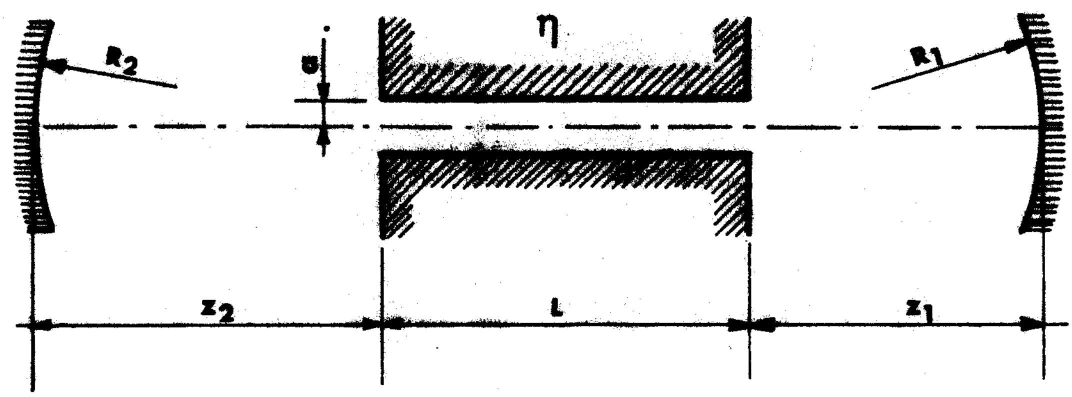


FIGURE 2 : Résonnateur guide d'onde.

cavité comporte une propagation guidée et l'autre une propagation libre. La structure des modes du résonnateur sera donc fonction à la fois du guide et des miroirs et ainsi ni l'ensemble des modes gaussiens ni l'ensemble des modes du guide ne peuvent séparément convenir pour décrire de façon simple le fonctionnement de ce type de résonnateur, sauf dans le cas particulier où $z_1 = z_2 = 0$ et $R_1 = R_2 = \infty$ Dans ce cas, les modes du résonnateur coïncident avec les modes du guide et leurs pertes sont uniquement liées à la propagation à travers le guide d'onde. Nous ne reviendrons plus sur ce cas particulier mais important car il correspond au maximum d'intervalle spectral libre du résonnateur.

Une première approche consiste à considérer que le guide se comporte comme un "filtre" à travers lequel ne peut se propager que le mode EH_{11} seul. Ce type de démarche a été amplement étudié sous deux formes conduisant aux mêmes résultats :

1°) Par un calcul de la diffraction scalaire de EH_{11} (DEGNAN {3})

2°) Par projection du mode EH_{11} dans la base des modes gaussiens (ABRAMS {4})

Ces deux traitements appliqués au mode EH_{11} seul ne peuvent donc pas faire apparaitre un type de fonctionnement en mode composite (EH_{11} + EH_{12}). Or, une autre approche a été récemment étudiée {5} et appliquée dans le cas d'un laser à colorant ; elle consiste à considérer qu'une onde gaussienne TEM_{00} de paramètre ω et R vient exciter deux modes du guide (EH_{11}, EH_{12}). Sous certaines conditions, nous verrons que ce type de fonctionnement présente des avantages intéressants qui permettent d'envisager des techniques expérimentales nouvelles.

Le problème un peu plus général a été étudié par ABRAMS {6,7} et par DEGNAN {3} en utilisant une méthode de calcul basée sur la diffraction de l'onde émergeant du guide.

Ces méthodes ont été appliquées soit au mode EH_{11} seul, soit à des modes de résonnateur utilisant plusieurs modes du guide de la classe EH_{1m} ; ils n'ont pas fait apparaître l'existence du mode de structure gaussienne résultant de la superposition $EH_{11} + EH_{12}$ que nous nommerons dans la suite : mode composite.

Nous allons détailler les résultats relatifs à ces différents calculs.

a) Mode n'utilisant que le mode de guide EH_{11} seul.

1°) Calcul par diffraction scalaire :

Le principe de calcul consiste à considérer le plan d'onde à la sortie du guide comme source et à déterminer, par un calcul de diffraction, l'amplitude du champ $E(r_2, \theta_2, 0)$ après réflexion sur un miroir sphérique de rayon R situé à une distance d du guide (figure 3).

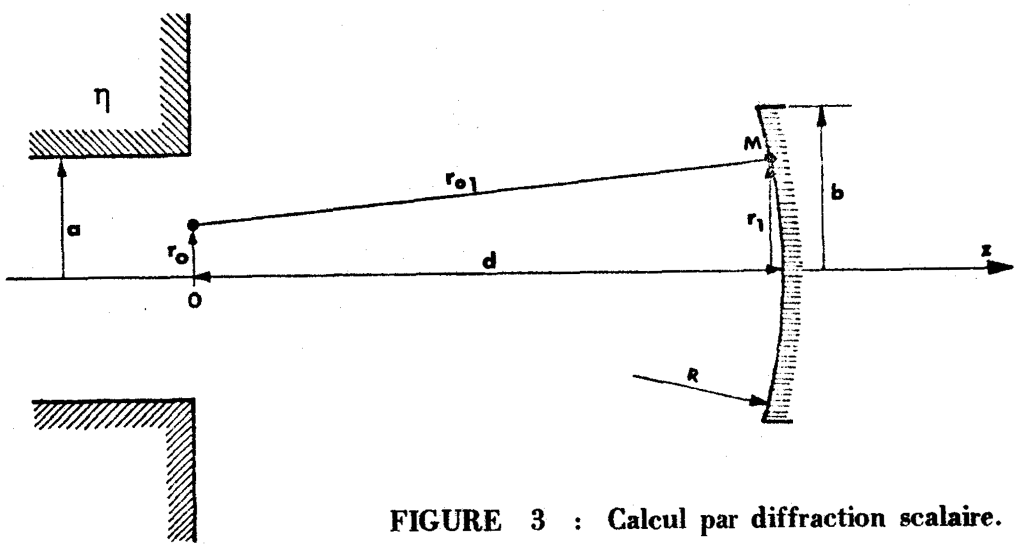


FIGURE 3 : Calcul par diffraction scalaire.

La distribution d'amplitude du champ de mode EH_{11} s'écrit à l'intérieur du guide :

$$E_{11}(r,\theta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\ a\ J_1(u_{11})}\ J_o\left(u_{11}\ \frac{r}{a}\right)$$

où $u_{11} = 2,405$ est le premier zéro de l'équation $J_o(u_{1m}) = 0$

Au point $M(r_1, z_1)$ le champ s'écrit {8} (figure 3)

$$E(r_1,\theta_1,z_1) = -i \int_o^{2\pi}\int_o^{a} \frac{e^{ikr_{01}}}{i\lambda r_{01}}\ E_{11}(r_o,\theta_o)\ r_o\ dr_o\ d\theta_o$$

avec $r_{01} \simeq d + \frac{r_o^2}{2d} - \frac{r_0 r_1 \cos(\theta_0 - \theta_1)}{d} + \left(1 - \frac{d}{r}\right)\frac{r_o^2}{2d}$

Après réflexion, puis retour à l'entrée du guide, le champ devient :

$$E(r_2,\theta_2,0) = -i \int_0^{2\pi}\int_0^{b} \frac{e^{ikr_{12}}}{i\lambda r_{12}}\ E(r_1,\theta_1,z_1)\ r_1, dr_1, d\theta_1$$

avec l'approximation $dS_1 = \dfrac{r_1, dr_1, d\theta_1}{\sqrt{1 - \dfrac{r_1^2}{R^2}}} \simeq r_1\ dr_1\ d\theta$

En posant $\alpha = \frac{ka^2}{R}$, $\beta = \frac{d}{R}$, $\gamma = \frac{b}{a}$ ou 2b est le diamètre du miroir, $\omega_o = \frac{r_o}{a}$, $\omega_1 = \frac{r_1}{a}$:

$$|X_{11}|^2 = \left(\frac{\alpha}{2\beta\, J_1(u_{11})}\right)^4 \left|\int_0^{\gamma^2} e^{i\frac{1-\beta}{\beta}\alpha\omega_1} d\omega_1 \left[\int_0^1 e^{\frac{i\alpha\omega_o}{\beta}} J_o\left(u_{11}\sqrt{\omega_o}\right) J_o\left(\frac{\alpha}{\beta}\sqrt{\omega_1\,\omega_o}\right)\right]^2\right|$$

représente l'énergie réinjectée dans le mode EH_{11} après réflexion. Le terme $1-|X_{11}|^2$ représente donc les pertes par diffraction du mode EH_{11}.

$|X_{11}|^2$ a été calculé numériquement par *DEGNAN* {3} et les résultats obtenus pour différents miroirs en fonction de $\beta = \frac{d}{R}$ sont illustrés sur la figure 4.

Ces courbes mettent en évidence trois situations où le mode de résonnateur utilisant le mode de guide EH_{11} seul présente des pertes faibles.

1°) Lorsqu'un miroir de grand rayon de courbure est placé à proximité de l'entrée du guide (position A sur la figure 4)

2°) Lorsqu'un miroir de grand rayon de courbure est placé en $d = R$ (position B sur la figure 4)

3°) Lorsque le miroir possédant un rayon de courbure tel que $\alpha = \frac{ka^2}{R} = 2,415$ est placé à une distance $d = \frac{R}{2}$ de l'entrée du guide (position C sur la figure 4)

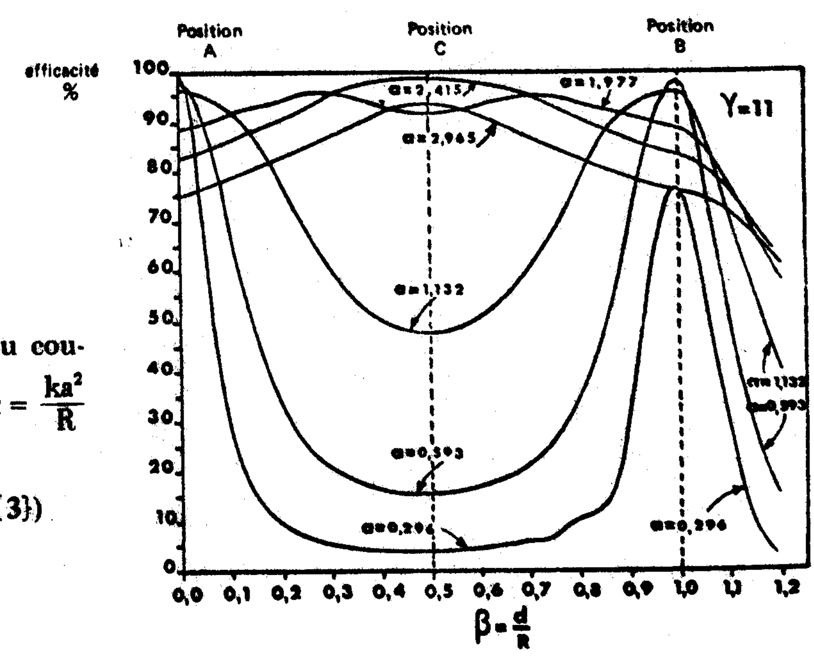


FIGURE 4 : Efficacité du couplage du mode EH_{11} $\alpha = \frac{ka^2}{R}$

(d'après *J.J. DEGNAN* {3})

2°) Calcul par décomposition sur les modes gaussiens :

Cet autre traitement plus simple dans le principe, conduit aux mêmes résultats dans le cas du mode de guide EH_{11} seul : la méthode utilisée par ABRAMS {4} consiste à projeter le mode EH_{11} dans la base des modes gaussiens à symétrie cylindrique. La distribution d'amplitude de ces modes gaussiens s'écrit sous la forme : {11}

$$(R=\infty) \quad \Psi_p = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{\omega_o}\,L_p^o\left[\frac{2r^2}{\omega_o^2}\right]\exp\left\{-\frac{r^2}{\omega_o^2}\right\}$$

Dans cette base, les composantes du mode EH_{11} sont :

$$A_p = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{1}{\omega_o}\int_o^a J_o\left(u_{11}\,\frac{r}{a}\right) L_p\left(\frac{2r^2}{\omega_o^2}\right)\exp\left\{-\frac{r^2}{\omega_o^2}\right\} 2\pi\, r\, dr$$

$$= \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\omega_o\int_o^K J_o(\xi\sqrt{x})\,L_p(x)\,\exp\left\{-\frac{x}{2}\right\} dx$$

$$\text{avec} \quad \xi = \frac{u_{11}\,\omega_o}{\sqrt{2}\,a} \qquad \text{et} \qquad K = \frac{2a^2}{\omega_o^2}$$

et où $L_p(u)$ est le polynôme de Laguerre qui satisfait l'équation

$$u \cdot \frac{d^2 L_p(u)}{du^2} + (1-u)\,\frac{d\,L_p(u)}{du} + p\,L_p(u) = 0$$

Or, quelque soit p, le rayon du mode gaussien Ψ_p possède la même dépendance en z {11}

$$\text{i.e. :} \quad R' = z\left[1 + \left(\frac{\pi\,\omega_o^2}{\lambda z}\right)^2\right]$$

Donc, pour déterminer le couplage du mode EH_{11} il suffit de supposer la courbure de l'onde gaussienne adaptée au miroir sphérique de rayon R $(R' = R)$

La différence essentielle résidera dans les déphasages relatifs de ces modes.

L'onde réfléchie en z par le miroir se retrouve en $z = 0$ avec une amplitude

$$E'(r) = \sum_p A_p \exp\left\{ i\,\phi_p \right\} \Psi_p(r)$$

$$\text{avec } \phi_p = 2(2p+1) \text{ Arc tg}\left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_o^2} \right)$$

Et on déduit facilement les pertes par couplage :

$$C^2 = 1 - \left| \frac{\int_o^a J_o\left(u_{11}\frac{r}{a}\right) E'(r)\; 2\pi\, r\, dr}{\int_o^a J_o^2\left(u_{11}\frac{r}{a}\right)\; 2\pi\, r\, dr} \right|$$

Ici aussi, on voit apparaître les trois mêmes dispositions à pertes faibles que précédemment (figure 5)

Leur existence peut s'interpréter dans le formalisme utilisé en termes de déphasages :

En effet, pour $z \simeq 0$, c'est-à-dire pour les grands rayons de courbure proches de l'entrée du guide, Arc tg $\frac{\lambda z}{\pi\omega_o^2} \simeq 0$

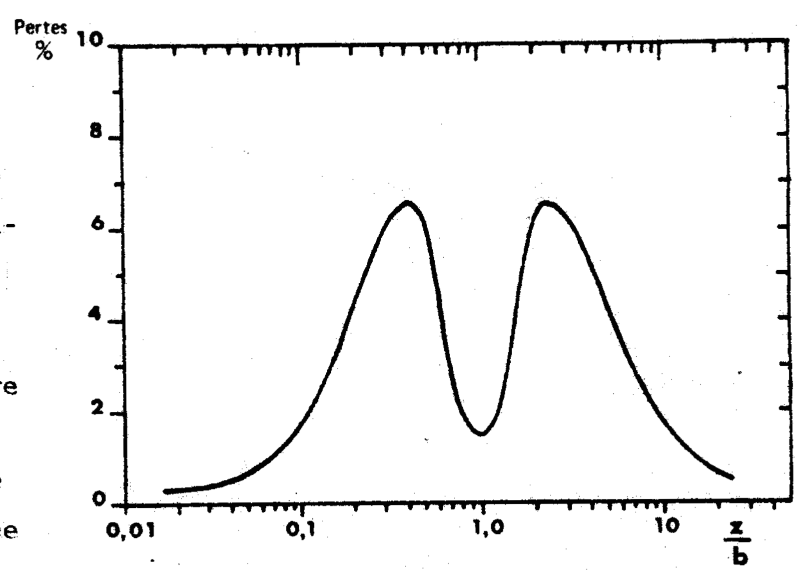


FIGURE 5 : Pertes par couplage du mode EH_{11} $b = \frac{\pi\omega_o^2}{\lambda}$

(d'après *R.L. ABRAMS* {4})

et $\phi_p \simeq 0\,\forall p$. Le miroir est trop près pour que l'extension des différents modes introduisent des déphasages importants.

D'autre part, pour $z \to \infty$ le terme

$$\text{Arc tg}\ \frac{\lambda z}{\pi \omega_o^2} \to \frac{\pi}{2} \quad \text{et} \quad \phi_p \to 2(2p+1)\ \frac{\pi}{2} = (2p+1)\ \pi$$

dans ces conditions (grand rayon de courbure du miroir placé en $z = R$) tous les modes présentent entre eux des déphasages de pratiquement 2π et de nouveau les pertes seront faibles.

La position intermédiaire correspond à $\frac{\lambda z}{\pi \omega_o^2} = 1$, ce qui conduit à $\text{Arc tg}\ \frac{\lambda z}{\pi \omega_o^2} = \frac{\pi}{4}$ et $\phi_p = 2(2p+1)\ \frac{\pi}{4} = (2p+1)\ \frac{\pi}{2}$.

Cette fois tous les modes pairs ($p = 2n$) reviennent en phase à l'entrée du guide et, si on constate que $A_o = 0{,}98$ pour $\frac{\omega_o}{a} = 0{,}64$ valeur qui de plus annule A_1, le minimum de pertes observé se trouve justifié.

b) <u>Mode composite du résonnateur (EH_{11} et EH_{12}) excité par le mode gaussien TEM_{OO}</u>

L'amplitude de l'onde gaussienne TEM_{OO} à symétrie circulaire s'écrit sous la forme :

$$E_{TEM_{OO}}\ (r,\omega,R) = \frac{\sqrt{2}}{\pi}\ \frac{1}{\omega}\ \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2} + i\ \frac{kr^2}{2R}\right\}$$

L'amplitude des modes du guide est toujours :

$$E_{EH_{1m}}\ (r,a) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\ a\ J_1'(u_{1m})}\ J_o\left(u_{1m}\ \frac{r}{a}\right)$$

L'onde gaussienne TEM_{OO} a pour composantes dans la base des modes du guide

$$A_m\left(\omega,\ \frac{1}{R}\right) = \frac{4}{J_1\,(u,m)}\ \frac{a}{\omega} \int_o^1 \exp\left\{-\frac{a^2}{\omega^2}\ y^2 + \frac{ika^2}{2R}\ y^2\right\}\ J_o(u,m,y)\,yd,y$$

où $y = \frac{r}{a}$

Et en n'utilisant que les deux premiers modes EH_{11} et EH_{12}, un calcul numérique du couplage entre le mode TEM_{oo} de front d'onde plan à l'entrée du guide sur les deux modes EH_{11} et EH_{12} conduit aux courbes de la figure 6 {5}.

Celles-ci fait apparaître un couplage très efficace (pertes $\simeq$ 0,15 %) pour une valeur de $\frac{\omega_o}{a} \simeq 0,5$, valeur plus proche des valeurs expérimentales {9,10} que dans le cas précédent (EH_{11} seul). La figure 7 représente la structure radiale de l'onde résultant de la superposition de EH_{11} et EH_{12}.

Cependant, pour que ce type de fonctionnement soit effectif, il faut qu'après un aller dans la cavité, le déphasage introduit entre les deux modes dans le guide soit compensé de façon à être un multiple entier de 2π (ces deux modes ont des constantes de propagation différentes).

Le cas le plus simple correspond à celui où la longueur du guide assure un déphasage de 2π (Pour un tube de BeO de 1,5 mm de diamètre intérieur à $\lambda = 10\mu$, ceci correspond à une longueur de guide de $z = \dfrac{4\pi\ a^2\ 2\pi}{\left(u_{12}^2 - u_{11}^2\right)\lambda} \simeq 183$ mm)

Dans ce cas, le mode TEM_{oo} possède son front d'onde plan proche de l'entrée du guide et tout miroir sphérique adaptant celui-ci permettra de réaliser un résonnateur à pertes faibles.

Un miroir sphérique, de rayon de courbure $R = \dfrac{2\pi\ \omega_o^2}{\lambda}$ placé en $z = \dfrac{R}{2} = \dfrac{\pi\ \omega_o^2}{2}$ (pour un tube de 1,5 mm de diamètre et $\lambda = 10\mu$, cela conduit à $R = 93$ mm et $z = 47$ mm) assure un fonctionnement monomode mais, de plus, les pertes optiques sont réduites à l'atténuation du guide et aux pertes par réflexion sur les miroirs.

D'autre part, lorsque la longueur du guide n'assure plus un déphasage de 360° mais, par exemple, un déphasage de 240° (correspondant à $L = 150$ mm), on peut montrer {5} que là encore il est possible d'obtenir un mode composite à pertes faibles.

Ces résultats peuvent être retrouvés à partir d'une méthode plus générale que nous allons exposer dans le paragraphe suivant.

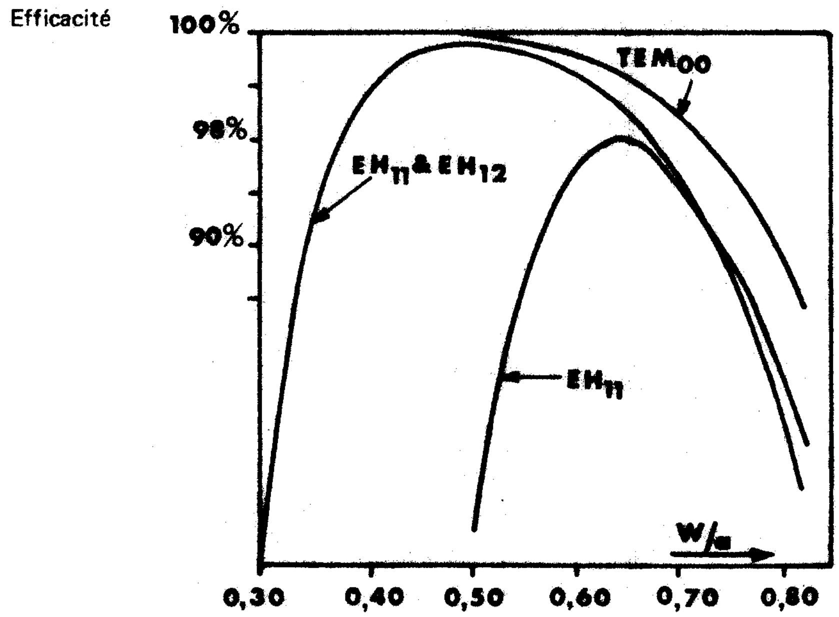


FIGURE 6 : Efficacité du couplage du mode TEM_{00} sur les modes EH_{11} et EH_{12} (d'après *F.P. ROULLARD III* [5])

La courbe notée TEM_{00} caractérise le couplage du mode TEM_{00} tronqué en $r = a$

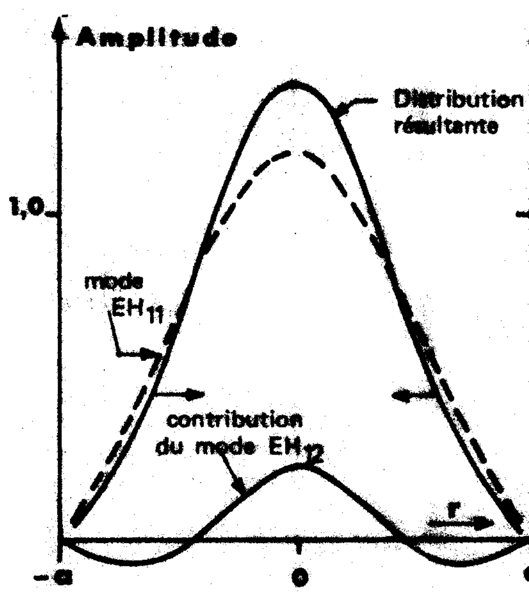


FIGURE 7 : Structure radiale résultant de la superposition des modes EH_{11} et EH_{12}
$\left(\frac{\omega}{a} \simeq 0,5\right)$ (d'après *F.P. ROULLARD* [5])

c) Approche générale de l'étude des modes du résonnateur : application aux cas a et b.

Un calcul, simple dans le principe, permet de déterminer la structure des modes du résonateur représenté sur la figure 8. Son application au mode principal permet de retrouver les résultats précédents.

La méthode est basée sur la décomposition des modes de résonnateur sur les deux bases constituées par l'ensemble des modes EH_{1m}

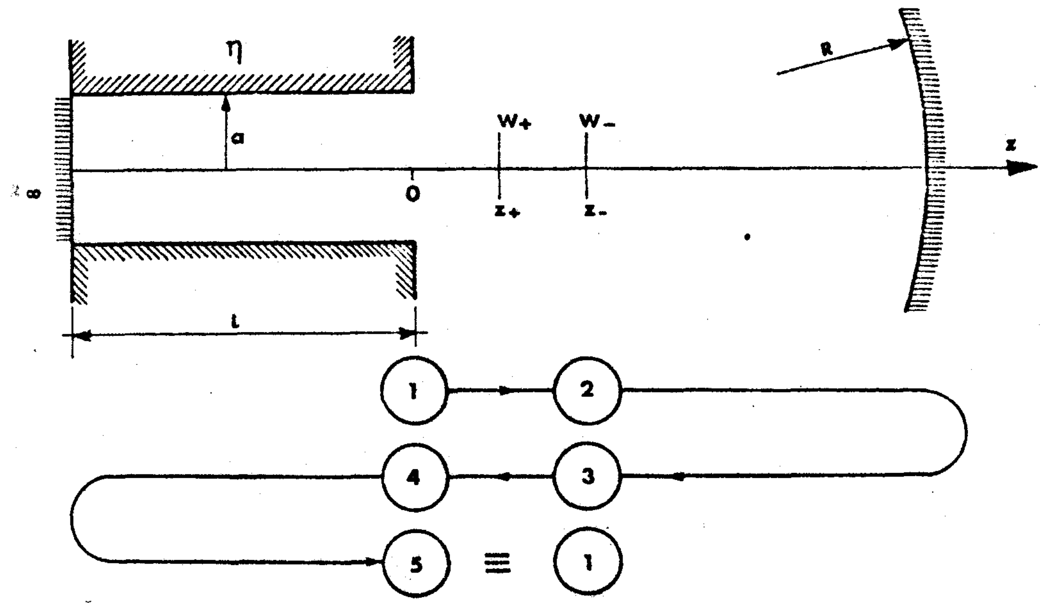


FIGURE 8 : Résonnateur guide d'onde plan concave (≡ au résonnateur symétrique de longueur double)

et l'ensemble des modes gaussiens TEM_{po}, bases utilisées respectivement pour la propagation guidée et pour la propagation libre.

En $z = 0$ correspondant à la position ① sur la figure 8, l'amplitude du champ électrique $E^{(1)}$ s'écrit dans la base des modes de guide : E_{1m} :

$$E^{(1)} = \sum_{m=1}^{\infty} u_m \, E_{1m} \; (z = 0)$$

En ②, il se décompose sur la base des modes gaussiens $\mathcal{E}^{+}_{po}(r,z)$ suivant :

$$E^{(2)} = \sum_{p=0}^{\infty} v_p \, \mathcal{E}^{+}_{po} \quad (z=0)$$

Par continuité à la sortie du guide $(z=0)$, on aura $E^{(1)} = E^{(2)}$ avec :

$$E_{1m} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\, a\, J_1(u_1\, m)} \; J_o\left(u_1\, m \frac{r}{a}\right) \exp\left\{-i\, h_{1m}\, z\right\}$$

$$\text{et } \mathcal{E}^{+}_{po}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2} + \frac{ikr^2}{2R}\right\} \exp\left\{-ik\,z - \phi^{+}_{p}\right\} L_p\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right)$$

$$\text{où} \quad \omega^2 = \omega_+^2 \left[1 + \frac{\lambda(z-z_+)}{\pi\,\omega_+^2}^2\right]$$

$$R^2 = (z-z_+)\left[1 + \left(\frac{\pi\,\omega_+^2}{\lambda(z-z_+)}\right)^2\right]$$

$$\phi^{+}_{p} = (2p+1)\left\{\text{Arc tg}\left[\frac{\lambda(z-z_+)}{\pi\,\omega_+^2}\right] + \text{Arc tg}\,\frac{\lambda\, z_+}{\pi\,\omega_+^2}\right\}$$

Pour les fonctions E_{1m} et $\mathcal{E}^{+}_{po}$ les conditions de normalisation s'écrivent :

$$\int_0^a E_{1m}(r)\, E_{1m'}(r')\, 2\pi\, r\, dr = \delta_{mm'}$$

$$\int_0^\infty \mathcal{E}^{+}_{p}(r)\, \mathcal{E}^{+}_{p'}(r)\, 2\pi\, r\, dr = \delta_{pp'}$$

Après propagation vers le miroir, puis retour à l'entrée du guide (position ③ sur la figure 8), le champ s'écrit :

$$E^{(3)} = \sum_p v_p\, \mathcal{E}^{-}_{po}\,(z=0)\, \exp\left\{-i\left(2kz - \phi^{+}_{p} - \phi^{-}_{p}\right)\right\}$$

avec

$$\phi'_p = \phi_p^+ + \phi_p^- = (2p+1)\left[\text{Arc tg}\,\frac{\lambda(z - z_+)}{\pi\,\omega_+^2} + \text{Arc tg}\,\frac{\lambda(z - z_-)}{\pi\,\omega_-^2} + \text{Arc tg}\,\frac{\lambda z_-}{\pi\,\omega_-^2} + \text{Arc tg}\,\frac{\lambda z_+}{\pi\,\omega_+^2}\right]$$

où z_-, ω_- sont liés à z_+, ω_+ et R par : {11}

$$\frac{1}{(z - z_-) + j\,\frac{\pi\omega_-^2}{\lambda}} = \frac{1}{(z - z_+) + j\,\frac{\pi\omega_+^2}{\lambda}} - \frac{2}{R}$$

et $$\mathcal{E}_{po}^- = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\ \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2} + \frac{ikr^2}{2R}\right\}\exp\left\{-ikz - \phi_p^-\right\}\ L_p\left(\frac{2r^2}{\omega^2}\right)$$

où cette fois

$$\omega^2 = \omega_-^2\left[1 + \frac{\lambda(z - z_-)^2}{\lambda\ \omega_-^2}\right]$$

$$R^2 = (z - z_-)\left[1 + \left(\frac{\pi\omega_-^2}{\lambda(z - z_-)}\right)^2\right]$$

$$\phi_p^- = (2p+1)\left\{\text{Arc tg}\left[\frac{\lambda(z - z_-)}{\pi\ \omega_-^2}\right] + \text{Arc tg}\,\frac{\lambda z_-}{\pi\omega_-^2}\right\}$$

Ceci suppose que le miroir, placé en z, transforme le mode TEM_{00} de paramètres ω_+, z_+ en un mode TEM_{00} de paramètres ω_-, z_- . Lorsque la surface réfléchissante est métallique, cette transformation ne peut se produire qu'à condition que la différence de courbure entre l'onde et le miroir reste suffisamment faible pour ne pas introduire de dépolarisation importante de l'onde réfléchie {8}. En fait, l'approximation de Gauss étant implicitement contenue dans ce développement, cette condition sera toujours vérifiée.

$E^{(3)}$ se projette sur les modes du guide E_{1m} en

$$E^{(4)} = \sum_m \sum_p v_p \left(\mathcal{E}^-_{po} \cdot E_{1m}\right) \exp\left\{-i\left(2kz - \phi'_p\right)\right\} E_{1m}(z=0)$$

avec

$$\mathcal{E}^-_{po} \cdot E_{1m} = \int_0^a \frac{1}{\sqrt{\pi} a\, J_1(u_1 m)} J_0\left(u_{1m}\frac{r}{a}\right) \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, L_p\left[\frac{2r^2}{\omega^2(z_0)}\right]$$

$$\times \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2(z_-)} + \frac{ikr^2}{2R(z_-)}\right\} 2\pi\, r\, dr$$

Après un aller-retour dans le guide $E^{(4)}$ devient :

$$E^{(5)} = \sum_m \sum_p v_p\left(\mathcal{E}^-_{po} \cdot E_{1m}\right) \exp\left\{-i\left(2kz - \phi'_p\right)\right\} \exp\left\{-2i\, h_{1m} L\right\} E_{1m}\ (z=0)$$

et $E^{(5)}$ doit être identique à $E^{(1)}$ à un facteur complexe λ près. Ce facteur λ traduit les pertes $\left(1 - |\lambda|^2\right)$ et le déphasage introduits par un aller-retour dans la cavité.

La condition de résonance se ramène donc à imposer λ réel positif.

En écrivant $\lambda = |\lambda|\, e^{i\alpha}$, la condition de résonance devient $\alpha = 2k\pi$ avec k entier.

On doit donc avoir $E^{(5)} = \lambda E^{(1)}$ soit :

$$\lambda \sum_m u_m E_{1m} = \sum_m \sum_p v_p \left(\mathcal{E}^-_{po} \cdot E_{1m}\right) \exp\left\{-i\left(2kz - \phi'_p\right)\right\} \exp\left\{-2i\, h_{1m} L\right\} E_{1m}$$

v_p peut s'écrire : $v_p = \sum_{m'} u_{m'} \left(E_{1m'} \cdot \mathcal{E}^+_{po}\right)$ et on obtient :

$$\lambda\, u_m = \sum_{m'} \sum_p u_{m'} \left(E_{1m'} \cdot \mathcal{E}^+_{po}\right)\left(\mathcal{E}^-_{po} \cdot E_{1m}\right) \exp\left\{-i\left(2kz - \phi'_p\right)\right\} \exp\left\{-2i\, h_{1m} L\right\}$$

La détermination des modes de résonnateur se ramène ainsi à la diagonalisation d'une matrice issue de la relation :

$$\lambda \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_m \\ \vdots \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & \cdots & U_{1m'} \\ U_{21} & U_{22} & \cdots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ U_{m1} & \cdots & \cdots & U_{mm'} \\ \vdots & & & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \vdots \\ u_m \\ \vdots \end{pmatrix}$$

avec $U_{mm'} = \sum_p \left(E_{1m} \cdot \mathcal{E}^-_{po}\right)\left(E_{1m'} \cdot \mathcal{E}^+_{po}\right) \exp\left\{-i\left(2kz - \phi'_p\right)\right\} \exp\left\{-2i\, h_{1m}\, L\right\}$

<u>APPLICATION AUX CAS a ET b</u> :

Un premier cas intéressant est celui où le guide est supposé ne permettre la propagation que du mode EH_{11} seul : dans ce cas, la matrice se réduit à un seul élément : $\begin{pmatrix} z_+ = z_- = 0 \\ \omega_+ = \omega_- = \omega_o \end{pmatrix}$

$$U_{11} = \sum_{p=o}^{\infty} \left(E_{11} \cdot \mathcal{E}_{po}\right)^2 \exp\left\{-i\left(2kz - 2(2p+1)\ \mathrm{Arc\,tg}\ \frac{\lambda z}{\pi \omega_o^2}\right)\right\} \exp\left\{-2i\, h_{11}\, L\right\}$$

On retrouve la même discussion et les mêmes résultats qu'en I_{2a} ; le terme $1 - |U_{11}|^2$ représente les pertes après un aller-retour

Le deuxième cas intéressant est celui où le mode principal peut se représenter par une onde gaussienne TEM_{00}.

Dans ce cas, la matrice se réduit à un seul élément après changement de base et s'écrit :

$$V_{00} = \sum_{m=1}^{\infty} \left(\mathcal{E}^+_{00}\ E_{1m}\right)\left(\mathcal{E}^-_{00}\ E_{1m}\right) \exp\left\{-i\left[2kz - \phi^+ - \phi^-\right]\right\} \exp\left\{-2i\, h_{1m}\, L\right\}$$

Soit encore, en n'utilisant que les deux premiers modes EH_{11} et EH_{12} :

$$V_{00} = \exp\left\{-i\left|2kz - \phi^+ - \phi^-\right|\right\}\left\{\left(\mathcal{E}^+_{00}\, E_{11}\right)\left(\mathcal{E}^-_{00}\, E_{11}\right) e^{-2i\, h_{11} L}\right.$$

$$\left. + \left(\mathcal{E}^+_{00}\, E_{12}\right)\left(\mathcal{E}^-_{00}\, E_{12}\right) e^{-2i\, h_{12}}\right\}$$

avec $$\phi^{\pm} = \text{Arc tg}\, \frac{\lambda(z - z_{\pm})}{\pi\, \omega^2_{\pm}} + \text{Arc tg}\, \frac{\lambda\, z_{\pm}}{\pi\, \omega^2_{\pm}}$$

Dans cette expression, les termes du type $\left(\mathcal{E}^+_{00}\, E_{11}\right.$, etc ....$\left.\right)$ sont complexes et les valeurs de ω_+, ω_-, z_+, z_- seront imposées par la condition que $|V_{00}|$ soit maximum.

Si on suppose que les modes EH_{11} et EH_{12} ont même atténuation

$$I_m(h_{11}) = I_m(h_{12})$$

et que 2L est tel que

$$2L\left[\text{Re}(h_{11}) - \text{Re}(h_{12})\right] = 2\pi \quad \text{on obtient} \quad \omega_+ = \omega_-$$

$$\text{et} \quad z_+ = z_- = 0$$

$$|V_{00}| = \left[\left(\mathcal{E}_{00}\, E_{11}\right)^2 + \left(\mathcal{E}_{00}\, E_{12}\right)^2\right] e^{-2I_m h_{11} L}$$

Or $\left(\mathcal{E}_{00} \cdot E_{11}\right)^2 + \left(\mathcal{E}_{00} \cdot E_{12}\right)^2 = 0.9985$ pour $\frac{\omega_o}{a} = 0{,}5$ {5} et on constate que pour $L = 18{,}3$ cm, $a = 0{,}75$ mm, $\lambda = 10\mu m$ que les pertes totales sont pratiquement réduites aux seules pertes dues à l'atténuation du guide $\left(1 - |V_{00}|^2 \simeq 0{,}015\right)$

Le cas où L est quelconque ne peut se traiter ici que par une détermination numérique des produits scalaires $\mathcal{E}^+_{00}\, E_{11}$, $\mathcal{E}^-_{00}\, E_{11}$, $\mathcal{E}^+_{00}\, E_{12}$, $\mathcal{E}^-_{00}\, E_{12}$.

Le problème plus général qui nécessiterait l'introduction de plus d'un mode de chaque base ne peut se traiter de façon simple car il faut diagonaliser dans ce cas une matrice dont les éléments comportent des intégrales de fonctions de Bessel.

La méthode exposée précédemment reste suffisamment simple pour permettre de retrouver les résultats concernant le mode de résonnateur excité par le mode EH_{11} ; elle permettrait, à l'aide d'un traitement numérique, de déterminer la structure et les pertes d'un mode quelconque (mais d'ordre assez bas) du résonnateur. En particulier, il est clairement démontré qu'un mode gaussien du type TEM_{00} peut exister dans un résonnateur guide d'onde. Par opposition aux conditions très restrictives imposées pour obtenir un fonctionnement en mode EH_{11} unique (un seul miroir sphérique de rayon R fixé par le diamètre du guide et situé en $z=\frac{R}{2}$), l'excitation de ce mode gaussien et de lui seul, se produit (avec des pertes plus faibles que précédemment) avec tout miroir sphérique à la condition de réaliser l'accord de phase entre les modes de guide EH_{11} et EH_{12} ; il faut cependant que le miroir ne soit situé ni à proximité de l'entrée du guide ni en $z=R$, ces deux positions correspondant respectivement aux cas où l'extension du faisceau n'est pas suffisante pour sélectionner un mode particulier et au cas où le miroir forme l'image de l'entrée du guide sur elle-même, position qui n'est pas non plus sélective.

CHAPITRE II.

MILIEU AMPLIFICATEUR

Dans cette partie, l'accent va être mis principalement sur l'élargissement par pression des profils de gain du laser à CO_2. L'excitation utilisée est classique : un mélange de gaz carbonique, d'azote et d'hélium est parcouru par une décharge électrique continue.

Un modèle simplifié basé sur l'introduction phénoménologique des transferts vibrationnels permet de caractériser la dépendance du gain, donc de la largeur d'émission, en fonction de la pression et du diamètre du capillaire. Ce modèle permet de faire apparaître l'importance de la température du mélange gazeux. De plus, l'utilisation des résultats de la théorie semi-classique du laser permet d'étudier l'évolution de la largeur du profil de gain en fonction de la pression du milieu et des pertes optiques de la cavité ; de faire apparaître la saturation du gain en milieu homogène et la dispersion de fréquence au voisinage de la transition.

1) INFLUENCE DE LA TEMPERATURE ET DU MELANGE GAZEUX SUR LE GAIN :

Une approche théorique simplifiée a été faite par *COHEN* {12} en négligeant tous les processus autres que vibrationnels tels que : dissociation moléculaire $(CO_2 \rightarrow CO + O)$; ionisation (CO_2^+) ; etc ... Dans ce cas, seuls les mécanismes suivants sont explicitement introduits :

- L'émission laser s'effectue entre les niveaux de vibration 00°1 et 02°0 - 10°0 du CO_2

- La présence d'azote a pour but d'effectuer un peuplement sélectif du mode ν_3(00°n). Le niveau $v = 1$ de l'azote est quasi-résonnant avec le niveau de vibration 00°1 du CO_2 $(\Delta E = 18\ cm^{-1})$ (figure 9).

- L'hélium permet, d'une part d'augmenter par sa grande mobilité la conductibilité thermique du mélange et, d'autre par d'assurer un dépeuplement rapide des niveaux inférieurs 02°0 - 10°0.

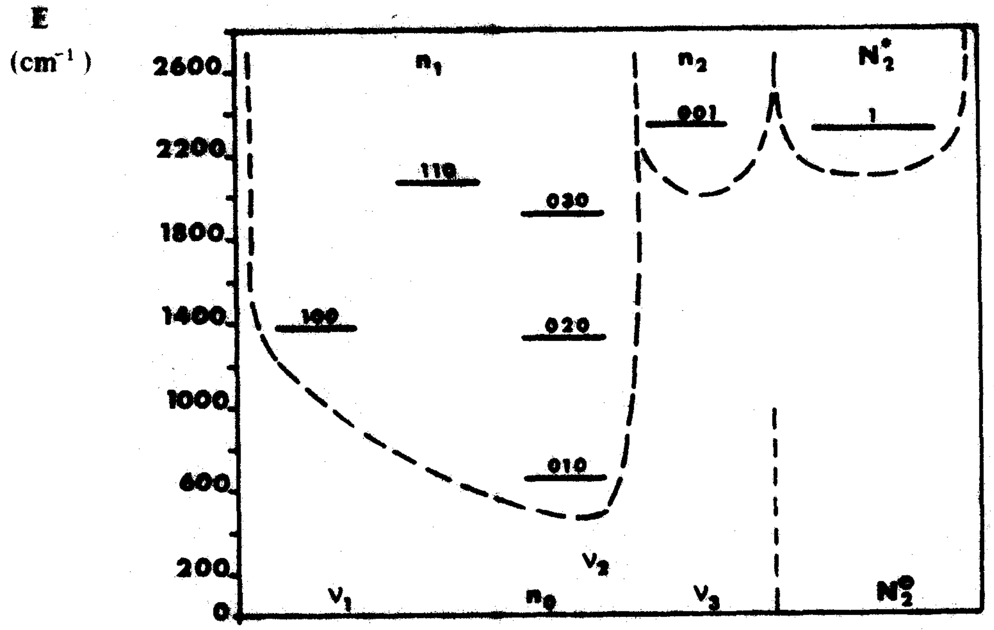


FIGURE 9 : Niveaux d'énergie de vibration du CO_2 et du N_2 (d'après *S.C. COHEN* {12})

Les hypothèses suivantes conduisent à un développement qui permet de calculer l'inversion de population et d'en déduire le gain du milieu :

- tous les niveaux du mode ν_3 du CO_2 et du mode de vibration de l'azote sont excités par impact électronique.

- un échange d'énergie vibrationnelle s'effectue entre le mode ν_3 et l'azote excité.

- une relaxation intramode rapide permet de définir une distribution de *BOLTZMANN* {12} {13} des différents niveaux du mode ν_3 à une température T_3, $f_2(T_3)$ représentera la fraction des n_2 molécules de CO_2 du mode ν_3 dans l'état supérieur de vibration de la transition laser (00°1).

De même, le mode $\nu_1 - \nu_2$ sera caractérisé par une distribution de Boltzmann à la température T_2 et ainsi $f_1(T_2)$ représentera la fraction des n_1 molécules de ω_2 du mode $\nu_1 - \nu_2$ dans l'état de vibration inférieur de la transition (une résonance de Fermi couple les niveaux 02°0 et 10°0).

Enfin, le modèle tient compte des désexcitations par diffusion vers les parois.

En régime statique (sans écoulement gazeux), on peut écrire la température moyenne du gaz sous la forme $\Delta T = T - T_o = \frac{Q(T)}{K}$ où Q représente la quantité de chaleur perdue sur les parois par unité de temps et par unité de longueur du tube à décharge, K la conductibilité thermique du gaz.

COHEN {12} a montré que Q pouvait se mettre sous la forme :

$$Q = 1.36\ R^2 \left(\gamma N_2^\circ - \zeta' N_2^* + \alpha n_2 - \xi' n_o\right) E_3$$

où R : rayon du tube à décharge, (cm)

γN_2° (αn_2) : densité de molécules d'azote (CO_2) excitées par impact électronique. ($s^{-1}\ cm^{-3}$)

$\zeta' N_2^*$ $(\xi' n_o)$: densité de molécules d'azote (CO_2) desexcitées par impact électronique. ($s^{-1}\ cm^{-3}$)

E_3 : énergie d'un quantum du mode ν_3 (cm^{-1})

T est la température cinétique du gaz.

En tenant compte de la structure rotationnelle des niveaux de vibration, l'inversion de population s'écrit sous la forme {12} :

$$\Delta n_J = f_2 n_2 \frac{2hc\,B_2}{kT} \left(2J_2 + 1\right) e^{-J_2\left(J_2+1\right)\frac{hc\,B_2}{kT}} - f_1 n_1 \frac{2hc\,B_1}{kT} \left(2J_1 + 1\right) e^{-J_1\left(J_1+1\right)\frac{hc\,B_1}{kT}}$$

où B_2 et B_1 sont les constantes de rotations dans les niveaux 00°1 et 02°0 - 10°0.

Cette expression permet de déduire le coefficient d'amplification qui s'écrit en régime non saturé :

$$\alpha(\nu) = \frac{|\langle a|\mu|b\rangle|^2\ \pi\nu_o}{\varepsilon_o \hbar c}\ \Delta n_J\ \frac{\frac{\Delta\nu}{2\pi}}{(\nu-\nu_o)^2+\left(\frac{\Delta\nu}{2}\right)^2} = \frac{\alpha_o}{1+\left(2\,\frac{(\nu-\nu_o)}{\Delta\nu}\right)^2}$$

où $\langle a|\mu|b\rangle$ est le moment dipolaire de transition

$\Delta\nu$: la largeur totale à mi-hauteur de la courbe de gain.

Cette démarche utilisée par *COHEN* {12} lui a permis de tracer l'évolution du coefficient d'amplification $\alpha(\nu)$ en fonction de la pression et du rayon du guide (figures 10 - 11).

Ces courbes correspondent à un fonctionnement en régime statique (échange thermique radial). Elles permettent cependant de dégager l'évolution des paramètres dans le cas d'un écoulement dynamique du gaz (apparition d'un gradient thermique longitudinal).

On peut noter les points suivants :

- le maximum de gain se déplace vers des diamètres de tube plus petit quand la pression augmente (figure 10).
- les gains les plus importants en haute pressions (150-250 Torr) au delà du maximum sont obtenus pour des mélanges riches en hélium (figure 11).

2) <u>GAMME D'ACCORD</u>.

Il est nécessaire, pour déterminer la largeur du profil d'oscillation du laser, de tenir compte de l'influence du rayonnement sur le système moléculaire.

L'interaction du milieu amplificateur avec ce rayonnement peut se traiter d'une manière semi-classique où seul le système moléculaire est introduit quantiquement {14} {15}.

Le principe en est le suivant :

Une onde électromagnétique de pulsation unique ω contenu dans un mode unique interagit avec un ensemble de systèmes à deux niveaux d'énergie E_a et E_b avec ω voisin de $\omega_o = \frac{1}{\hbar}(E_a - E_b)$.

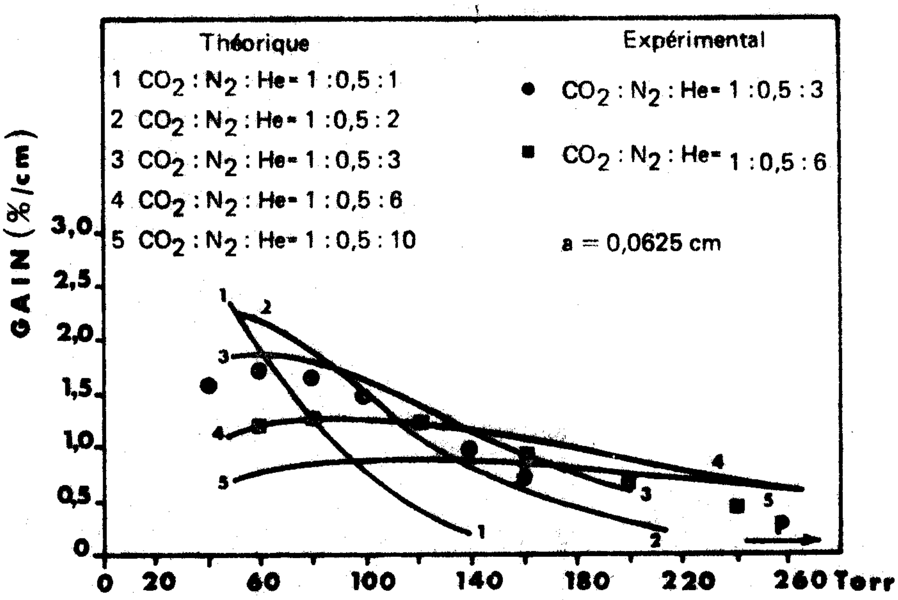


FIGURE 10 : Evolution du gain en fonction de la pression (d'après *S.C. COHEN* {12})

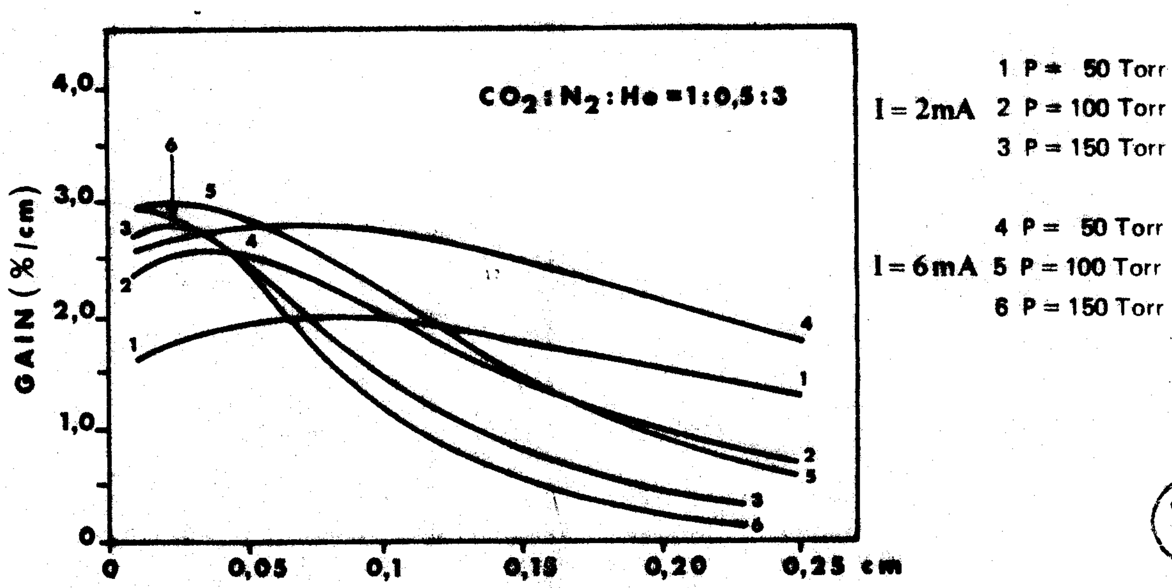


FIGURE 11 : Evolution du gain en fonction du diamètre du capillaire (d'après *S.C. COHEN* {12})

Dans ce modèle, les collisions et le pompage sont introduits phénoménologiquement par l'intermédiaire des taux de relaxation γ_a et γ_b (figure 12) et des taux de pompage λ_a et λ_b.

Le champ électromagnétique est décrit par les équations de Maxwell.

Celui-ci induit, dans le milieu, un moment dipolaire oscillant de la forme $\mu = \mu_o(\rho_{ab} + \rho^*_{ab})$ {15} où $\mu_o = \langle a|\mu|b\rangle$ et où ρ_{ab}, ρ^*_{ab} sont les éléments non diagonaux de la matrice densité qui décrit l'évolution des sytèmes à deux niveaux.

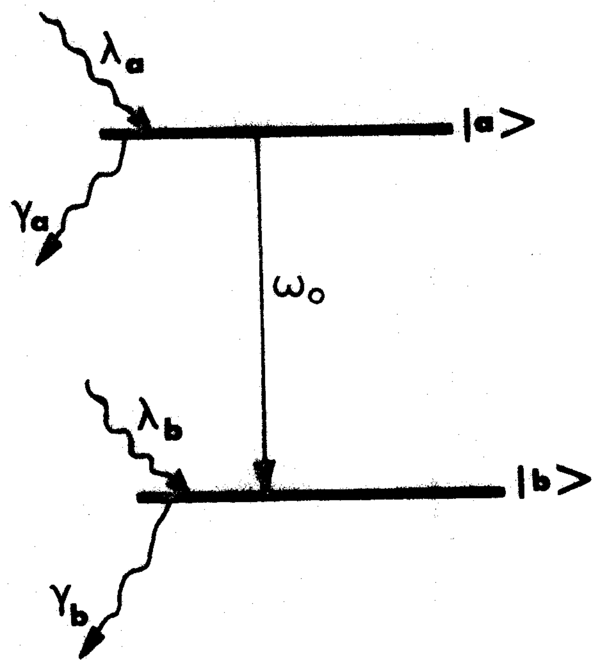


FIGURE 12 : Système à deux niveaux d'énergie avec relaxation et pompage.

La sommation statistique de tous ces dipôles conduit à la polarisation macroscopique du milieu qui sert de source au rayonnement et permet d'identifier, par l'intermédiaire des équations de Maxwell, le champ électromagnétique créé avec le champ initial. Le système ainsi bouclé permet de déterminer le champ à l'état stationnaire, de faire apparaître les phénomènes de dispersion du milieu et de saturation du gain.

Les traitements effectués en {14} {15} nécessitent l'introduction de la matrice densité qui permet de faciliter la sommation statistique des dipôles. Ceci conduit à des calculs dont nous ne retiendrons que les résultats relatifs au cas d'un élargissement essentiellement homogène de la courbe de gain. La contribution de l'effet Doppler à l'élargissement total est suffisamment faible dans notre cas pour être négligée (de l'ordre de 50 MHz devant une largeur totale d'environ 700-1000 MHz).

a) Largeur de la courbe de gain au seuil d'oscillation.

La saturation se traduit par une dépendance en intensité de l'onde du gain du milieu.

Celui-ci s'écrit en milieu homogène {15} sous la forme :

$$\alpha(\omega) = \frac{1}{I}\frac{dI}{dz} = \frac{\alpha_o}{\left(1 + \frac{I}{I_s}\right) + \left(\frac{\omega - \omega_o}{\gamma}\right)^2}$$

Pour permettre de relier la gamme d'accord du laser aux caractéristiques de celui-ci, il faut maintenant tenir compte des pertes optiques de la cavité : celles-ci sont de deux types dans notre cas :

- l'un est caractérisé par des pertes localisées au niveau des miroirs.
- l'autre est caractérisé par l'atténuation du guide qui n'est pas localisée.

Au seuil d'oscillation $(\nu = \nu_s)$ on a la relation en régime stationnaire :

$$r_1 r_2 \exp\left\{2\left(\alpha(\nu_s) - a\right)L\right\} = 1$$

qui signifie qu'après un aller-retour dans la cavité, l'onde conserve la même amplitude et donc la même intensité.

L est la longueur de la cavité,

$r_1 r_2$ les coefficients de réflexion des deux miroirs,

a le coefficient de pertes uniformément réparties dans la cavité.

d'où $2\left[\left(\alpha(\nu_s) - a\right]L = -\mathrm{Log}\ r_1 r_2$

et

$$\frac{\alpha_o}{1 + \left(\frac{\nu_s - \nu_o}{\frac{\Delta\nu_c}{2}}\right)^2} = a + \frac{1}{L}\mathrm{Log}\ \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}$$

donc

$$|\nu_s - \nu_o| = \frac{\Delta\nu_C}{2}\sqrt{\frac{\alpha_o}{a + \frac{1}{L}\,\mathrm{Log}\,\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}} - 1}$$

avec $\Delta\nu_C$: largeur totale à mi-hauteur par collisions.

ν_o : fréquence centrale de la transition.

Cette expression, déduite d'une relation uniquement vérifiée au seuil d'oscillation où la saturation est nulle, permet de relier la largeur du profil d'oscillation du laser au gain, aux pertes de la cavité et à la largeur de la courbe de gain.

Le terme $a + \frac{1}{L}\,\mathrm{Log}\,\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}$ reflète les pertes totales de la cavité et sera par la suite écrit sous la forme condensée : $\frac{1}{L}\,\mathrm{Log}\,\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}$ d'où :

$$|\nu_s - \nu_o| = \frac{\Delta\nu_C}{2}\sqrt{\frac{\alpha_o\, L}{\mathrm{Log}\,\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}} - 1}$$

Cette expression, utilisée par COHEN {12} lui a permis de tracer les courbes de la figure 13.

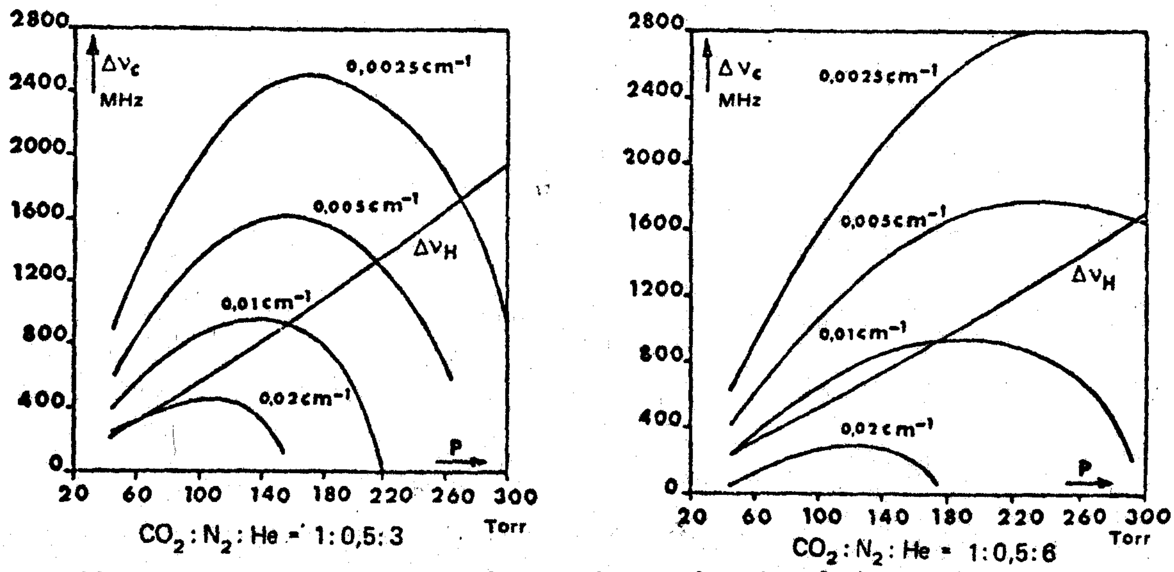


FIGURE 13 : Largeur totale d'oscillation en fonction de la pression pour différentes valeurs de pertes $\left(\frac{1}{L}\,\mathrm{Log}\,\frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}}\right)$ a = 0,0625 cm

(d'après *S.C. COHEN* {12})

Celles-ci représentent l'évolution de la largeur totale d'oscillation en fonction de la pression pour différentes valeurs des pertes (capillaire de 1,3 mm de diamètre).

Ces résultats font apparaître les propriétés du laser guide d'onde et là encore ils ne correspondent qu'à un fonctionnement en régime statique de gaz :

- le maximum de largeur de profil est obtenu pour des pressions plus élevées que celles correspondant au maximum de gain.
- cette largeur de profil dépend très fortement des pertes optiques de la cavité mais pas du tout du paramètre de saturation I_s.
- pour des milieux à pertes faibles, le maximum de largeur de profil s'obtient en augmentant de façon notable la proportion d'hélium dans le mélange. Par exemple, pour des pertes de 0.005 cm^{-1} , un mélange $CO_2 - N_2 - H_e$ dans les proportions 1 : 0.5 : 3 conduit à une largeur de 1600 MHz à 160 Torrs de pression totale ; cette valeur passe à 1780 MHz pour une pression de 240 Torr d'un mélange 1 - 0,5 - 6 {12}.

Evidemment, ces résultats ne tiennent pas compte de la limite de la gamme d'accord correspondant à l'intervalle de fréquence qui sépare deux résonances de la cavité $\left(\Delta\nu = \frac{c}{2\ell}\right)$; en effet, la nature homogène de l'élargissement de la courbe de gain rend impossible un fonctionnement multimode longitudinal.

b) Influence de la dispersion. (variation d'indice)

Le phénomène de dispersion qui se produit au voisinage d'une raie d'absorption est bien connu ; de façon analogue, celui-ci existe lorsqu'une transition moléculaire s'accompagne d'une émission stimulée, la courbe de dispersion étant alors inversée par rapport à la courbe de dispersion en absorption. On peut relier cette variation d'indice au champ et aux caractéristiques moléculaires sous la forme {15} :

$$n(\omega) - 1 = \frac{c}{\omega}\,\alpha_o \,\frac{\gamma(\omega - \omega_o)}{\gamma^2\left(1 + \frac{I}{I_s}\right) + (\omega - \omega_o)^2}$$

avec $\gamma = \frac{\gamma_a + \gamma_b}{2}$

$\omega = 2\pi\nu$: pulsation du rayonnement d'intensité I.

$$I_s = \frac{\varepsilon_o c \;\gamma_a\gamma_b\; \hbar^2}{|\langle a|\mu|b\rangle|^2}$$

α_o = gain non saturé, au centre de la transition.

Or cette dispersion, importante dans certains lasers (lasers H_eX_e {16}) est faible pour la laser à gaz carbonique, mais introduit une réduction de l'intervalle de fréquence que l'on peut évaluer. La fréquence d'oscillation du laser dépend de l'indice et de la longueur de cavité L, sous la forme :

$$\nu = \frac{qc}{2n(\nu)\ L}$$

or, $n(\nu)$ est de la forme $1-\varepsilon$ avec $\varepsilon \ll 1$

donc $$\delta\nu_{dispersion} = \frac{qc}{2n(\nu)\ L} - \frac{qc}{2L} \simeq \delta\nu_{disp.} \simeq \frac{c\alpha_o}{\nu\gamma} \frac{(\nu-\nu_o)^2}{1+\frac{I}{I_s}+\left(\frac{\omega-\omega_o}{\frac{\gamma}{2\pi}}\right)^2}$$

A l'aide de valeurs proches des observations expérimentales

$$\left(\alpha_o \simeq 0.01\ cm^{-1},\ I \simeq I_s,\ \nu-\nu_o = \frac{\Delta\nu_H}{2}\sqrt{1+\frac{I}{I_s}} = \frac{\gamma}{2\pi}\sqrt{1+\frac{I}{I_s}}\right)$$

On obtient :

$$\delta\nu_{disp._{max}} \simeq \frac{qc}{2L}\frac{c\alpha_o}{2\pi\nu} \frac{2\left(\frac{\nu-\nu_o}{\Delta\nu_H}\right)}{1+\frac{I}{I_s}+4\left(\frac{\nu-\nu_o}{\Delta\nu_H}\right)^2} = \frac{c\alpha_o}{2\pi}\ \frac{\sqrt{2}}{4} = 20\ \text{MHz}$$

Soit, pour $L = 15$ cm, $\frac{c}{2L} = 1GHz$, une réduction maximale par dispersion de l'ordre de 40 MHz pour une pression de l'ordre de 150 Torr d'un mélange tel que $\Delta\nu_C = 700$ MHz. Cette valeur est relativement faible devant l'élargissement total de 1 GHz. Il faut noter que cet exemple illustre le cas le plus défavorable où l'écart de fréquence entre deux résonances de la cavité passive correspond justement à l'écart entre les deux optimums de la courbe de dispersion.

En conclusion, l'élargissement qu'il est possible d'atteindre est fixé essentiellement, d'une part par le diamètre de capillaire qui fixe la pression totale du mélange gazeux et sa composition, et d'autre part par les pertes totales de la cavité.

CHAPITRE III.

REALISATIONS ET ETUDES EXPERIMENTALES

Le but est d'obtenir le maximum d'élargissement du profil d'émission du laser. Nous avons vu que celui-ci dépendait essentiellement du diamètre du capillaire et des pertes optiques du résonnateur. Ces pertes optiques sont de deux types : pertes localisées au niveau du miroir et du réseau utilisé comme élément dispersif et pertes liées à la propagation dans le guide. Or ce dernier type de pertes diminue avec le rayon a du guide suivant une loi :

$$\alpha_{nm} = \left(\frac{u_{nm}}{2\pi}\right)^2 \frac{\lambda^2}{a^3} R_e (\eta_n) \quad \{I1b\}$$

Pour un guide en oxyde de Béryllium de 1 mm de diamètre intérieur obtenu par perçage {32}, la valeur expérimentale mesurée est $\alpha_{11} \simeq 5.10^{-4}$ cm^{-1} ; or la valeur théorique est de $\alpha_{11} \simeq 4.10^{-5}$ cm^{-1}, la différence vient essentiellement de l'état de surface intérieur du guide ; ceci conduit à des pertes par passage de l'ordre de 0,5 à 1 % pour un guide de 10 à 20 cm.

D'après *HALL* {32}, un guide de 0,75 mm de diamètre intérieur et obtenu dans les mêmes conditions, présentent des pertes par guidage de l'ordre de 5.10^{-3} cm^{-1}, valeur élevée pour permettre un accroissement notable de l'élargissement pour une longueur de guide compatible avec les réalisations possibles. C'est pourquoi tous les résultats satisfaisants connus ont été obtenus avec des lasers guide d'onde réalisés en général avec un capillaire de 1 à 2 mm de diamètre {10,18,21, 22,26,28,29,30,31,33,34,45,46,47,59,60,62,63,64}. Les largeurs des profils d'émissions obtenus sont de l'ordre de 1 GHz {31,62,63}.

On peut citer *BETEROV* {62} qui obtient un profil de 800 MHz à l'aide d'un guide en pyrex et *ABRAMS* {31} qui mesure une largeur de 1200 MHz avec un capillaire en oxyde de Beryllium. Depuis l'apparition du premier laser guide d'onde (*SMITH* 1971 {9}), de nombreux auteurs décrivent leurs réalisations ; ces guides sont soit circulaires, soit carrés, soit formés de plateaux parallèles diélectrique ou métallique.

Les meilleurs résultats sont obtenus avec de l'oxyde de Béryllium mais ce matériau, dont les poussières sont mortelles, (dose critique de 1 µg par m^3 d'air) nécessite à l'usinage des précautions très particulières et dans ces conditions les prix sont élevés et les délais de livraison très longs (minimum 4 mois). C'est pourquoi, dans un premier stade, nous avons envisagé de réaliser des lasers guide d'onde à partir de capillaires en pyrex et ces réalisations nous ont permis de mettre en évidence les problèmes techniques spécifiques.

1) Réalisations en pyrex.

a) Premières réalisations.

Plusieurs types de pyrex de diamètres respectifs 5 mm, 2 mm et 1,65 mm ont été utilisés pour réaliser des lasers guide d'onde.

Les différents problèmes techniques liés au fonctionnement à des pressions de l'ordre de 100 à 200 Torrs, ont été les suivants :

- l'impédance présentée par la décharge augmente fortement avec la pression et ceci nécessite des tensions d'alimentation élevées.
- des fluctuations d'amplitude importantes (de l'ordre de 5 à 10 %) furent observées avec le tube de diamètre 2 mm et de longueur 28 cm à des pressions où l'élargissement obtenu ($\sim$ 450 MHz) pouvait encore été augmenté. Ces fluctuations conduisirent d'ailleurs à un fonctionnement impulsionnel dont la fréquence de répétition était de l'ordre de 3 kHz, valeur liée aux caractéristiques du circuit d'alimentation électrique (capacités parasites et résistance série).

Dans ce fonctionnement, l'élargissement observé était nettement accru ; ce type de fonctionnement peut être avantageux dans certains applications.

Des problèmes de pollution ou d'érosion des fenêtres qui isolent le milieu amplificateur de l'extérieur apparaissent et ceci est lié à la fois à la proximité de la décharge et au passage des gaz chauds près de la fenêtre voisine de leur sortie.

Une permutation du sens du pompage a permis de mettre en évidence ces deux types de corrosion des fenêtres.

Ces problèmes de dégradation et d'instabilité de fonctionnement furent observés avec différents tubes qui étaient parcourus par une simple décharge et ne comportaient qu'une entrée et une sortie de gaz.

L'étape suivante a donc consisté à supprimer ces problèmes essentiellement en réduisant la longueur de la décharge et en éloignant les fenêtres du début de celle-ci et de l'écoulement gazeux.

C'est pourquoi, un premier tube double décharge a été tenté, malheureusement, l'épaisseur de verre devenue trop faible aux soudures, il ne pu résister au champ électrique lors de l'amorçage de la décharge. Le problème primordial était de réaliser une sortie des gaz au centre du capillaire sans déformer celui-ci. Comme nous le verrons, une autre technique sera utilisée pour éviter cette faiblesse.

L'utilisation d'additifs tels que le Xénon {31} permettrait de réduire fortement le champ d'entretien de la décharge ; cette adjonction conduit à la fois à une augmentation du rendement et à une meilleure stabilité du régime ; cependant le coût élevé de ce produit rend prohibitif son utilisation en écoulement gazeux.

b) T be pyrex double-décharge de 1,65 mm de diamètre intérieur.

1) Réalisation du guide.

Le tube utilisé a un diamètre intérieur de 1,65 mm et 4 mm de diamètre extérieur. Il a été sélectionné pour sa rectitude et son bon état de surface intérieur nécessaires pour minimiser les pertes par guidage en vue de les ramener à une valeur aussi proche que possible de l'atténuation théorique liée à la nature du matériau. Pour un guide parfait en pyrex, l'atténuation du mode EH_{11} est $\alpha_{11} \simeq 5.10^{-4}$ cm^{-1} (Expérimentalement {30} une valeur de 10^{-3} cm^{-1} a été mesurée).

Ce tube a une longueur de vingt centimètres, il est percé de quatre trous permettant les entrées et la sortie des gaz, le passage des décharges (figure 14) et l'utilisation du deuxième faisceau de sortie issue d'une fenêtre de NaCℓ.

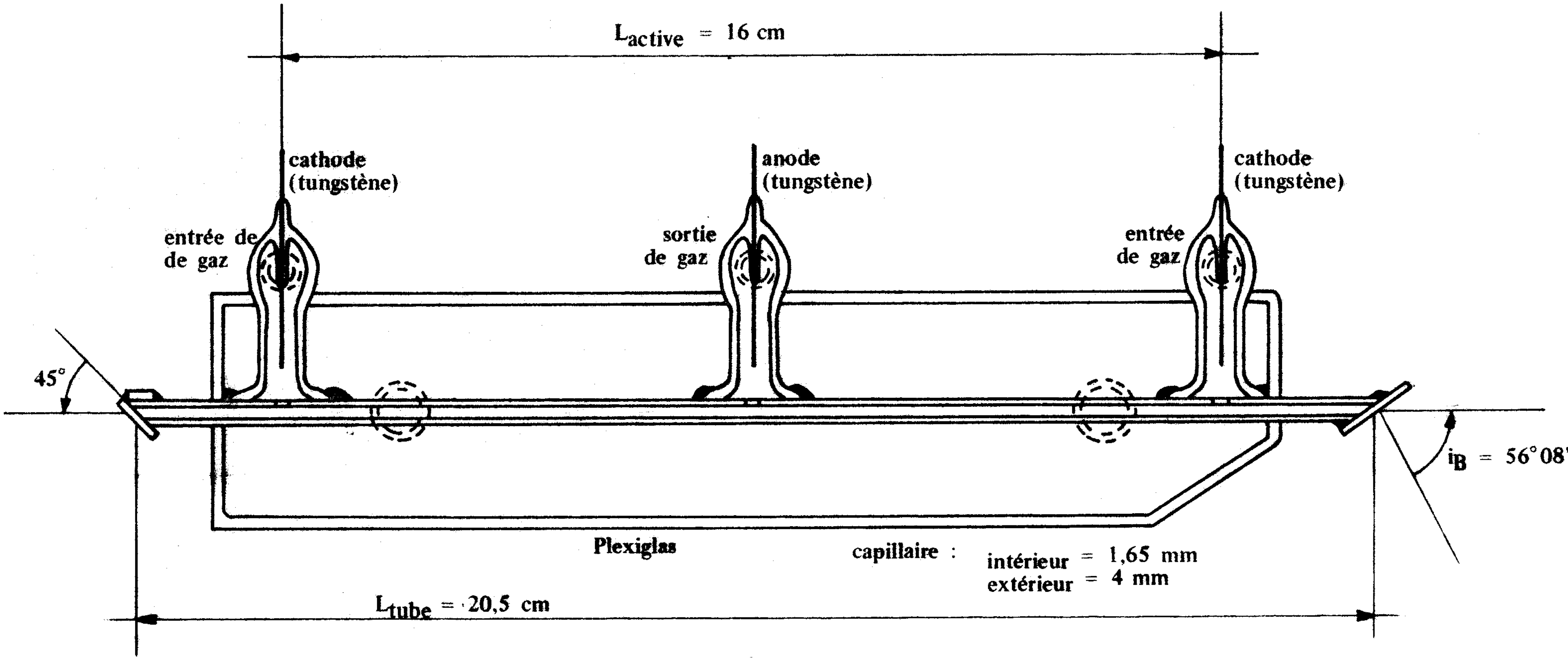


FIGURE 14 : Tube pyrex double décharge

Les passages verre-tungtène utilisés comme électrodes sont collés et le tout est entouré d'une enceinte en plexiglas permettant une circulation d'eau.

Les deux extrémités du tube, coupées respectivement à incidence de Brewster (56°08') et à 45°, sont fermées par deux lames en chlorure de sodium. La lame inclinée à 45° sur l'axe du laser sert de couplage de sortie : 3 % (1,5 % pour chacun des deux dioptres).

Le mélange gazeux est introduit aux deux extrémités et pompé au centre ceci afin d'éviter les problèmes de corrosion évoqués précédemment. Les décharges sont produites à l'aide des électrodes en tungstène à travers des résistances ballast de 1 MΩ. Celles-ci sont régulées de façon classique en courant dans la gamme 0.5 - 8 mA.

Les lames aux extrémités sont éloignées d'environ 2 cm du début des décharges toujours pour éviter leur dégradation.

Avec ces précautions, une utilisation continue pendant plus d'une centaine d'heures a été possible sans détérioration des lames de chlorure de sodium.

2) Cavités utilisées.

L'élément dispersif utilisé est un réseau plan comportant 150 traits par millimètre.

Deux configurations de cavité ont été utilisées conformément au pagraphe I.

- l'une est réalisée en plaçant un miroir sphérique de 12 cm de rayon de courbure à environ 5 cm de l'entrée du guide ; elle conduit à un intervalle spectral libre de l'ordre de 550 MHz.

Cette configuration fut la plus utilisée dans l'observation des raies d'absorption car elle présente une bonne sélection de raies d'émission et permet un fonctionnement monomode (§ 12 b) en mode composite $EH_{11} + EH_{12}$ $\left(\delta\phi \simeq -340°\right)$

- l'autre comporte un miroir plan placé tout contre l'entrée du guide et permet d'augmenter l'intervalle spectral jusqu'environ 700 MHz.

Dans ce cas, le fonctionnement est obtenu en mode EH_{11} mais la sélection des raies est moins bonne et la discrimination des modes d'ordre supérieur mauvaise ; en effet, les modes de résonnateur coïncident dans ce cas particulier avec les modes de guide et les pertes introduites sur les modes d'ordre supérieur se réduisent à l'atténuation du guide. Cependant, le problème essentiel vient de la mauvaise sélection des raies liée à la faible résolution du réseau dont peu de traits sont éclairés. Il est encore possible d'obtenir un profil de gain symétrique, il faut pour cela changer la longueur de cavité de quelques millimètres afin de supprimer, par compétition, l'émission sur les raies indésirables. Pour le CO_2, l'écart de fréquence entre deux raies voisines est de l'ordre de 50 GHz.

Les conditions de résonance étant réalisées simultanément pour $\nu_1 = p \frac{c}{2\ell}$ et $\nu_2 = q \frac{c}{2\ell}$ avec p et q entiers > 0, elles seront de nouveaux obtenues pour $\nu_1 = (p+k) \frac{c}{2(\ell+\Delta\ell)}$ et $\nu_2 = (p+k+1) \frac{c}{2(\ell+\Delta\ell)}$ où k est un entier > 0 et $\Delta\ell$, la variation de longueur nécessaire pour passer d'une coïncidence à la suivante.

On obtient alors, pour $\nu_2 - \nu_1 = 50$ GHz et $\nu_1 = 30\,000$ GHz : $\Delta\ell = \frac{k}{p}\,\ell = 4{,}5$ mm.

Néanmoins, l'utilisation du laser en spectroscopie avec changement fréquent de raie s'avère peu commode et c'est pourquoi la configuration utilisant un miroir sphérique fut la plus utilisée.

3) Résultats obtenus.

En optimisant le mélange gazeux et l'intensité du courant de décharge sur la largeur du profil d'émission de la P_{20} de la bande centrée à 10.4 μm, cette largeur a été de 700 MHz avec une puissance de sortie au maximum du profil de 2×150 mW.

La pression totale correspondante est de 180 Torr à l'entrée et de l'ordre de 50 Torr à la sortie des gaz, la tension d'alimentation de 20 kV et l'intensité du courant électrique de 2×1.8 mA.

Dans ces mêmes conditions, une soixantaine de raies laser ont été obtenues avec des largeurs totales comprises entre 200 et 700 MHz. Il faut noter d'ailleurs que des raies faibles telles que la R_4 de la bande centrée à 9.4 µm peuvent être obtenues en diminuant la pression de travail.

Les figures 15 et 16 illustrent les résultats obtenus.

La figure 15 représente le profil d'émission de la P_{20} à 10.4 µm de largeur totale de 700 MHz. On peut observer neuf raies d'absorption du trioxane, corps choisi pour sa grande densité de raies vers 10µm.

La figure 16 représente le profil d'émission de la R_8 de la bande à 9.4 µm où sont visibles deux raies d'absorption de OCS.

2) Tube en oxyde de Béryllium.

a) Réalisation du laser.

L'utilisation d'oxyde de Béryllium (BeO) est liée à ses propriétés particulières :

- de bonne conductibilité thermique
- de bonne rigidité diélectrique
- de faible atténuation du mode EH_{11} ($\alpha_{11} \simeq 4.10^{-5}$ cm^{-1}

pour un tube de diamètre 1 mm).

La réalisation expérimentale est illustrée par la figure 17
Le guide d'onde est un tube de 15 cm de longueur et de 1,5 mm de diamètre intérieur. Il est percé de quatre trous perpendiculaires à l'axe de façon à assurer l'entrée et la sortie des gaz et produire deux décharges indépendantes par l'intermédiaire d'électrodes en cuivre. Il est monté sur un réservoir en acier inoxydable parcouru par de l'eau qui sert à la fois de support et de refroidisseur.

Afin de diminuer au maximum la longueur de cavité, un miroir plan, concave ou convexe est monté sous vide à proximité de l'entrée du guide. L'autre extrémité du guide est fermée par une lame de chlorure de sodium inclinée sur l'axe d'un angle choisi en fonction du couplage de sortie à réaliser. Deux incidences ont été utilisées : 45° conduisant à un couplage de 2×1.5 % et 50° donnant un couplage de 2×0.6 %. Ce type de couplage ne convient pas si l'utilisation

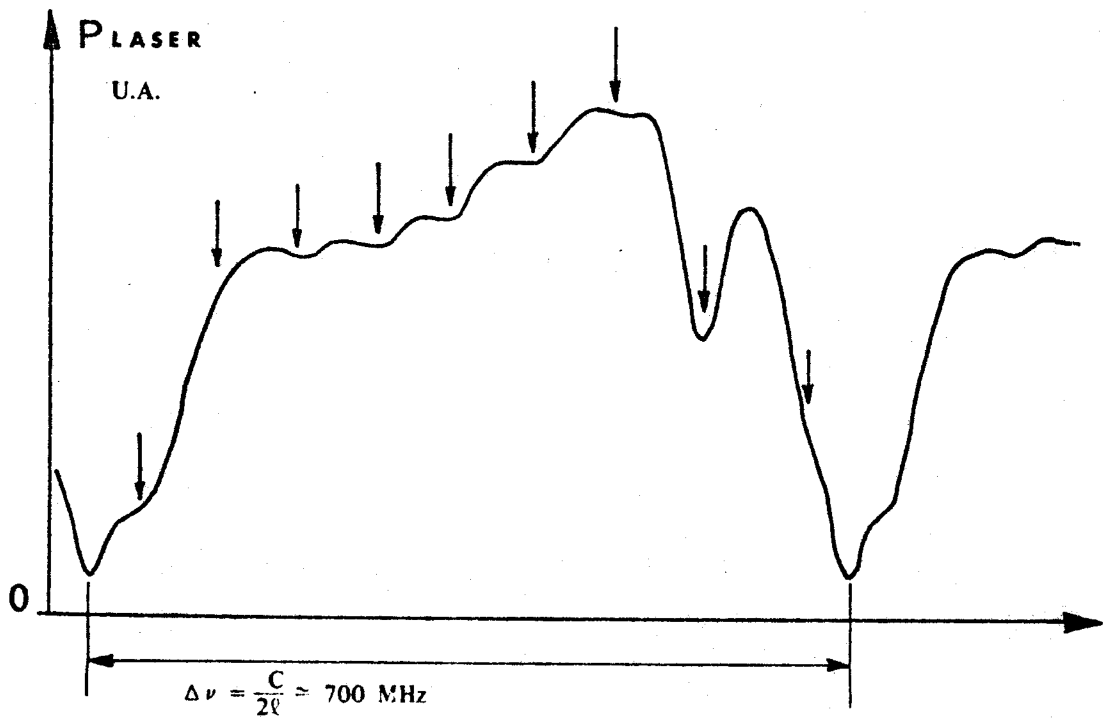


FIGURE 15 : Profil de l'émission P_{20} à λ = 10 μm montrant des raies d'absorption, du Trioxane $(H_2CO)_3$

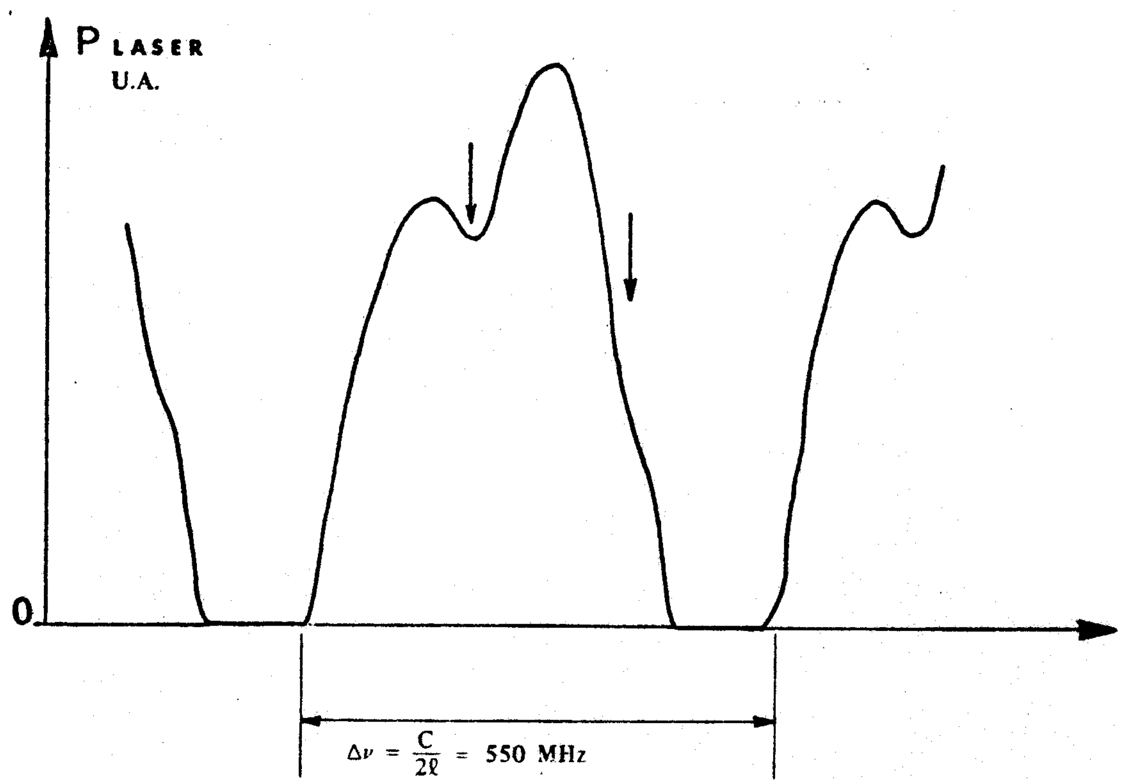


FIGURE 16 : Profil de l'émission R_8 vers λ = 9,4 μm présentant deux raies d'absorption de OCS.

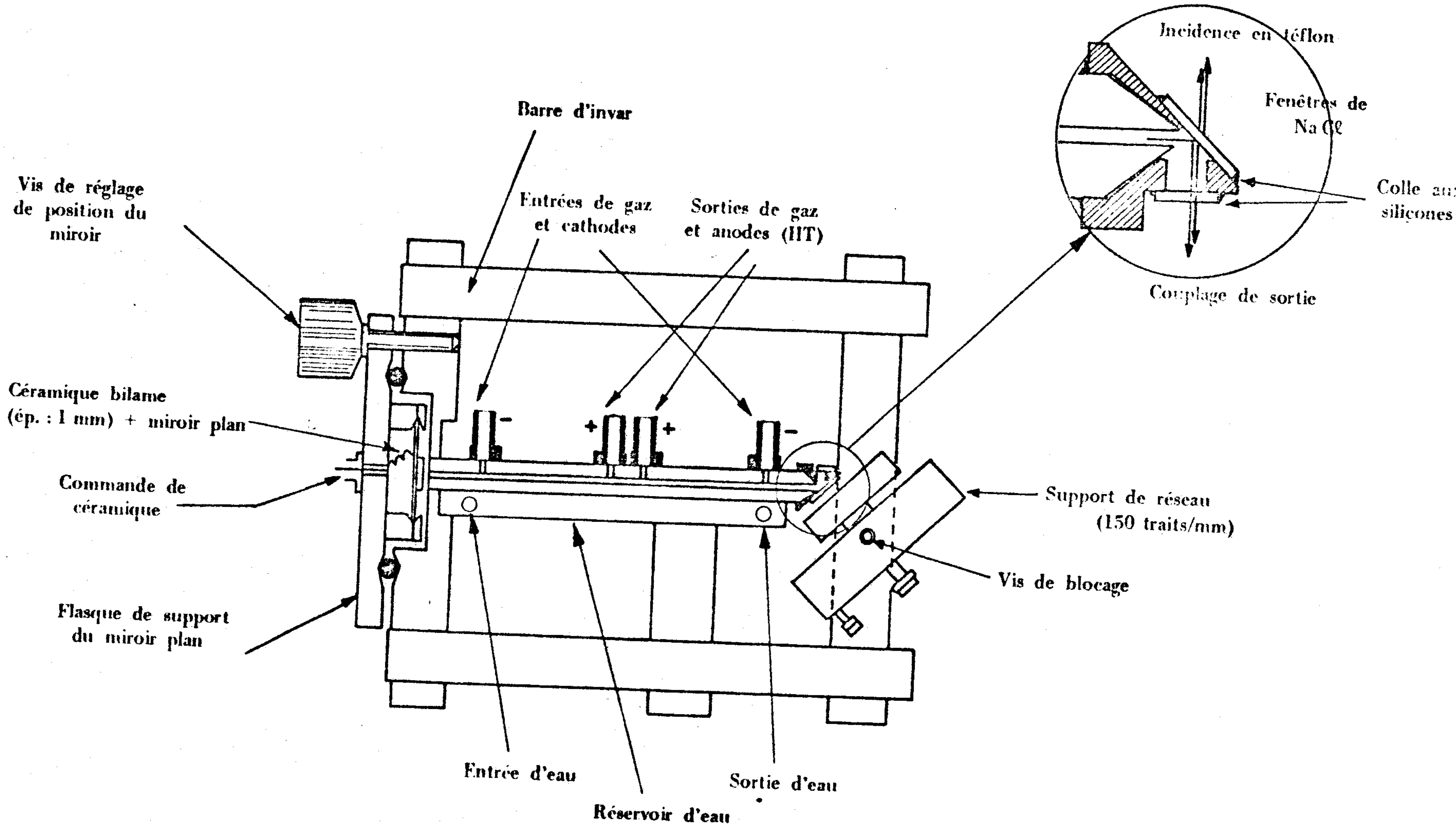


FIGURE 17 : LASER BeO CIRCULAIRE $\phi = 1.5$ mm.

du laser nécessite une bonne géométrie spatiale de faisceau ; (utilisation par exemple en absorption saturée) en effet la lame comporte deux dioptres présentant souvent un petit angle entre eux et par conséquent le faisceau de sortie se compose de quatre ondes qui peuvent interférer deux à deux conduisant à des inhomogénéités du front d'onde.

Il est possible de n'utiliser qu'un seul faisceau mais avec une diminution notable de puissance. Il serait envisageable d'utiliser la puissance émise dans l'ordre zéro du réseau à condition de monter celui-ci dans un dispositif qui permettrait de s'affranchir des changements d'orientation (axe de rotation coïncidant avec l'arête du dièdre formé par le réseau et un miroir plan situé à 90° de celui-ci) ou bien encore de remplacer le miroir métallique par un miroir diélectrique traité multicouches et ayant un faible coefficient de transmission.

Cependant, le couplage utilisé ici présente l'avantage de se faire indépendamment des miroirs. Ceux-ci peuvent alors être changés facilement ; cet avantage sera exploité dans l'étude expérimentale des modes du résonnateur guide d'onde.

Le réseau utilisé comporte 150 traits/mm et peut être approché à une distance de l'ordre de 5 mm de l'entrée du guide.

Dans ces conditions et compte tenu de la dispersion du milieu amplificateur, l'intervalle spectral maximum d'accord réalisable est de l'ordre de 940 MHz (la réduction par dispersion dépend de la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain).

L'ensemble est maintenu dans une structure en Invar à faible coefficient de dilatation. On peut noter que, toujours pour préserver les optiques, les décharges ne commencent qu'à deux centimètres de chacune des extrémités. Elles ont chacune une longueur de 5 cm à l'intérieur du guide.

L'alimentation utilisée est une alimentation ATNE qui peut délivrer 30 kV - 50 mA. Une résistance ballast de 2,2 MΩ est montée en série sur chaque décharge et une régulation en intensité de courant électrique permet un fonctionnement dans la gamme 0.5 - 8 mA.

Le balayage en longueur de la cavité est assurée par un assemblage de 2 céramiques piézoélectriques de type P.468 (Quartz et Silice) formant un bilame. Il a quatre centimètres de diamètre et 1 mm d'épaisseur. Celui-ci permet des déplacements importants pour des tensions appliquées relativement faibles {46} (10 µm pour 100 V).

b) Réseau utilisé.

Nous avons vu que le guide utilisé a un diamètre de 1,5 mm ; il présente alors une atténuation, pour le mode EH_{11}, de l'ordre de 0,3 % ; dans ce cas, les pertes les plus importantes se situent au niveau du réseau dont la meilleure efficacité rapporté (ABRAMS {29}) est de 97 %. Jusqu'à présent, nous utilisions un réseau Jobin Yvon 150 traits/mm blazé de façon à présenter un maximum d'efficacité à 10 µm, ceci pour une polarisation de l'onde perpendiculaire aux traits. Son efficacité est de l'ordre de 94-95 %. Après une collaboration avec Jobin Yvon, nous disposons actuellement de petits réseaux {5 mm × 8 mm} découpés après traçage sur un support Si ; l'efficacité est de l'ordre de 96 - 96.5 % à 10.6 µm. Celui-ci présente un couplage dans l'ordre zéro de l'ordre de 0,5 % à 1 %.

Le silicium a été choisi car il peut être poli avec une grande finesse et il fait partie des bons conducteurs thermiques. Cette dernière caractéristique permet ainsi d'augmenter le seuil de dommage par rapport à celui des réseaux gravés sur un support en acier inoxydable (seuil de 3 kW/cm^2 du même ordre de grandeur que l'intensité présente dans une cavité guide d'onde).

c) Largeur de profil d'émission et puissance obtenues.

Le maximum d'élargissement obtenu est d'environ 940 MHz limité par l'intervalle spectral libre. La puissance de sortie est de 2 × 125 mW sur la P_{20} de la bande à 10.4 µm et lorsque le couplage de sortie est de 2 × 0,6 %. Dans les meilleures conditions expérimentales, le profil de gain apparait tronqué à mi-hauteur ce qui conduit, en extrapolant, à une largeur totale de l'ordre de 1200 MHz.

Les conditions expérimentales sont les suivantes : la pression totale est de l'ordre de 200 Torr à l'entrée du guide et de 150 Torr à la sortie. La composition du mélange $CO_2 - N_2 - He$ est approximativement dans le rapport 1:0,5:5.

L'alimentation délivre 2 × 3 mA sous 16 kV.

d) Caractéristiques courant-tension.

La figure 18 donne l'évolution de ces caractéristiques pour différentes valeurs de la pression correspondant aux deux mélanges approximatifs 1:0,5:3 et 1:0,5:6 de CO_2 - N_2 - He. Les seuils d'amorçage et d'entretien de décharge y sont également représentés. On peut noter l'augmentation de l'impédance avec la pression.

3) Etude expérimentale des modes de résonnateur.

Cette étude consiste à mesurer la puissance de sortie du laser en fonction de la distance guide-miroir pour des miroirs de rayons de courbure différents. Le fonctionnement monomode est vérifié par battement avec un laser de référence fixe. Le second réflecteur est constitué par un réseau plan situé à environ 10 - 15 mm de l'entrée du guide.

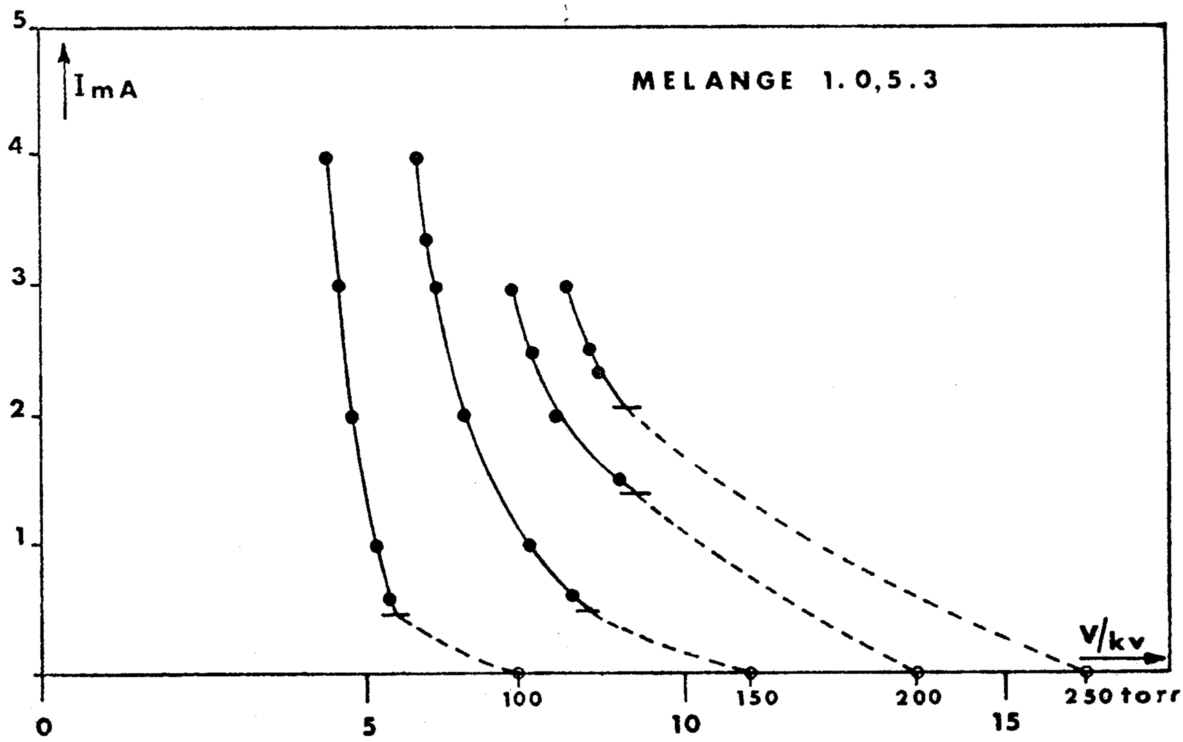
Le montage expérimental est représenté sur la figure 19. Les différents miroirs utilisés sont montés successivement sur une glissière graduée préalablement alignée avec l'axe du laser.

Le faisceau de sortie du laser guide d'onde est corrigé par une lentille de 20 cm de distance focale puis envoyé sur une séparatrice en germanium où s'effectue le mélange avec le faisceau issu du laser de référence. Après mélange, les deux rayonnements sont focalisés sur un détecteur photoconducteur Ge-Au dont l'élément sensible a une surface de 25 mm^2. Ce montage permet de s'affranchir des faibles changements d'orientation qui peuvent se produire au cours du réglage du laser guide d'onde. Il sert à mesurer la puissance de sortie de celui-ci tout en permettant de contrôler des changements de mode éventuels par battement dont le niveau est évidemment faible mais nettement détectable.

La distance guide-miroir est fixée à un maximum de 270 mm imposé par le montage et la distance minimale d'approche du guide est de 9 mm.

Dans ce montage, la flasque initial supportant le miroir a été supprimé et remplacé par une incidence de Brewster d'environ 6 mm d'encombrement.

En pratique, la distance z du miroir à l'entrée du guide a été variée par pas de 2 mm.



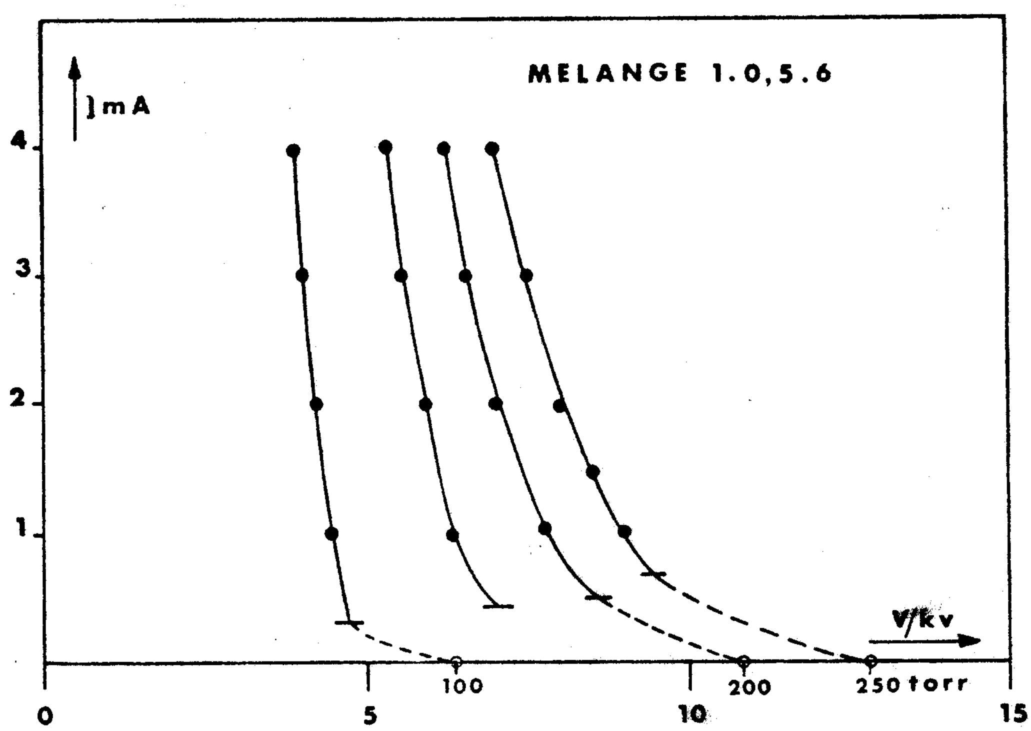


FIGURE 18 : Caractéristiques courant-tension.

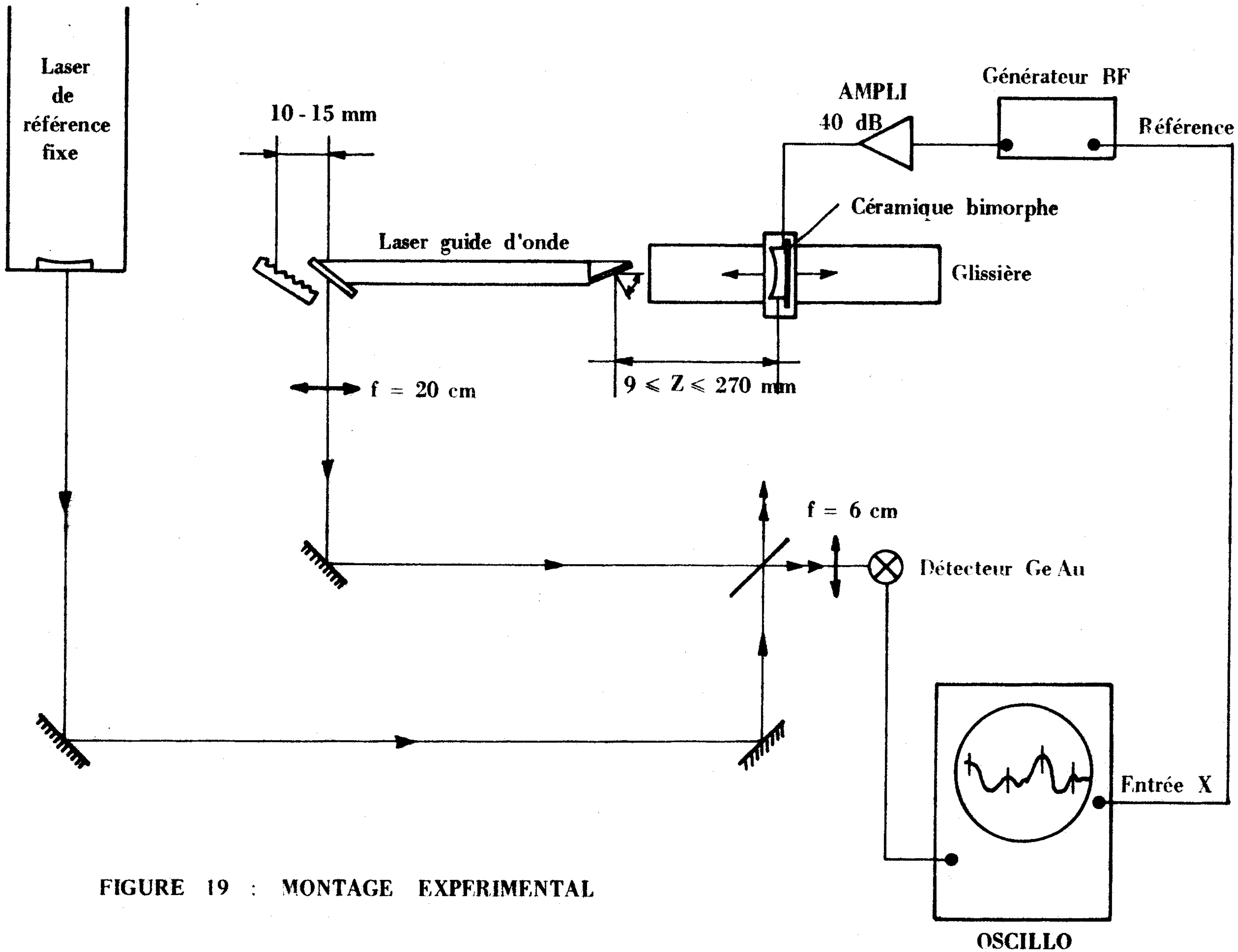


FIGURE 19 : MONTAGE EXPERIMENTAL

Les résultats sont illustrés sur la figure 20 où sont représentées les variations de la puissance de sortie du laser en fonction de $\beta = z/R$, paramètre choisi pour permettre de comparer les différentes courbes entre elles.

L'allure générale de ces courbes permet de dégager les points suivants :

- l'efficacité du couplage par un miroir sphérique de rayon de courbure $>$ 13 cm est excellente en deux positions : l'une proche de l'entrée du guide et l'autre proche de la position $z = R$.
- le miroir de rayon de courbure 13 cm correspond au cas où $\alpha = \frac{ka^2}{R} = 2.415$ (chap. I) pour $a = 0.75$ mm et $\lambda = 10$ µm. Or ce miroir, placé en $z = R/2 = 6{,}5$ cm $\left(\text{soit } \beta = 0.5\right)$ favorise le mode EH_{11} seul. On constate sur la courbe correspondante que la variation de puissance de sortie du laser est, autour de ce point, relativement faible et que cette puissance moyenne est peu élevée, fait qui traduit les 2,5 % de pertes après un aller-retour dans ce cas. On peut d'ailleurs noter que la puissance de sortie présente un maximum plus élevé lorsque le miroir se situe vers $z = R$ que lorsque $z = R/2$ confirmant le calcul effectué par ABRAMS {6} qui détermine un taux de pertes totales de 1,4 % dans ce dernier cas pour un guide tel que $\frac{a^2}{\lambda L} = 1$ où L est la longueur de celui-ci.

L'existence du maximum observé avec un miroir sphérique de 8,5 cm de rayon de courbure (figure 20) ne peut pas s'expliquer si on n'utilise que le mode EH_{11} seul. Il correspond en fait à un fonctionnement en mode composite $EH_{11} + EH_{12}$ évoqué au chapitre I et on a vu que dans ce cas l'onde avait une structure gaussienne du type TEM_{00}.

Ce fonctionnement conduit à imposer un rayon du spot de $\omega = 0{,}5a$ à l'entrée du guide. Ainsi, le rayon de courbure minimal du mode gaussien TEM_{00} est $R_m = \frac{\pi\omega^2}{\lambda} = 85$ mm et correspond au miroir utilisé. Dans ces conditions, il est nécessaire d'imposer une position de front d'onde plan à environ 15 mm de l'entrée du guide (condition d'accord de phase) ; le miroir est, dans ce cas, situé à une distance $\frac{R_m}{2} = 43$ mm de ce point, soit environ 58 mm de l'entrée du guide. Effectivement, le maximum se situe vers $\beta = 0.65$, soit $z = 56$ mm.

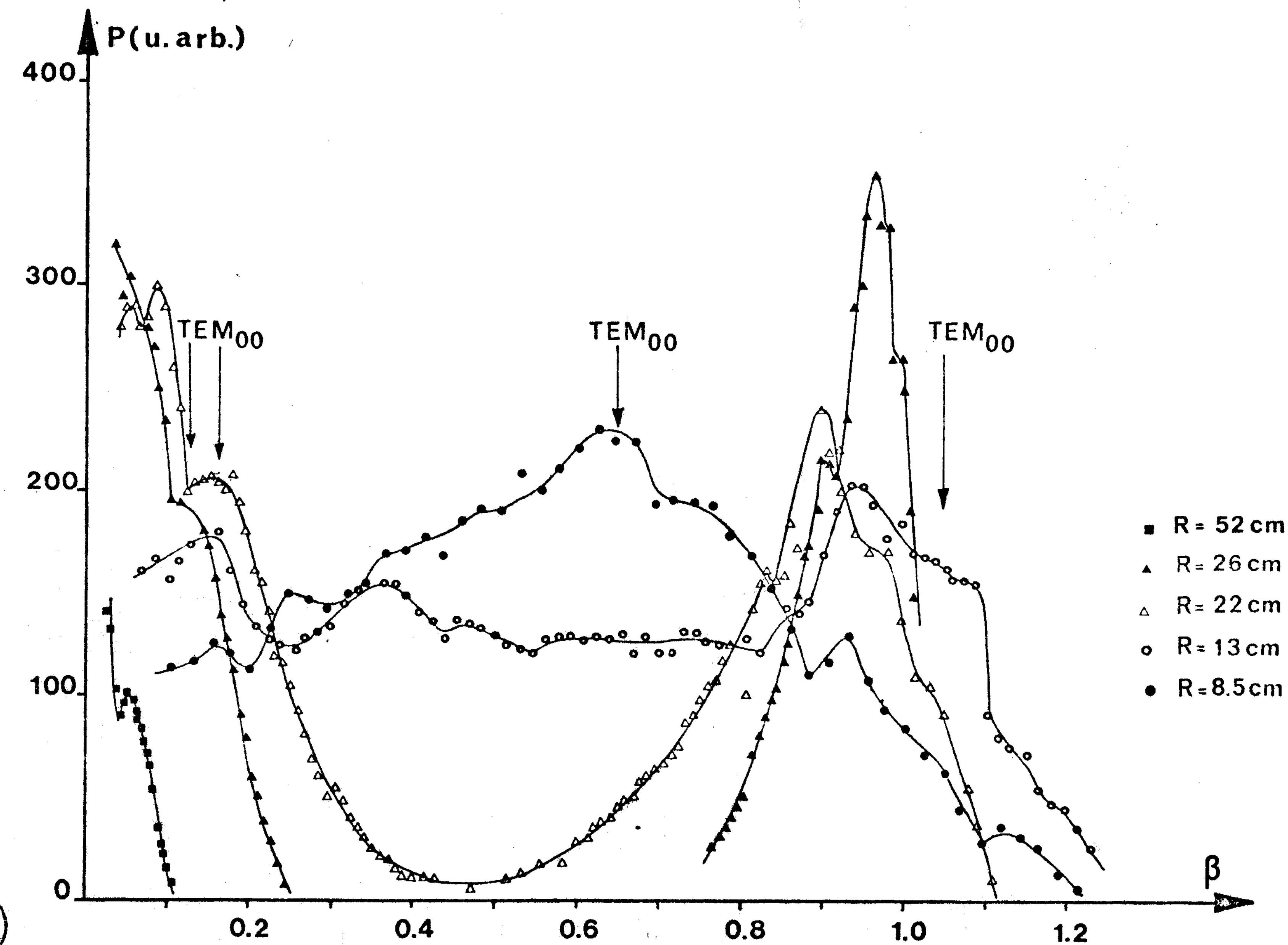


FIGURE 20 : Variations de la puissance de sortie du laser en fonction de $\beta = z/R$.

La figure 21 indique une représentation schématique de ce type de fonctionnement qui présente des pertes totales assez faibles (perte par couplage pratiquement nulle $\simeq 0,1\,\%$), de l'ordre de 1.5 %, tout en ne favorisant qu'un seul mode.

Dans cette géométrie de cavité, le réseau est situé approximativement à 15 mm de l'entrée du guide. Cependant, c'est la distance entre miroirs qui est fixée par la condition d'accord de phase. C'est bien ce qui est observé expérimentalement ; la position du guide entre les miroirs est très peu critique ; par exemple, deux miroirs placés respectivement à 15 mm (miroir plan) et à 60 mm (miroir sphérique de R = 85 mm) conduisent à un fonctionnement très voisin de celui obtenu lorsque le premier miroir est placé contre le guide et le second à 75 mm.

L'existence de cette structure de mode résultant de la combinaison linéaire des modes EH_{11} et EH_{12} a été observée expérimentalement {3}, {7}, {33} mais l'interprétation en mode gaussien TEM_{00} n'a été proposée que récemment {5} dans le cas d'un laser à colorant.

On retrouve sur toutes les courbes des maximums correspondant à l'excitation de ce mode particulier et on peut d'ailleurs noter que, quel que soit le rayon de courbure du miroir utilisé, la puissance du laser reste la même dans ce type de fonctionnement.

L'interprétation des autres maximums est plus délicate car elle nécessite l'introduction des modes de guide tels que EH_{13}, EH_{14} et ne peut correspondre ni à un faisceau gaussien ni à un autre mode de structure aussi simple {3}.

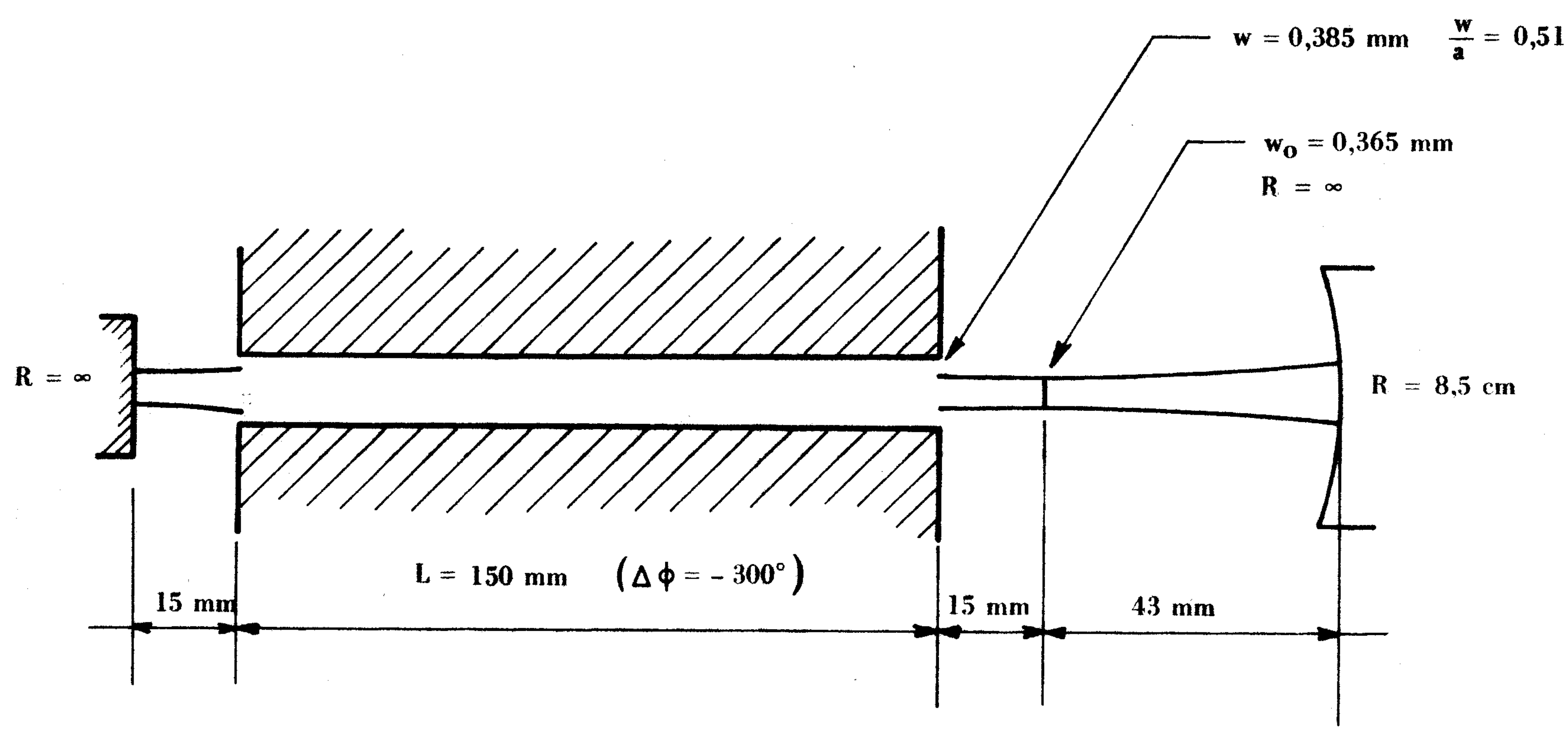


FIGURE 21 : Représentation schématique du fonctionnement en mode EH_{11} + EH_{12}

CHAPITRE IV.

APPLICATIONS SPECTROSCOPIQUES

Les premières utilisations en spectroscopie infrarouge ont été faites par *BETEROV* {34} qui a observé des raies d'absorption de SF_6 ; puis, à l'aide d'un laser guide d'onde semblable à celui décrit par *ABRAMS* {31}, *MENZIES* {35} observe des raies d'absorption de l'ozone. Plus récemment, *VANLERBERGHE* {36} effectue des mesures très haute résolution de raies de SF_6 en utilisant aussi un laser guide d'onde.

On peut citer aussi *BAZAROV* {38} qui observe des raies de OsO_4 alors que *TANGONAN* {37} étudie les coïncidences avec $N^{15}H_2D$ dans le but de mettre en oeuvre une stabilisation en tout point du profil laser par une technique de modulation d'absorption par effet Stark.

Pour observer des raies d'absorption localisées dans le profil d'émission du laser, le faisceau de sortie traverse une cellule contenant le gaz à étudier. Nous avons ainsi relevé des absorptions de gaz moléculaires tels que les halogénures de méthyles (CH_3X) et en particulier CH_3Br, ou encore de l'ammoniac ; ces toupies symétriques ont fait l'objet de certaines études de relaxation. Des raies d'absorption de molécules telles que SiH_4, OCS et O_3 ont aussi été observées.

Une étude détaillée ainsi qu'une confrontation avec les résultats publiés sur chacun de ces gaz sont en cours de rédaction et seront publiés prochainement.

Nous nous limiterons ici au report des différentes absorptions observées et des identifications probables.

Dans un premier temps, les mesures sont faites directement sur le profil d'émission par interpolation et la précision est médiocre mais suffisante pour une étude préliminaire.

Dans un deuxième stade, des mesures par battement avec un laser de référence permettent de réduire l'erreur à celle du pointé des sommets des raies.

Enfin, par saturation de l'absorption dans une cellule située dans la cavité du laser, nous pensons atteindre une précision nettement meilleure que 1 MHz (largeur de dip inverse $\simeq$ 1 MHz).

1) OBSERVATION DES COÏNCIDENCES SUR LE CH_3Br, $CH_3C\ell$, NH_3, SiH_4, OCS, O_3 $(H_2CO)_3$,

a) Dispositif expérimental

Le faisceau de sortie issue d'une lame de chlorure de sodium est ensuite corrigé par une lentille de 20 cm de distance focale puis envoyé, après modulation mécanique à 225 Hz, dans une cellule d'absorption (tube de pyrex de 1,50 m de long et de 16 mm de diamètre intérieur) celui-ci est ensuite atténué par une grille puis focalisé sur un détecteur voltaïque Hg Cd Te de la SAT. Après démodulation synchrone, le signal issu du détecteur est envoyé sur une table traçante.

L'écart de fréquence entre le sommet de la raie d'absorption et le centre du profil de gain du laser est mesuré par interpolation linéaire fréquence-tension appliquée à la céramique et conduit à une précision de l'ordre de 30 à 60 MHz (1 à 2.10^{-3} cm^{-1}), valeur du même ordre de grandeur que la largeur Doppler des raies observées.

Cette précision est limitée par la non linéarité du déplacement de la céramique en fonction de la tension appliquée, par la dispersion du milieu amplificateur et surtout par le pointé des sommets des raies et du centre du profil d'émission.

Plusieurs raies d'absorption en coïncidence en moyenne à 0 ± 300 MHz ont été mesurées dans la gamme de pression 0,5 - 3 Torr où l'élargissement est Doppler.

b) Molécules étudiées.

OCS

C'est une molécule linéaire qui possède trois vibrations fondamentales. Le mode de vibration ν_2 est situé vers 527 cm^{-1} et ainsi la transition $2\nu_2$ ($\Delta v = 2$) à 1054 cm^{-1} tombe dans la zone d'émission du laser à CO_2

Cinq raies ont été observées, elles sont regroupées sur le tableau I où figurent aussi l'écart de fréquence avec les raies CO_2 ainsi que les identifications obtenues d'après les calculs de FAYT {65}.

SO_2

Les raies observées sont regroupées dans le tableau II. Le spectre infrarouge de ce corps est mal connu.

La raie observée sur la R_{22} de la bande à 9,4 µm du CO_2 pourrait former un système à trois niveaux infrarouge-microonde avec la transition $55_{11} \rightarrow 56_{10}$ située à 30,218 GHz. Une confirmation expérimentale permettrait une calibration du spectre infrarouge.

O_3

Les modes ν_1 et ν_3 tombent dans la zone du laser à CO_2. Plusieurs raies ont été observées et sont regroupées sur le tableau III. Seules les raies appartenant à la bande ν_3 sont identifiées à partir des calculs de MONNANTEUIL {66}.

$CH_3C\ell$

Deux espères isotopiques interviennent par leur abondance relative importante $^{35}C\ell$ et $^{37}C\ell$.

Sur le tableau IV figurent les absorptions relatives à ces deux espèces.

CH_3Br

Deux espèces isotopiques existent en abondance naturelle sensiblement égale. Plusieurs raies en quasi-coïncidences ont été utilisées dans des études de relaxation par double résonance {39}. D'autres ont permis d'obtenir des émissions submillimétriques {40}.

Les mesures figurent sur le tableau V ainsi que les identifications.

$\underline{NH_3}$

Une coïncidence déjà étudiée par *BORDE* {40} a été observée à environ 350 MHz, en basse fréquence du centre de la P_{20} à 10,6 µm

D'après le spectre infrarouge de *GARING* {39}, il s'agirait de la 2s Q(4,2) du $N^{14}H_3$.

$\underline{(H_2CO)_3}$

Le trioxane présente une grande densité de raies vers 10µm. Cependant, l'identification est actuellement impossible.

Toutes les raies du CO_2 sont absorbées par ce corps qui d'ailleurs présente des émissions submillimétriques {67}.

$\underline{Si\,H_4}$

Le spectre du silane est complexe car trois isotopes sont présents en quantité non négligeable ; il existe une interaction de Coriolis entre des niveaux des états ν_2 et ν_4.

Une partie des coïncidences observées figure sur le tableau VI.

2) <u>COÏNCIDENCES MESUREES PAR BATTEMENT.</u>

Le laser utilisé est celui décrit en III-2 construit à partir d'un guide en oxyde de béryllium. Les raies de $(H_2CO)_3$ en coïncidence avec la P_{20} à 10,6 µm et les coïncidences de l'éthylène (C_2H_4) ont été mesurées.

a) Montage expérimental.

Le faisceau de sortie du laser guide d'onde de fréquence f_{GO}, corrigé par une lentille de 20 cm de distance focale, est ensuite envoyé sur une séparatrice en Germanium. Une partie traverse la cellule d'absorption et est focalisée sur un détecteur Hg Cd Te de la SAT. L'autre partie est mélangée avec le faisceau de fréquence f_R issu du laser de référence fixé au creux de son "Lamb dip" puis envoyée sur un autre détecteur Hg Cd Te (également de la SAT) de 140 MHz de bande passante. Après amplification, le signal de battement à la fréquence $f_B = |f_{GO} - f_r|$ issu du détecteur est envoyé sur un mélangeur Hewlett-Packard, avec le signal à la fréquence f_o issu d'un générateur General-Radio 60-450 MHz atténué à 10 dB.

Le battement entre ces deux signaux est envoyé sur un récepteur de 0-100 kHz de bande passante qui fournit ainsi deux marqueurs à $\pm\ |f_{GO} - f_R| = \pm\ f_B = \pm\ f_o$. Le centre de la raie d'absorption est pointé à l'aide de l'un de ces marqueurs sur l'écran d'un oscilloscope Philips 0-15 MHz (fig. 22).

Il faut noter que le détecteur Hg Cd Te possède une bande passante de 140 MHz (à 3 dB) ; cependant, au-delà de cette valeur, sa réponse s'amortit suivant une droite de pente 6 dB par octave et le battement est aisément détecté jusqu'à 450 MHz, valeur maximale de la demi-largeur d'oscillation du laser haute pression.

Le laser de référence est fixé au creux de son "Lamb dip" dont la largeur est de l'ordre de 2 - 3 MHz.

Le sommet des raies est pointé en amenant un marqueur $\pm|f_{GO} - f_R|$ en coïncidence avec le centre de l'absorption directement sur l'écran de l'oscilloscope (fig. 22). Cette opération se fait en modifiant f_o fréquence du signal issu du générateur General Radio.

La précision, dans ce cas, est limitée par le pointé des raies élargies par effet Doppler et peut être évaluée à 10 MHz pour des raies assez proches du centre du profil d'émission et à 20 MHz ou plus, pour des raies éloignées.

b) Spectres observés.

Trioxane : $(H_2CO)_3$

Les absorptions de ce corps en coïncidence avec la P_{20} à 10,6 µm du laser haute pression présentent une régularité en intensité et en écart de fréquence qui peut être une indication pour une identification partielle (branche Q).

Les mesures figurent sur le tableau VII en écart de fréquence exprimés en MHz par rapport au centre de la raie P_{20} du CO_2.

Ethylène : C_2H_4

C'est une molécule du type toupie asymétrique ; les raies mesurées figurent sur le tableau VIII avec l'erreur de mesure et l'identification lorsque celle-ci a pu être faite {43}

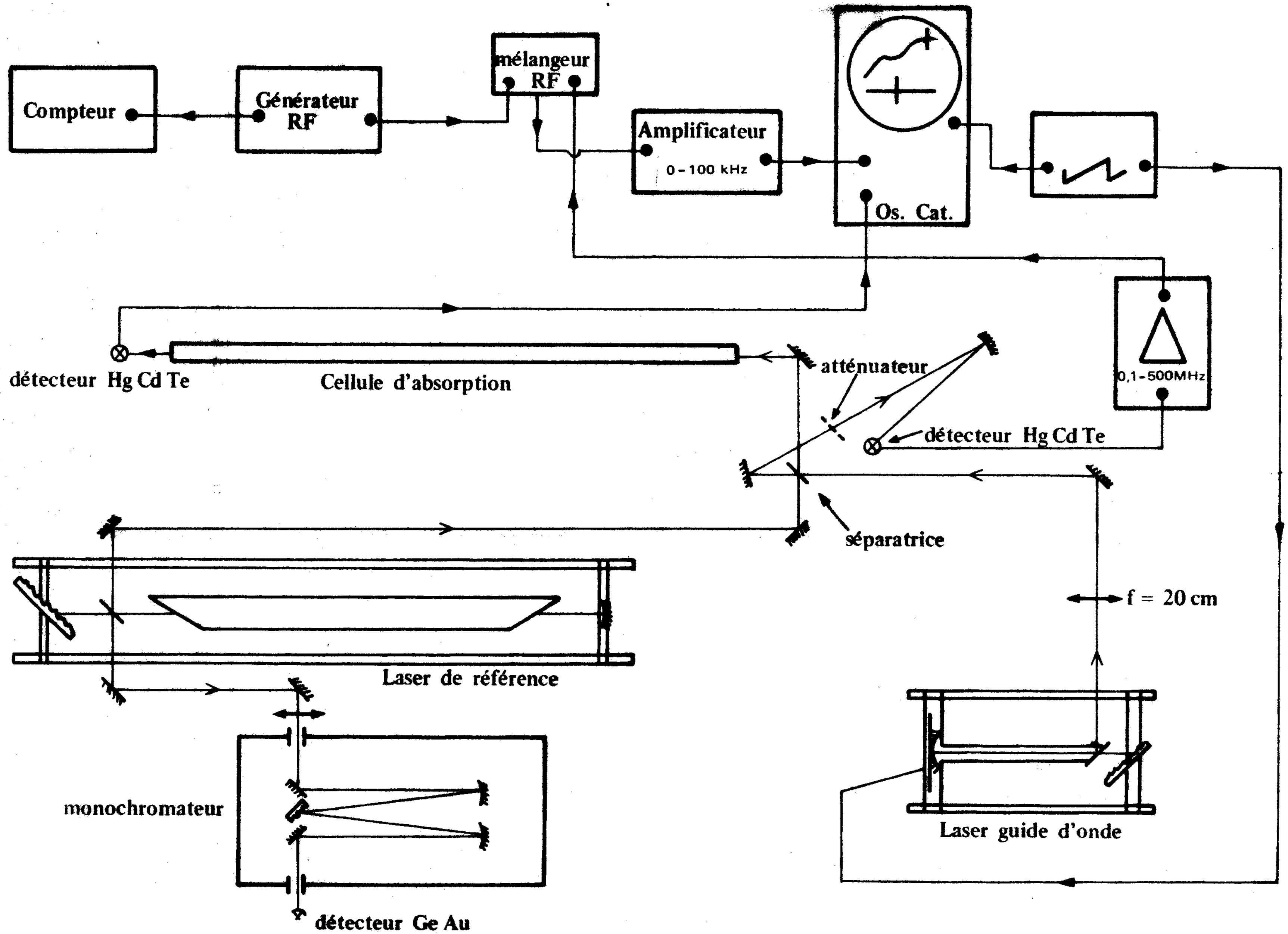


FIGURE 22 : Montage expérimental (Mesures par battement)

3) UTILISATION D'UNE CELLULE D'ABSORPTION INTRA-CAVITE.

L'élargissement des raies à mesurer peut se réduire à l'élargissement purement homogène par interaction des molécules absorbantes avec une onde stationnaire. Cette interaction à deux ondes peut se faire dans une cellule d'absorption classique à l'aide d'optiques appropriées. Cependant, elle peut aussi être facilement obtenue en plaçant la cellule dans la cavité du laser. L'absorption introduit des pertes supplémentaires dans cette cavité et celles-ci viennent directement perturber le fonctionnement du laser, conduisant à une grande sensibilité de détection.

La largeur d'un "dip" d'absorption saturée dépend de la pression du gaz absorbant, de la répartition radiale de l'onde qui fixe la durée d'interaction des molécules avec le champ et de la saturation de la transition.

Cependant, la largeur d'un "Lamb dip inverse" n'est pas reliée de façon aussi immédiate à ces différents paramètres.

GREENSTEIN {68} a étudie cette largeur lorsque les deux systèmes moléculaires (absorbeur, milieu amplificateur) "saturent" de façon inhomogène. Dans notre cas, la largeur de la courbe de gain du laser est homogène alors que les raies d'absorption sont inhomogènes. Cette situation nécessite donc une étude particulière.

Nous avons réalisé une cellule d'absorption intra-cavité :

★ Le laser utilisé est celui décrit au paragraphe III-2, chaque extrémité du guide est fermée par une lame de chlorure de Sodium ; la cellule d'absorption est placée entre l'une des extrémités du guide et le miroir sphérique de 9 cm de rayon de courbure situé à 6 cm de l'entrée du capillaire formant ainsi, avec le réseau plan de 150 traits/mm, la cavité décrite au paragraphe III-3 et qui favorise le mode composite $EH_{11} + EH_{12}$ ($\equiv TEM_{00}$).

★ Deux plateaux parallèles de 3 cm de longueur en acier inoxydable sont disposés sur le trajet optique. Leur espacement est de 3 mm.

★ Le couplage de sortie s'effectue par l'intermédiaire de la lame de chlorure de Sodium inclinée à 50° sur l'axe du laser.(figure 23).

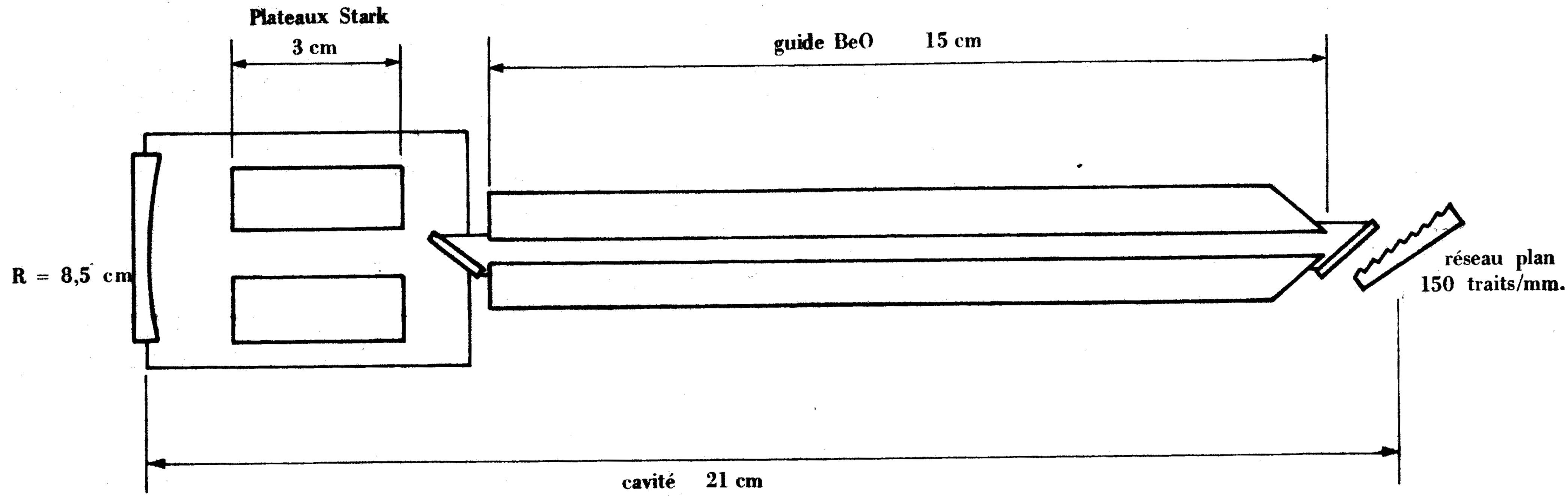


FIGURE 23 : CELLULE STARK D'ABSORPTION INTRACAVITE LASER

Comme illustration des possibilités de ce montage, la figure 24 montre l'enregistrement d'une raie d'absorption de $CH_3\,^{81}Br$ correspondant à la transition $^{P}Q\,(12,2)$ centrée vers 942,385 cm^{-1}.

Chaque raie d'absorption du $CH_3\,^{81}Br$ est composée en fait de plusieurs résonances correspondant à la structure quadripolaire causée par le noyau de Brome. Celui-ci possède un moment cinétique de Spin $I = \frac{3}{2}$ et de ce fait, chaque niveau de J donné se décompose en quatre sous-niveaux associés aux valeurs de F telles que $J + I \geqslant F \geqslant |J - I|$.

D'après *TOWNES* et *SHAWLOW* {69}, on peut calculer la correction quadripolaire associée à chaque valeur de F ; elle s'écrit sous la forme :

$$\Delta E = \frac{eqQ \left(\frac{3K^2}{J(J+1)} - 1\right) \quad \frac{3}{4}\left[C(C+1) - I(I+1)\ J(J+1)\right]}{2I(2I-1)\ (2J-1)\ (2J+3)}$$

où eqQ = 482 MHz pour le $CH_3\,^{81}Br$

e = charge du proton

$q = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial z^2}\right)$ où V est le potentiel créé par les électrons z la direction de l'axe principal de la molécule.

Q = moment quadripolaire nucléaire du Brome.

K = nombre quantique associé à la projection sur l'axe moléculaire du moment cinétique de rotation.

J = nombre quantique associé au module du moment cinétique de rotation.

I = nombre quantique associé au module du moment cinétique de spin nucléaire.

$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$

où F est le nombre quantique associé au module du moment cinétique total $(\vec{J} + \vec{I})$

Cette expression permet de déterminer les positions des différentes résonances correspondant aux règles de sélection $\Delta F = 0, \pm 1$, par rapport à la raie sans structure quadripolaire.

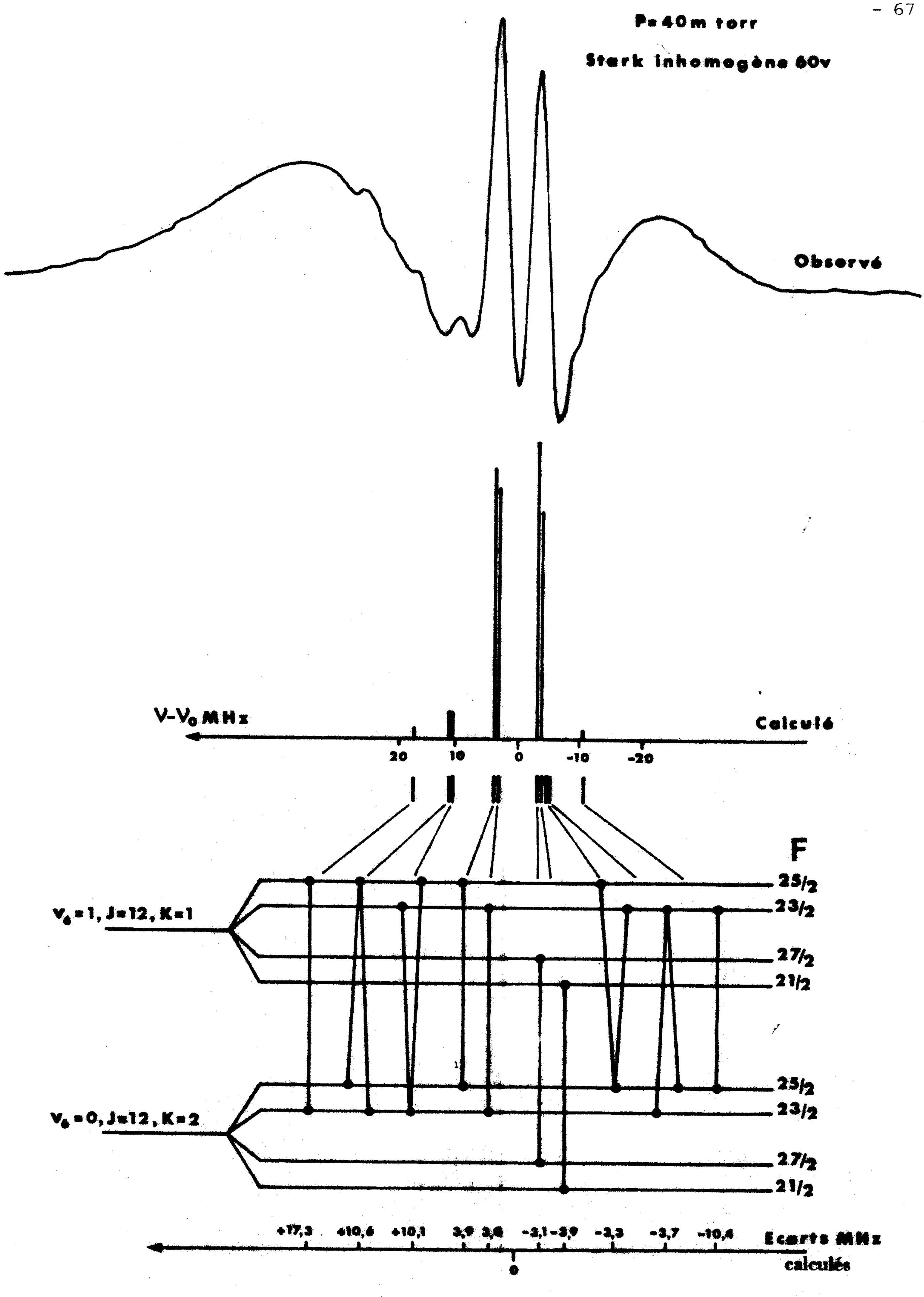


FIGURE 24 : Structure quadripolaire et croisements de niveaux observés sur la transition $^{P}Q(12,2)$ du $CH_3\ ^{81}Br$ à 942,385 cm^{-1} en coïncidence avec la P_{22} du laser à CO_2.

Ces valeurs sont indiquées sur la figure 24 (l'échelle en énergie du diagramme des niveaux n'est pas respectée). Les intensités relatives sont données à titre indicatif ; elles correspondent aux absorptions non saturées.

Les résonances les plus intenses sont observées pour $\Delta F = \Delta J$, soit ici $\Delta F = 0$ et correspondent aux transitions $F = \frac{21}{2} \rightarrow F = \frac{21}{2}$; $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$, $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$, $\frac{27}{2} \rightarrow \frac{27}{2}$

Parmi les résonances $\Delta F = \pm 1$, seules celles associées aux transitions $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$ et $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$ sont indiquées ; les quatre autres résonances situées autour de +110 MHz et -110 MHz sont hors de l'échelle.

Enfin, quatre résonances supplémentaires apparaissent ; elles sont associées à des croisements de fréquences et elles se situent à mi-chemin entre les résonances associées aux transitions $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$ et $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$; $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$ et $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$; $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$ et $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$; $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$ et $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$

L'enregistrement expérimental présente deux résonances intenses associées aux transitions $\Delta F = \Delta J$ non résolues deux à deux, situées vers + 3 MHz et - 3 MHz. Deux autres résonances associées aux transitions $\frac{25}{2} \rightarrow \frac{23}{2}$ et $\frac{23}{2} \rightarrow \frac{25}{2}$ situées vers + 17 MHz et - 10 MHz sont nettement apparentes. Ces quatres résonances concernent des molécules de vitesse axiale nulle. Par contre, une résonance supplémentaire apparaît, elle est associée à deux croisements de fréquences espacées de 400 kHz et cette fois les molécules concernées possèdent des projections de vitesse non nulles, telles que $\nu_o\left(1 + \frac{v_z}{c}\right) = \nu_1\left(1 - \frac{v_z}{c}\right)$ où ν_o et ν_1 sont les fréquences des transitions.

L'enregistrement est effectué à l'aide d'une modulation d'absorption par effet Stark. Celle-ci est obtenue en appliquant, sur les plateaux, un champ statique inhomogène de 60 V d'amplitude et de 50 kHz de fréquence de modulation. Ceci permet de détecter uniquement les résonances en champ nul.

La largeur de "dip" la plus petite observée est de 800 kHz, valeur qu'il sera difficile de réduire avec ce montage. Cependant, l'intensité du rayonnement infrarouge à l'intérieur de la cavité du laser peut atteindre 3 kW/cm^2 et ainsi ce montage doit permettre de "saturer" des transitions de faible moment dipolaire et, éventuellement d'observer des transitions à plusieurs photons.

D'autre part, des effets particuliers tels que "l'hystérésis" ou encore le fonctionnement du laser en "Q-switch" jusqu'à des fréquences de répétition supérieure au MHz ont été mis en évidence.

REFERENCES

1. *J.A. STRATTON*
"Théorie de l'électromagnétisme" Dunod
p. 393-407 et p. 600-605

2. *E.A.T. MARCATILI, R.A. SCHMELTZER*
"Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers"
Bell Syst. Technique Journal, pp. 1783-1809, juin 1964.

3. *J.J. DEGNAN, D.R. HALL*
Finite aperture waveguide-laser resonators.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 9, n°9, pp. 901-910 sept. 1973

4. *R.L. ABRAMS*
Coupling losses in hollow waveguide laser resonnators
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 8, n°11, pp. 838-843 nov. 1972.

5. *F.P. ROULLARD III, M. BASS*
Transverse mode control in high gain, millimeter bore, waveguide lasers.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 13, n°10, pp. 813-818 oct. 1977.

6. *R.L. ABRAMS, A. CHESTER*
Resonnator theory for hollow waveguide lasers
Applied Optics, Vol. 13, n°9, sept. 1974.

7. *A. CHESTER, R.L. ABRAMS*
Mode losses in hollow-waveguide lasers.
Applied Physics Letters, Vol.21, n°12. 15 décembre 1972.

8. *BORN & WOLF*
Principles of Optics, Pergamon Press, New York. 1965.

9. *P.W. SMITH*

A waveguide laser.

Applied Physics Letters, vol. 19, n°5, pp. 132-134. Sept. 1971.

10. *T.J. BRIDGES, E.G. BURKHARDT, P.W. SMITH*

CO_2 waveguide lasers.

Applied Physics Letters, vol. 20, n°10. 15 mai 1972.

11. *H. KOGELNIK, T. LI.*

Laser Beams and Resonnators.

Proc. IEEE, vol. 54, pp. 1312-1329. Oct. 1966.

12. *S.C. COHEN*

Waveguide CO_2 laser gain : dependance on Gas kinetic and Discharge Properties.

IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 12, n°4, pp.237-244 Avril 1976.

13. *GORDIETZ, SOBOLEV, SOKOVIKOV, SHELEPIN.*

Population inversion of the vibrationnal levels in CO_2 lasers.

IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE 11. Novembre 1968.

14. *MURRAY Sargent III, O., W.E. LAMB.*

Laser Physics. Addison - Wesley. 1974.

15. *D.H. CLOSE.*

Strong Field Saturation effect in Laser Media.

Physical review. vol. 153 n°2, pp. 360-371. Janvier 1967.

16. *W.W. RIGROD.*

Saturation effects in high gain Lasers.

Journal of Applied Physics, vol.36, pp. 2487-2490. Août 1965.

17. *W.W. RIGROD*

Gain saturation and output power of optical masers.

Journal of Applied Physics, vol. 34, pp. 2602-2609. Sept. 1963.

18. *P.W. SMITH*

High pressure waveguide gaz lasers

Laser Spectroscopy, pp. 247-261, Brewer Mooradian.

19. *D.R. HALL, R.M. JENKINS, E.K. GORTON, P.H. CROSS.*

A compact sealed waveguide CO_2 laser

Journal of Physics D, vol. 10, G.B. 1977.

20. *J.J. DEGNAN*

Phenomenological approach to the design of highly tunable pressure-broadened gaz lasers.

Journal of Applied Physics, vol. 45, n°1. Janvier 1974.

21. *R.L. ABRAMS*

Wideband waveguide CO_2 lasers.

Laser spectroscopy, Brewer-Mooradian, pp. 263-271.

22. *G. KOEPF*

10,6 µm Amplification in metallic waveguide by external discharge pumping

IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 12, n°1. Janvier 1976.

23. *H. SHIRAHATA, T. FUJIOKA*

Dependance of gain on tube radius in CO_2 waveguide lasers.

Journal of Applied Physics, vol. 46, n°6. Juin 1975.

24. *H. SHIRAHATA, T. FUJIOKA*

Wall depletion effect of population at upper laser level on optical gain in CO_2 - He waveguide lasers.

Journal of Applied Physics, vol. 47, n°6. Juin 1976.

25. *SHIELDS, SMITH*

Gas temperature and cooling in waveguide CO_2 lasers.

Journal of Applied Physics, vol. 48, n°11. Novembre 1977.

26. *P.W. SMITH, C.R. ADAMS, P.J. MALONEY, O.R. WOOD II*

High repetition-rate and quasi CW operation of a waveguide CO_2 TE laser.

Optics communications, vol. 16, n°1. Janvier 1976.

27. P.W. SMITH, T.J. BRIDGES, E.G. BURKHARD, O.R. WOOD
Mode-locked high-pressure waveguide CO_2 laser
Applied Physics Letters, vol. 21, n°10. Novembre 1972.

28. H. SHIRAHATA, T. FUJIOKA
Foreed air convection cooled CO_2 waveguide laser.
Optics Communications, vol. 20, n°2. Février 1977.

29. J.D. Mc. MULLEN, D.B. ANDERSON, R.L. DAVIS
Optical-gain measurements in a CW transverse-discharge transverse gaz flow CO_2 : N_2 : He planar waveguide laser.
Journal of Applied Physics, vol. 45, n°11. Novembre 1974.

30. A. PAPAYOANOU, A. FUJISAWA.
Porous-wall BeO cappillary waveguide laser.
Applied Physics Letters, vol. 26, n°4. Février 1975.

31. R.L. ABRAMS
Gigahertz tunable waveguide CO_2 laser.
Applied Physics Letters, vol. 25, n°5. Septembre 1974.

32. D.R. HALL, E.K. GORTON, R.M. JENKINS.
10 µm propagation losses in hollow dielectric waveguides.
Journal of Applied Physics, vol. 48, n°3. Mars 1977.

33. R.E. JENSEN, M.S. TOBIN
CO_2 waveguide laser
Applied Physics Letters, vol. 20, n°12. Juin 1972.

34. I.M. BETEROV, V.P. CHEBOTAYEV, A.S. PROVOROV.
CW High pressure tunable CO_2 laser with a mixture of CO_2 isotopes.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 10, n°2. Février 1974.

35. R.T. MENZIES
Ozone spectroscopy with a CO_2 waveguide laser.
Applied Optics, vol. 15, n°11. Novembre 1976.

36. *S. AVRILLER, VANLERBERGHE, OUHAYOUN, C. BORDE*
Saturation spectroscopy of $^{32}SF_6$ over extended tuning ranges with waveguide CO_2 lasers.
Communication au 5ème Colloque de Spectroscopie haute résolution. Tours - Septembre 1977.

37. *G.L. TANGONAN, R.L. ABRAMS.*
Stark-tuned resonances of $N^{15}H_2D$ with CO_2 laser lines.
Applied Physics Letters, Vol. 29, n°3. 1er août 1976.

38. *E.N. BAZAROV, G.A. GERASIMOV, Y.U. POSUDIN*
Investigation of the characteristics of a tunable high-pressure waveguide CO_2 laser.
Sov. Journal of Quantum Electronics, vol. 5, n°6. Juin 1975.

39. *F. HERLEMONT*
Contribution à l'étude des phénomènes de double résonance infrarouge-microonde du bromure de méthyle.
Thèse de 3ème cycle. Lille. Septembre 1974.

40. *CHANG, Mac GEE.*
Millimeter and submillimeter wave laser action in symmetric top molecules optically pumped via perpendicular absorption bends.
IEEE Journal of Quantum Electronics. QE 12. Janvier 1976.

41. *J.S. GARING, H.H.NIELSEN, K.N. RAO*
The low frequency vibration-rotation bands of the ammonia molecule.
Journal of molecular spectroscopy, 3, 496-527 (1959).

42. *C. BORDE and L. HENRY*
Study of the Lamb dip and of rotational competition in a carbon dioxide laser.
IEEE Journal of Quantum Electronics, QE 4, n°11, 1968.

43. *J. LEMAIRE, F. HERLEMONT, M. LYSZYK, Ch. LAMBEAU, A. FAYT*
Laser spectroscopy of ethylène with waveguide CO_2 or N_2O lasers.
proposé au J.M.S.

44. W.R. LEEB
Tunable metal film filters as narrow band ir laser reflectors.
Applied Optics, vol. 15, n°3. Mars 1976.

45. E.G. BURKHARDT, T.J. BRIDGES, P.W. SMITH
BeO capillary CO_2 waveguide laser.
Optics communications, vol. 6, n°2. Octobre 1972.

46. J.H. ELROY, P.E. THOMSON, H.E. WALKER, E.H. JOHNSON; D.J. RADECKI, R.S. REYNOLDS.
Laser tuners using circular piezoelectric benders.
Applied optics, vol. 14, n°6. Juin 1975.

47. H.W. MOCKER
The CO_2 waveguide laser and its applications.
SPIE vol. 92 : Practical Application of Low Power Lasers. 1976.

48. F.P. ROULLARD III
Waveguide dye laser with gaussian mode output.
Optics communications, vol. 15, n°2. Octobre 1975.

49. J.J. DEGNAN
Waveguide laser mode patterns in the near and far field.
Applied Optics, vol. 12, n°5. Mai 1973.

50. J.J. DEGNAN
The waveguide laser. A review.
Applied physics 11, pp. 1-33. 1976.

51. G. WIEDERHOLD
Durchstimmbare Hochdruck - Molekülgaslaser in Infrarot-Bereich.
Wiss. Ztschr. Friedrich-Schiller - Universität Jena
Math. Nat. R.25 Jg. 1976.

52. H. STEFFEN, F.K. KNEUBÜHL
Dielectric tube resonators for infrared and submillimeter wave lasers.
Physics Letters, vol. 27A, n°9. Septembre 1968.

53. *H. KRAMMER.*

Field configurations and propagation constants of modes in hollow rectangular dielectric waveguides.

IEEE Journal of Quantum Electronics. Août 1976.

54. *K.D. LAAKMANN, W.H. STEIER*

Waveguides : characteristic modes of hollow rectangular dielectric waveguides.

Applied Optics, vol. 15, n°5. Mai 1976.

55. *S. AVRILLIER, J. VERDONCK*

Coupling losses in laser resonators containing a hollow rectangular dielectric waveguide.

Journal of Applied Physics, vol. 48, n°12. Décembre 1977.

56. *R.L. ABRAMS*

Broadening coefficients for the P_{20} CO_2 laser transition.

Applied Physics Letters, vol. 25, n°10. Novembre 1974.

57. *M.B. KLEIN, R.L. ABRAMS.*

10,6 µm waveguide laser power amplifier.

IEEE Journal of Quantum Electronics. QE 11, n°8. Août 1975.

58. *R.L. ABRAMS, W.B. BRIDGES.*

Characteristics of sealed-off waveguide CO_2 lasers

IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 9, n°9. Sept. 1973.

59. *H. NISHIHARA, T. INOUE, J. KOYAMA*

Low-loss parallel-plate waveguide at 10.6 µm

Applied Physics Letters, vol. 25, n°7. Octobre 1974.

60. *A. PAPAYOANOU.*

An improved channel waveguide laser.

IEEE Journal of Quantum Electronics. Janvier 1977.

61. *A.S. PROVOROV, V.P. CHEBOTAEV*

Continuously operating high-pressure carbon dioxide lasers.

Sov. Journal of Quantum Electronics, vol. 5, n°4.

62. *I.M. BETEROV, A.S. PROVOROV, V.P. CHEBOTAEV*
Continuously operating high pressure carbon dioxide laser with a tunning range of 800 MHz.
Sov. Journal of Quantum Electronics, vol. 5, n°2. Août 1975.

63. *D. FRIART*
Etude des caractéristiques et du fonctionnement d'un laser guide d'ondes à CO_2
Thèse de 3ème cycle. Université de Paris XI. Orsay.

64. *GALLAGHER*
Limitations on miniature molecular frequency sources.
Proceeding of the 29^{th} Annual Frequency control Symposium
Fort Mammouth, N.J. U.S.A. - 1975.

65. *A. FAYT*
Spectre calculé de OCS.
Communication personnelle.

66. *N. MONNANTEUIL*
Spectre haute résolution infrarouge et microonde de la bande ν_3 de l'ozone.
Thèse de 3ème cycle. Lille 1976.

67. *D. DANGOISSE, A. DELDALLE, J.P. SPLINGARD and J. BELLET.*
CW optically pumped laser action in D_2CO, HDCO and $(H_2CO)_3$
IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. QE 13, n°9. Sept. 77.

68. *H. GREENSTEIN*
Theory of a gas laser with internal absorption cell.
J. of Applied Physics, vol. 43, n°4. Avril 1972.

69. *C.H. TOWNES, A.C. SCHAWLOW*
Microwave spectroscopy, p.154, Mc Graw Hill (1955).

LEGENDES

FIGURE 1. : Quelques modes naturels de propagation du cylindre diélectrique creux (d'après *E.A.T. MARCATILI* {2})

FIGURE 2. : Résonnateur guide d'onde.

FIGURE 3. : Calcul par diffraction scalaire - Mode EH_{11} seul.

FIGURE 4. : Efficacité du couplage du mode EH_{11} pour différentes valeurs de $\alpha = \frac{2\pi\, a^2}{\lambda\, R}$ en fonction de $\beta = \frac{d}{R}$ (d'après *DEGNAN* {3})

FIGURE 5. : Pertes par couplage du mode EH_{11} en fonction de z, calculées par décomposition sur les modes gaussiens de paramètre ω_o $b = \frac{\pi\omega_o^2}{\lambda}$ où $\omega_o = 0.64a$ (d'après *R.L. ABRAMS* {4})

FIGURE 6. : Efficacité du couplage du mode gaussien TEM_{00} de paramètre ω et $R = \infty$ à l'entrée du guide avec le mode EH_{11} seul et avec les modes EH_{11} et EH_{12} en fonction de $\frac{\omega}{a}$ (d'après *ROULLARD* III {6})

FIGURE 7. : Structure radiale de l'onde résultant de la superposition des modes EH_{11} et EH_{12} pour $\frac{\omega_o}{a} = 0.5$ (d'après *ROULLARD* III {6})

FIGURE 8. : Résonnateur guide d'onde. Calcul par décomposition sur la base des modes de guide et la base des modes gaussiens.

FIGURE 9. : Niveaux de vibrations du CO_2 et de l'azote. Système à trois niveaux du CO_2 et système à deux niveaux de l'azote (d'après *S.C. COHEN* {12})

FIGURE 10 : Evolution du coefficient d'amplification $\alpha(\nu)$ en fonction de la pression (d'après *S.C. COHEN* {12})

LEGENDES (suite)

TABLEAU I : Raies d'absorption de OCS

TABLEAU II : " " de SO_2

TABLEAU III : " " de O_3

TABLEAU IV : " " de $CH_3C\ell$

TABLEAU V : " " de CH_3Br

TABLEAU VI : Partie des raies d'absorption de $Si\,H_4$

TABLEAU VII : Raies d'absorption de $(H_2\,CO)_3$ sur la P_{20}

TABLEAU VIII : " " de $C_2\,H_4$

CONCLUSION

Nous avons réalisé un laser guide d'onde qui présente des largeurs de profil de l'ordre de 900 MHz sur 4 ou 5 raies d'émission. Plus d'une soixante de raies d'émission ont leur largeur comprise entre 200 et 900 MHz. Cette valeur de 900 MHz est limitée par l'intervalle spectral libre du résonnateur.

Pour augmenter celui-ci, on peut envisager l'utilisation d'un dispositif supprimant périodiquement certaines résonances longitudinales. Ainsi, l'emploi d'un film métallique d'épaisseur de l'ordre de 100 Å semble bien adapté à ce problème car les pertes d'insertion sont faibles (de l'ordre de 1 %) et la sélectivité suffisante {42}.

Le laser guide d'onde réalisé présente l'avantage de fonctionner en mode gaussien dans une géométrie de cavité où ce mode seul existe. Ce fonctionnement s'accompagne donc d'une aisance d'emploi très appréciable pour des utilisations spectroscopiques.

Le montage expérimental réalisé pour l'absorption intra-cavité, conséquence directe du type de fonctionnement particulier donne déjà des résultats encourageants. Associé à une métrologie, cette technique devrait nous fournir des mesures de haute précision.

Raie laser	Nombre d'ondes laser (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Identification proposée	Nombre d'ondes d'absorption (cm^{-1})	Intensité (u.a.)
P26	1041,2791	-5	$0;4;0,2D \xleftarrow{P44} 0;2;0,2D$	1041,2730	32,2
P22	1045,0217	+4	$0;2;0,0 \xleftarrow{P5} 0;0;0,0$	1045,0264	533
		-4	$1;3;0,1C \xleftarrow{R12} 1;1;0,1C$	1045,0202	4,3
R8	1070,4623	+2	$0;4;0,2D \xleftarrow{R28} 0;2;0,2D$	1070,4625	43,7
		-5	$0;4;0,0 \xleftarrow{R29} 0;2;0,0$	1070,4583	43
R4	1067,5391	-(> 2)	$0;2;0,0 \xleftarrow{R46} 0;0;0,0$	1067,5366	5059

TABLEAU I. : RAIES D'ABSORPTION DE OCS.

Raie laser	Nombre d'ondes laser (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Identification proposée	Bande	Nombre d'ondes d'absorption (cm^{-1})
R28	1083,4788	0			1083,4798
R26	1082,2962	−4	$30_{14,16} \rightarrow 31_{15,17}$	ν_1	1082,2992
R22	1079,8522	+2	$55_{9,47} \rightarrow 56_{10,46}$	ν_1	1079,854
R18 R	1077,3025	+1			1077,303
R14	1074,6465	-2			1074,644

TABLEAU II. : RAIES D'ABSORPTION DE SO_2

raie laser	bande	Nombre d'onde (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Nombre d'onde d'absorption (cm^{-1})	Identification proposée	Bande	Nombre d'onde calculée
P30	9.6	1037,43413	-2	1037,432	16,8,9 ← 16,8,8	ν_3	1037,4342
P20	9.6	1046,85425	-2	1046,854			
P14	9.6	1052,19556	+2	1052,198	24,11,14 ← 23,11,13	ν_3	1052,1985
			-3	1052,193			
P12	9.6	1053,92352	-4	1053,919	17,4,13 ← 16,4,12	ν_3	1053,9203
R18	9.6	1077,30249	+1	1077,303			
			+5	1077,307			
R20	9.6	1078,59062	+1	1078,592			
R22	9.6	1079,85223	+1	1079,853			
R24	9.6	1081,08740	-5	1081,082			
R28	9.6	1083,47878	+1	1083,480			
R16	10.6	973,28921	0	973,289			
R22	10,6	977,21461	-2	977,213			

TABLEAU III. : RAIES D'ABSORPTION DE O_3

	Raie laser	Nombre d'ondes laser (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Nombre d'ondes d'absorption
bande à 10,4 µm				
	R.14	971,930	+4	971,934
			+6	971,936
	R.18	974,622	−2	974,620
	R.24	978,472	+3	978,475
bande à 9,4 µm				
	P26	1041,279	0	1041,279
	R10	1041,884	−6	1071,878
	R12	1073,278	−2	1073,276
	R14	1074,646	+1	1074,647
	R16	1075,988	−3	1075,985

TABLEAU IV. : RAIES D'ABSORPTION DE $CH_3C\ell$

Bande à 10.4 µm

Raie laser	Nombre d'ondes laser (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Nombre d'ondes d'absorption (cm^{-1})	Espèce isotopique	Identification proposée	Bande
P28	936,8037	1	936,805	79	$^{P}P_{2}$ (9)	ν_6
				81	$^{P}P_{1}$ (20)	ν_6
P20	944,1940	2	944,196	81	$^{r}P_{3}$ (52)	ν_6
		-4	944,190	79	$^{P}P_{1}$ (9)	ν_6
P18	945,9802	-2	945,978			
P14	949,4793	2	949,481	79	$^{r}Q_{1}$ (21)	ν_6
P10	952,8808	0	952,881	81	$^{r}P_{0}$ (7)	ν_6
R14	971,9303	-2	971,928	81	$^{r}Q_{2}$ (21)	ν_6
		-1	971,927	79	$^{r}Q_{2}$ (22)	ν_6
R20	975,9304	2	975,932	79	$^{r}Q_{3}$ (24)	$\nu_3 + \nu_6 + \nu_3$
R32	983,2522	2	983,254	81	$^{r}P_{6}$ (30)	ν_6

TABLEAU V. - RAIES D'ABSORPTION DE CH_3Br

Raie laser	Nombre d'onde laser (cm^{-1})	Ecart (10^{-3} cm^{-1})	Nombre d'ondes d'absorption (cm^{-1})
bande à 10,4 µm			
P18	945,9802	0	945,980
P20	944,1940	-2	944,192
		+3	944,197
P22	942,3833	-4	942,379
		-3	942,380
		+1	942,384
		+5	942,388
P24	940,5481	-8	940,540
		-5	940,543
		-1	940,547

TABLEAU VI : PARTIE DES RAIES D'ABSORPTION DE Si H_4

	Raie laser	Nombre d'onde (cm^{-1})	Ecarts (MHz)	Ecarts entre raies (MHz)
bande à 10,4 µm				
	P20	944,1940	-247	
				107
			-140	
				71
			- 69	
				69
			0	
				65
			65	
				53
			118	
				49
			167	

TABLEAU VII. : ABSORPTIONS DU TRIOXANE SUR LA P_{20} à 10.6 μm

Raie laser	Nombre d'ondes (cm^{-1})	Ecart (MHz)	Erreur (MHz)	Absorp. (%)	Pression (Torr)	Nombre d'ondes d'absorption (erreur en) (cm^{-1})	Intensité relative	Identification supérieure J	K_{-1}	K_1	Identification inférieure J	K_{-1}	K_1	Intensité calculée
Laser CO_2 - 9,4 µm														
R20	1078,5906	50	10	30	7,000	1078,5923(3)	0,31							
R14	1074,6465	0	40	30	3,000	1074,6465(13)	0,71							
R10	1071,8837	-20	20	30	0,300	1071,8831(6)	7,13							
P12	1053,9234	60	10	20	5,000	1053,9255(3)	0,27							
R18	1077,3025	-65	20	50	0,200	1077,3003(6)	20,79	24	7	17	23	6	17	17
P22	1045,0217	0	125	10	5,000	1045,0217(41)	0,13							
Laser CO_2 - 10,4 µm														
R34	984,3840	-15	10	30	1,500	984,3835(3)	1,43							
R28	980,9139	-150	60	50	0,020	980,9089(20)	207,94	6	3	4	5	2	4	251
R24	978,4730	200	30	10	8,000	987,4797(10)	0,08							
R22	977,2146	112	10	40	0,020	977,2183(3)	153,25	4	3	1	3	2	1	100
R18	974,6226	0	30	10	5,000	974,6226(10)	0,13							
R14	971,9309	30	30	10	2,000	971,9319(10)	0,32							
R10	969,1402	-175	30	10	2,000	969,1344(10)	0,32							
R 8	967,7079	60	10	10	2,000	967,7099(3)	0,32							
R 6	966,2511	10	10	10	1,000	966,2514(3)	0,63							
P 6	956,1857	-100	20	50	1,800	956,1823(6)	2,31							
P 8	954,5458	60	10	20	0,300	954,5478(3)	4,46							
P10	952,8816	-100	10	30	0,040	952,8782(3)	53,50	5	0	5	4	1	3	59
P10	952,8816	-280	60	80	1,000	952,8722(20)	9,66	20	4	16	19	5	14	15
P12	951,1930	105	10	40	0,350	951,1965(3)	8,76							
P12	951,1930	-245	10	20	0,350	951,1848(3)	3,83							
P14	949,4800	280	20	55	0,100	949,4894(6)	47,91	28	1	27	28	2	27	46
P14	949,4800	-50	20	5	1,500	949,4784(6)	0,21							
P14	949,4800	-225	20	20	1,500	949,4725(6)	0,89							
P16	947,7427	-85	10	30	0,500	947,7399(3)	4,28	24	6	18	25	5	20	5
P18	945,9810	85	10	30	0,400	945,9838(3)	5,35							
P18	945,9810	-18	10	20	2,500	945,9804(3)	0,54							
P18	945,9810	-220	10	20	2,500	945,9736(3)	0,54							
P20	944,1948	203	10	50	0,650	944,2015(3)	6,40							
P20	944,1948	108	10	5	0,650	944,1984(3)	0,47							
P22	942,3841	40	10	10	0,600	942,3854(3)	1,05							
P24	940,5488	170	10	50	0,600	940,5545(3)	6,93							
P26	938,6890	105	15	70	0,100	938,6925(5)	72,24	6	1	5	6	2	5	108
P28	936,8045	250	60	30	0,030	936,8128(20)	71,33	2	1	2	2	2	0	67
P30	934,8952	-122	10	30	0,500	934,8912(3)	4,28							
P32	932,9611	21	10	50	2,000	932,9618(3)	2,08							
P32	932,9611	-80	10	5	2,000	932,9585(3)	0,15							
P34	931,0022	30	10	50	1,200	931,0032(3)	3,47							
P34	931,0022	-50	10	10	1,200	931,0005(3)	0,53							
P38	927,0091	-200	100	55	2,000	927,0025(33)	2,40							
P40	924,9749	40	10	30	4,000	924,9762(3)	0,54							
Laser N_2O														
P15	925,9819	-20	10	70	0,080	925,9812(3)	90,30	19	3	16	19	4	16	98
P16	925,0970	-30	20	50	2,000	925,0960(6)	2,08							
P17	924,2087	-30	20	50	2,000	924,2077(6)	2,08							
P18	923,3171	40	30	20	1,000	923,3185(10)	1,34							
P20	921,5240	5	10	50	0,020	921,5242(3)	207,94	16	3	14	16	4	12	125

TABLEAU VIII : Raies d'absorption de C_2H_4 (Bande fondamentale ν_7)