

50376  
1982  
45

50376  
1982  
45

# THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

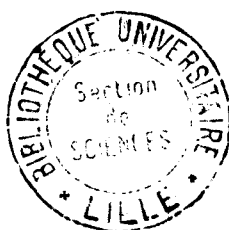
pour obtenir le titre de

**DOCTEUR-INGÉNIEUR**

par

Philippe LENOIR

## **CONTRIBUTION A LA REALISATION D'UN LASER CO<sub>2</sub> GUIDE D'ONDE DE PUISSANCE A UTILISATION MEDICALE**



Soutenue le 23 mars 1982 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	M. WERTHEIMER	Président
	M. LEMAIRE	Rapporteur
	M. MOSCHETTO	Examineur
	M. BRUNETAUD	Examineur
	M. DEFRETIN	Examineur

A ma mēre

Ce travail a été effectué conjointement dans le laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Université de Lille I et dans le centre de Technologie INSERM de Lille.

Je tiens à exprimer ma plus profonde gratitude à Monsieur le Professeur WERTHEIMER qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury ainsi qu'à M. MOSCHETTO qui a accepté de juger ce travail.

Je remercie tout particulièrement Monsieur LEMAIRE qui m'a guidé, par de précieux conseils, dans la réalisation de cette étude et Monsieur le Docteur BRUNETAUD pour son intérêt et ses encouragements.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur DEFRETIN de l'École Nationale Supérieure des Arts et Métiers, qui a accepté de se joindre au jury.

Toute ma sympathie est acquise aux membres des ateliers de mécanique de l'Institut National de la Santé et de la Recherche médicale et de l'U.E.R. de Physique Fondamentale pour leur aide apportée dans ce travail.

Enfin, je ne saurais oublier tous ceux qui m'ont aidé dans la réalisation matérielle de ce mémoire et en particulier Madame PAEPEGAEY qui s'est chargée de la tâche ingrate de la frappe du texte.

## S O M M A I R E

Introduction	1
<u>Chapitre I : Rappels sur les lasers guides - d'onde CO<sub>2</sub></u>	4
A) Principe des guides - d'onde	4
B) Etude des modes d'un résonateur de section rectangulaire	6
1) Modes dans un diélectrique creux de section rectangulaire	6
2) Détermination des positions optimales des miroirs d'un résonateur contenant un guide - d'onde de section carrée	10
C) Conclusion	17
<u>Chapitre II : Le milieu amplificateur</u>	18
A) Mécanisme d'émission du laser CO <sub>2</sub>	18
B) Gain et saturation d'un laser	20
1) Expression du gain dans un milieu non saturé	20
2) Intensité de saturation	21
C) Conditions d'oscillations d'un laser	22
1) Condition de début d'oscillation	22
2) Point de fonctionnement du laser	24
D) Puissance de sortie et plage d'accord	26
1) Influence du coefficient de transmission sur la puissance de sortie	26
2) Puissance de sortie et plage d'accord	28
E) Modes d'émission du laser CO <sub>2</sub> guide - d'onde	29
1) Modes longitudinaux	29
2) Emission monoraie	29
F) Influence de plusieurs paramètres sur la puissance de sortie	30
1) La température	31
2) La pression et le mélange gazeux	32

3) L'intensité de décharge	32
4) Le couplage optique	32
<b>Chapitre III : Réalisations et Etudes expérimentales</b>	<b>33</b>
<hr/>	
A) Principe général des sources réalisées	33
1) Description générale des guides - d'onde	33
2) Le matériel annexe	34
B) Choix des matériaux	36
1) Le guide diélectrique	36
2) Les gaines d'isolation	39
C) Usinage de la céramique	39
D) Description et résultats expérimentaux des dif- férents prototypes	40
1) Les premières réalisations	40
2) La structure finale du guide multicanaux	46
a) <i>description</i>	46
b) <i>résultats expérimentaux</i>	47
c) <i>étude expérimentale de quelques paramètres                 influant sur la puissance de sortie</i>	47
d) <i>modes des différentes cavités</i>	51
<b>Chapitre IV : Etude de la focalisation</b>	<b>53</b>
<hr/>	
A) Focalisation d'une onde gaussienne par une len- tille	54
1) Propagation d'une onde gaussienne	54
2) Transformation d'un faisceau par une lentille mince	56
B) Focalisation des quatre faisceaux du guide - d'onde multicanaux par une lentille mince	59
1) Dimension de la tache de focalisation	59
2) Répartition de l'intensité dans la tache focale	60
C) Mesure de la tache focale	63
1) Mesure de la tache de focalisation d'un fais- ceau unique	64
2) Mesure de la tache de focalisation des quatre faisceaux	65

D) Comparaison du guide - d'onde multicanaux et du laser basse pression.	67
E) Système de focalisation comprenant 2 lentilles	68
<u>Chapitre V : Adaptation du laser à l'utilisation médicale et expérimentations animales</u>	70
A) Description de l'appareillage	70
1) La baie d'alimentation	70
2) La commande du laser	71
3) Le système de focalisation	73
B) Les expérimentations	74
1) Remarques générales sur ces expériences	74
2) Evaluation du guide	75
Conclusion	76
<u>ANNEXE N° 1 : Calcul des modes d'un guide de section rectangulaire</u>	78
<u>ANNEXE N° 2 : Programme de calcul de la répartition d'intensité au niveau de la tache focale du laser multicanaux</u>	87
<u>Légendes des figures</u>	95
<u>Bibliographie</u>	99

## I N T R O D U C T I O N

L'impossibilité actuelle de transmettre le rayonnement infrarouge moyen avec des fibres optiques suffisamment souples limite l'emploi clinique du laser à CO<sub>2</sub> à un usage externe. Malgré cela, plusieurs équipes médicales ont déjà montré son intérêt thérapeutique dans des spécialités telles que la chirurgie plastique [7 - 8 - 10], l'oto-rhino-laryngologie [11 - 12 - 13], la gynécologie [14 - 15 - 16], la dermatologie [1 - 2] et la neuro-chirurgie [17 - 18].

Dans tous ces cas, on utilise l'action thermique du faisceau laser pour couper ou détruire certains tissus. La forte densité de puissance, obtenue grâce à la focalisation du rayonnement, et la grande absorption tissulaire à la longueur d'onde de 10,6  $\mu$ m permettent une finesse de coupe comparable à celle du bistouri électrique ou du scalpel.

L'échauffement très localisé des tissus a l'avantage de provoquer une occlusion des vaisseaux de petits diamètres (jusque 0,5 mm environ) sur les marges de la zone d'impact [5]. Cet effet hémostatique, conjugué à l'action à distance du laser, diminue également les risques de contamination [6 - 9 - 19].

Les sources médicales actuellement disponibles sont de type basse pression, leur puissance variant, suivant les constructeurs, de 10 à 70 watts en émission continue.

Selon la technologie employée, la cavité laser est :

- soit directement fixée sur un trépied au moyen d'un support articulé et reliée à une baie d'alimentation par une gaine souple.
- soit intégrée à cette baie ou à une potence. Le faisceau est alors amené au niveau de la zone de travail par un bras optique muni de miroirs de renvoi.

Ces deux systèmes présentent cependant plusieurs inconvénients : le premier, de par les dimensions des lasers basses pressions est encombrant et peu maniable alors que le bras optique du second,

généralement composé de 7 miroirs articulés, est cher et relativement fragile.

L'utilisation de la technologie du laser à  $\text{CO}_2$  guide - d'onde offre la possibilité de réduire de manière significative les dimensions de la source. Les conditions d'usinage et la gamme de puissance requise nous ont conduit à réaliser un laser composé de 4 guides - d'onde parallèles de section carrée.

La prise en main de cet appareil permet de s'affranchir du bras optique et d'augmenter la souplesse d'utilisation.

Dans une première partie, nous donnons quelques rappels théoriques concernant le principe d'un laser guide - d'onde et les modes de propagation d'un résonateur de section rectangulaire. Le calcul de la décomposition du mode fondamental  $\text{HE}_{11}$  sur la base des modes gaussiens [51] est notamment appliqué à la détermination des positions optimales des miroirs d'un guide de section carrée.

Nous nous intéressons ensuite au milieu amplificateur afin de caractériser l'émission du guide et d'étudier les paramètres permettant d'optimiser sa puissance de sortie.

La conception des différents prototypes, leurs réalisations et les résultats expérimentaux qui s'y rapportent font l'objet de la troisième partie. Nous insistons sur l'évolution de la structure du guide - d'onde au fil des difficultés rencontrées ainsi que sur le choix des matériaux.

Le calcul théorique de la dimension de la tâche de focalisation avec l'approximation gaussienne des faisceaux est présentée dans le 4ème chapitre. Les résultats sont comparés, d'une part à ceux du laser basse pression, d'autre part aux résultats expérimentaux.

Un programme de calcul numérique nous a permis d'envisager le cas où les quatre émissions ont ou n'ont pas strictement la même fréquence et de comparer les répartitions spatiales d'intensité à la focale de la lentille.



Enfin, l'adaptation de ce type de source au travail en milieu hospitalier et les modifications apportées à cet effet forment le dernier chapitre.

## CHAPITRE I : RAPPELS SUR LES LASERS GUIDES - D'ONDE CO<sub>2</sub>

### A) PRINCIPE DES GUIDES D'ONDE

En 1967, DEUTSCH [57] montrait que le gain et la pression optimale dans un laser à CO<sub>2</sub> variaient inversement avec le diamètre du tube amplificateur. Cette constatation est à l'origine de la réalisation des premiers lasers à CO<sub>2</sub> haute pression composés de guides soigneusement usinés de petite section [32 - 34].

Ces lasers "guides - d'onde" se différencient des lasers conventionnels par le fait que le rayonnement est guidé sur une certaine longueur de la cavité résonnante et que son évolution n'obéit pas aux lois de la propagation libre.

L'onde se propage dans le guide sous incidence rasante avec des pertes optiques faibles pour les premiers modes [28]. La réduction de section, qui assure également un meilleur refroidissement du milieu amplificateur [29] permet ainsi d'allier un faible encombrement à une puissance de sortie par unité de volume élevée.

Le fonctionnement à haute pression (50 à 250 torrs) augmente la plage d'accord sur chaque raie (jusque 1 GHz [30 - 31]) par élargissement homogène, ce qui fait du guide - d'onde une source particulièrement utile en spectroscopie à très haute résolution (spectroscopie d'absorption saturée ...).

Depuis 1972, de nombreux guides d'onde CO<sub>2</sub> ont été réalisés [32 à 48] ; ils sont le plus souvent de section circulaire ou carrée (de 1 à 3 mm de diamètre ou de côté respectivement) et contiennent un mélange He - CO<sub>2</sub> - N<sub>2</sub> dans des proportions variables.

Ces sources, scellées [41 à 46] où à écoulement gazeux [32 à 40] sont excitées par une décharge électrique haute tension continue ou, plus récemment, par une décharge radio-fréquence [47 - 48]. Selon le type d'excitation, les parois du guide sont donc totalement diélectriques ou partiellement métalliques.

La cavité résonnante est composée de deux miroirs qui sont (fig. I.1) :

- soit directement fixés aux extrémités du guide
- soit externes à ce guide

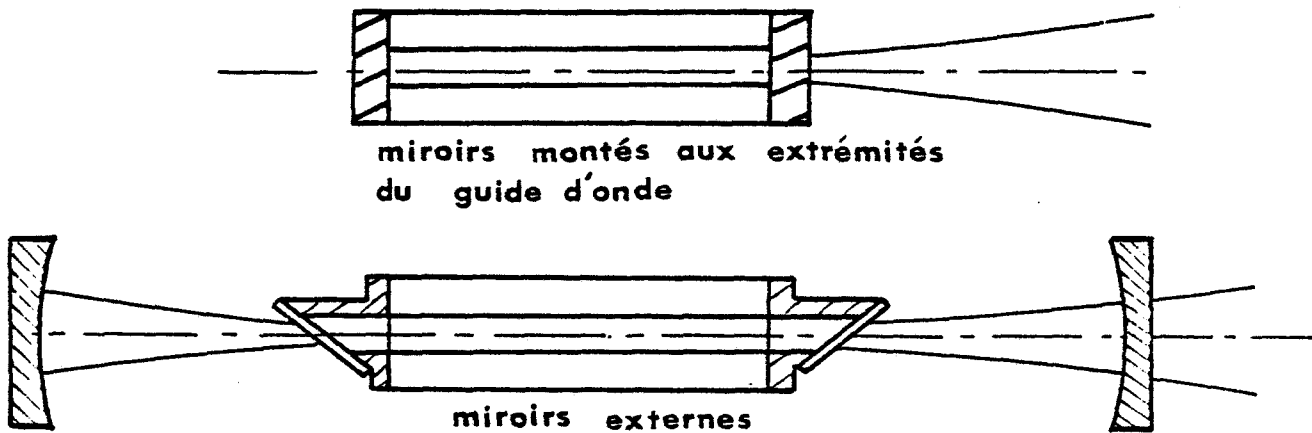


Figure I.1. : Configurations de guide - d'onde généralement utilisées.

Dans le 1er cas la propagation est uniquement guidée ; dans le second, elle est guidée sur une certaine longueur de la cavité et libre sur le reste du parcours. Un des miroirs, semi-transparent, permet d'extraire une partie de l'énergie emmagasinée dans la cavité lors de l'amplification.

Certains expérimentateurs ont tenté d'optimiser la puissance de sortie. Ainsi, PAPAYOANOU [39] rapporte une puissance par unité de longueur de 0,31 Watts/cm de décharge pour un guide carré en nitrure de bore de 1,6 mm de côté avec un faible écoulement gazeux. CARTER et MARCUS [38] décrivent également un guide original de 77 cm de longueur de décharge active composé de sept tubes de 1,65 mm de diamètre intérieur disposés en série.

La puissance de sortie maximale qu'ils aient obtenue est de 39,5 Watts quand le guide est refroidi par du méthanol.

Cette valeur de 0,51 W/cm de décharge est la plus élevée que nous ayons rencontré dans la littérature.

## B) ÉTUDE DES MODES D'UN RÉSONATEUR DE SECTION RECTANGULAIRE

La connaissance des modes de propagation est fondamentale pour le choix du matériau de construction et l'adaptation des optiques. Le calcul de ces modes a déjà été étudié dans le cas d'un guide diélectrique de section circulaire [49 - 50] et rectangulaire (LAAKMANN [21], KRAMMER [22] et AVRILLIER [25]). Nous rappellerons dans cette partie les résultats principaux concernant cette dernière géométrie.

Le calcul est développé en deux étapes :

- la détermination des modes dans un diélectrique creux de section rectangulaire
- le calcul des pertes d'un résonateur contenant un guide - d'onde de section carrée.

### 1) Modes dans un diélectrique creux de section rectangulaire

On considère un guide diélectrique creux de côtés  $2a$  et  $2b$  que l'on divise en six régions (fig. I.2). Le système d'axe est choisi tel que la direction de propagation soit celle de l'axe  $z$ . La perméabilité magnétique  $\mu$  est supposée constante et égale à celle de l'espace libre  $\mu_0$ . La constante diélectrique complexe du matériau est notée :

$$\epsilon = \epsilon_0 (\epsilon' - j \epsilon'') \quad \text{avec } \epsilon_0 : \text{constante diélectrique du vide.}$$

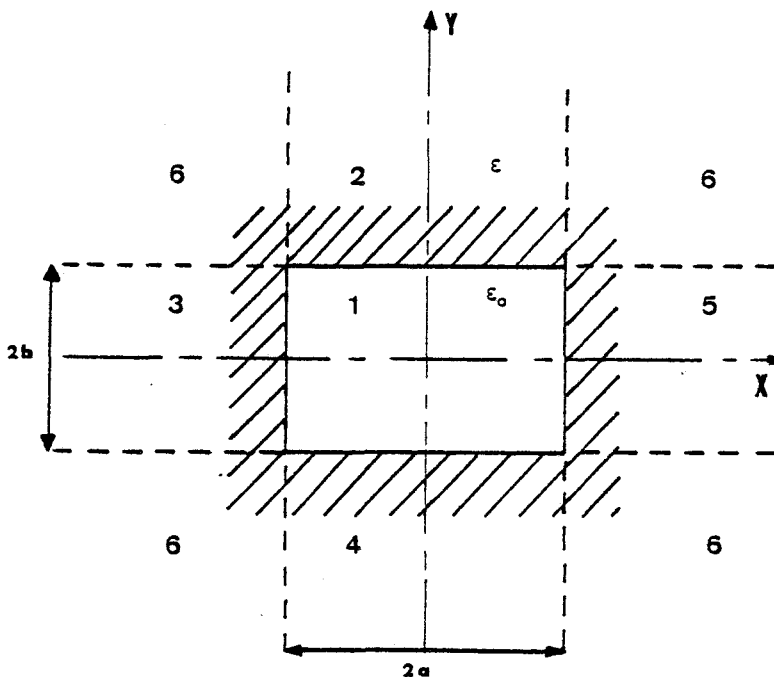


Figure I.2. : Guide - d'onde diélectrique creux de section rectangulaire.

a) Fonction de Bromwich

Dans un milieu homogène non conducteur et non chargé  
 les équations de Maxwell s'écrivent :

$$(1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{a} \quad \text{rot } \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \text{b} \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \text{c} \quad \text{div } \vec{D} = \rho = 0 \\ \text{d} \quad \text{div } \vec{B} = 0 \end{array} \right. \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{e} \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E} \\ \text{f} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \end{array} \right.$$

On peut chercher une solution de ce système d'équations en superposant deux solutions particulières : l'onde transverse magnétique et l'onde transverse électrique [61].

- l'onde transverse magnétique :  $H^X E^Y$

On suppose la composante  $H_y = 0$

Soit une fonction arbitraire P telle que  $E_z = \frac{\partial P}{\partial z}$  et  $E_x = \frac{\partial P}{\partial x}$

La fonction de Bromwich U est introduite par  $P = \frac{\partial U}{\partial y}$ .

En remplaçant  $E_x$  et  $E_z$  par leurs valeurs dans l'équation (1a), les composantes des champs s'écrivent alors :

$$E_{(1)} \quad \left\{ \begin{array}{l} E_x = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \\ E_z = \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial y} \end{array} \right. \quad H_{(1)} \quad \left\{ \begin{array}{l} H_x = - \epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial t} \\ H_y = 0 \\ H_z = \epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} \end{array} \right. \quad (2)$$

En utilisant  $E_x$  et  $H_x$  dans l'expression de  $\text{rot } \vec{E}$ , on en déduit :

$$E_y = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial t^2}$$

qui s'écrit également, d'après (1c) :  $E_y = - \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2}$

- l'onde transverse électrique :  $E^X H^Y$

De même, si on suppose la composante  $E_y = 0$ , on peut écrire :

$$\vec{E}_{(2)} \begin{cases} E_x = \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial t} \\ E_y = 0 \\ E_z = -\mu \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} \end{cases} \quad \vec{H}_{(2)} \begin{cases} H_x = \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial y} \\ H_y = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \mu\epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ H_z = \frac{\partial^2 U}{\partial z \partial y} \end{cases} \quad (3)$$

Dans les deux cas la fonction U doit vérifier l'équation :

$$\Delta U = \mu\epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \quad (4)$$

On recherche une solution de la forme  $U = f(x) g(y) e^{\pm(\gamma z - j\omega t)}$  où  $\frac{\gamma}{j}$  représente la constante de propagation sur l'axe des z.

Contrairement au cas des guides circulaires, les solutions simples ne permettent pas de satisfaire exactement les conditions aux limites pour une géométrie rectangulaire. Une solution numérique a été proposée par GOELL [23] dans le cas d'un guide diélectrique plein, mais une solution approchée, semblable à celle utilisée par MARCATILI [24], donne des résultats suffisamment précis.

Ce calcul, qui consiste à négliger la continuité des composantes du champ dans les coins du guide et à ne considérer que les modes de pertes faibles est réalisé dans l'annexe I. Il permet de calculer les expressions des champs et de la constante de propagation pour chacune des directions de polarisation.

b) expression des champs et de la constante de propagation

Si on néglige les composantes de faible amplitude proportionnelles à  $\lambda/a$  et  $\lambda/b$ , les composantes des champs (Annexe I) à l'intérieur du guide s'écrivent :

$$\begin{array}{l} \text{- pour les modes :} \\ H^x \quad E^y_{pq} \left\{ \begin{array}{l} E_y = - H_x \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = M_{pq} \left\{ \begin{array}{l} \cos(p_1 \Pi x / 2a) \\ \sin(p_2 \Pi x / 2a) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos(q_1 \Pi y / 2b) \\ \sin(q_2 \Pi y / 2b) \end{array} \right\} \\ H_y = 0 \quad E_x \approx 0 \quad H_z \approx 0 \quad E_z \approx 0 \end{array} \right. \end{array} \quad (5)$$

- pour les modes

$$E^X H_{pq}^Y \left\{ \begin{array}{l} H_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_x = M_{pq} \left\{ \begin{array}{l} \cos(p_1 \pi x / 2a) \\ \sin(p_2 \pi x / 2a) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos(q_1 \pi y / 2b) \\ \sin(q_2 \pi y / 2b) \end{array} \right\} \\ E_y = 0 \quad H_x \approx 0 \quad H_z \approx 0 \quad E_z \approx 0 \end{array} \right. \quad (6)$$

expressions dans lesquelles :

- p et q sont des entiers relatifs à l'ordre du mode (les indices 1 et 2 se rapportent respectivement à des entiers impairs et pairs).
- $M_{pq}$  représente une constante de normalisation sur la section du guide égale à  $\frac{1}{\sqrt{ab}}$ .

Suivant l'ordre du mode étudié, on choisit le produit des expressions entre parenthèses correspondant à p et q pair ou impair. On remarquera que les composantes  $E_x$ ,  $H_z$  et  $E_z$  sont négligeables pour les modes  $H^X E_{pq}^Y$ , ce qui correspond à un champ polarisé selon l'axe des y et que  $H_x$ ,  $H_z$  et  $E_z$  sont négligeables pour les modes  $E^X H_{pq}^Y$ , ce qui correspond à un champ électrique polarisé suivant l'axe des x.

Les premiers modes  $H^X E^Y$  sont représentés sur la figure I.3 :

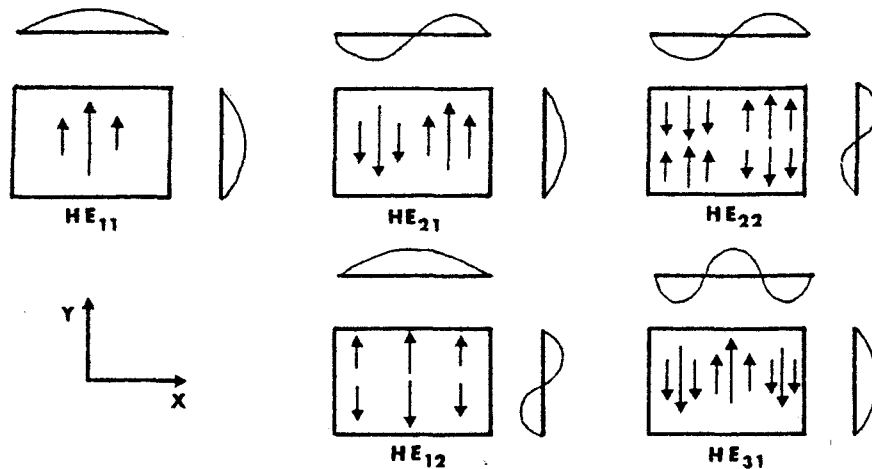


Figure I.3. : Lignes de champs des premiers modes  $H^X E_{pq}^Y$ .

La constante de propagation complexe  $\gamma = \alpha + i\beta$  s'exprime pour les modes  $H^X E_{pq}^Y$  (E polarisé selon y) par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left( \frac{p \Pi}{2ka} \right)^2 \operatorname{Re} (N_1) + \frac{1}{b} \left( \frac{q \Pi}{2kb} \right) \operatorname{Re} (N_2) \\ \beta = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{p \Pi}{2ka} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{ka} \operatorname{Im} (N_1) \right) + \left( \frac{q \Pi}{2kb} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{kb} \operatorname{Im} (N_2) \right) \right] \right\} \end{array} \right. \quad (7)$$

et pour les modes  $E^X H_{pq}^Y$  (E polarisé selon x) par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left( \frac{p \Pi}{2ka} \right)^2 \operatorname{Re} (N_2) + \frac{1}{b} \left( \frac{q \Pi}{2kb} \right)^2 \operatorname{Re} (N_1) \\ \beta = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{p \Pi}{2ka} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{ka} \operatorname{Im} (N_2) \right) + \left( \frac{q \Pi}{2kb} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{kb} \operatorname{Im} (N_1) \right) \right] \right\} \end{array} \right.$$

avec  $N_1 = 1/\sqrt{n^2 - 1}$  et  $N_2 = n^2/\sqrt{n^2 - 1}$

où n représente l'indice complexe du matériau diélectrique.

- L'atténuation  $\alpha$  varie donc en  $\frac{1}{a^3}$  et  $\frac{1}{b^3}$  mais aussi suivant le carré de p et q. Les modes dominants, les moins atténués sont les modes  $E^X H_{11}^Y$  et  $H^X E_{11}^Y$  qui possèdent un seul maximum central.
- La constante de propagation diffère de k (constante en propagation libre) d'autant plus que l'ordre du mode est élevé.

Pour les guides de section carrée, les modes  $H^X E_{pq}^Y$  et  $E^X H_{pq}^Y$  sont dégénérés. Ces guides se comportent quasiment comme les guides circulaires en ce qui concerne l'atténuation et les modes de propagation [31]. Il n'existe cependant que des modes de type  $EH_{nm}$  et pas de type  $TE_{0m}$  ou  $TM_{0,m}$ .

## 2) Détermination des positions optimales des miroirs d'un résonateur contenant un guide d'onde de section carrée

Lorsqu'un guide d'onde est inséré dans une cavité résonnante formée par deux miroirs sphériques séparés de ses extrémités, la propagation de l'onde est guidée sur une certaine longueur et libre sur une autre. Les modes du résonateur sont donc différents de ceux du guide seul précédemment décrits et une étude plus approfondie est nécessaire à la détermination des rayons de courbure et des positions des miroirs qui minimisent les pertes d'un mode déterminé.



Nous rappellerons brièvement les résultats obtenus par un calcul de diffraction scalaire pour le mode  $HE_{11}$  avant d'étudier plus en détail une méthode basée sur la décomposition de ce mode sur la base des modes gaussiens.

a) Résultats du calcul de diffraction scalaire

Introduit par DEGNAN [49] pour les guides de section circulaire, ce calcul a été appliqué par AVRILLIER [25] aux guides de section carrée.

Il consiste à considérer le plan d'onde à la sortie du guide d'onde comme source et à déterminer, par un calcul de diffraction, l'amplitude du champ retour après réflexion sur un miroir de rayon de courbure  $R$  placé à une distance  $d$  du guide.

La fraction d'énergie du mode  $HE_{11}$  recouplée dans ce mode après réflexion a été calculée numériquement (figure I.4.) en fonction des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  définis par :

$$\alpha = \frac{k a^2}{R} \quad \text{et} \quad \beta = \frac{d}{R} \quad \text{avec} \quad \begin{array}{l} a : \text{demi côté du guide carré} \\ R : \text{rayon de courbure du miroir} \\ d : \text{distance guide - miroir.} \end{array}$$

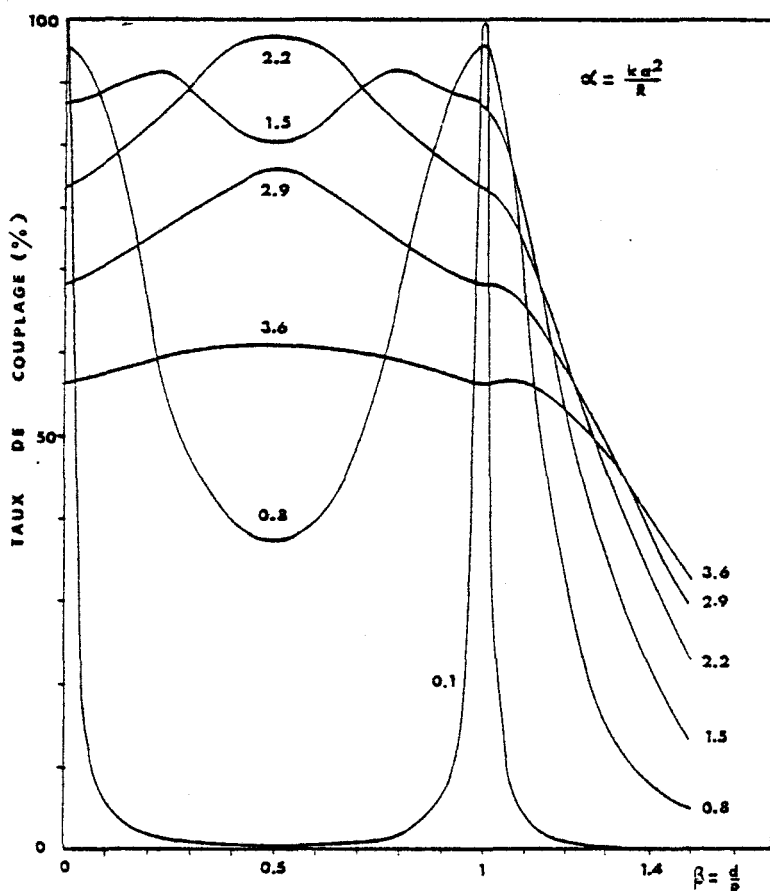


Figure I.4. : Efficacité du couplage du mode  $HE_{11}$  en fonction des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  caractérisant le guide et le miroir (d'après AVRILLIER [25]).

L'examen de cette courbe permet de déterminer trois configurations privilégiées pour lesquelles les pertes de ce mode sont faibles :

- 1 : Les miroirs de très grand rayon de courbure placés très près de l'extrémité du guide.
- 2 : Les miroirs de grand rayon de courbure placés en  $d = R$ .
- 3 : Les miroirs placés à une distance  $d = \frac{R}{2}$  de l'entrée du guide pour la valeur  $\alpha \approx 2,2$ .

Le cas 1 correspond au cas d'un miroir plan placé contre l'extrémité du guide-d'onde. Les modes du résonateur correspondent alors avec les modes du guide ; ce qui assure un couplage de 100 %. C'est le cas le plus intéressant en ce qui concerne l'encombrement du système optique et donc la miniaturisation de la source.

b) Méthode de décomposition du mode  $HE_{11}$  sur la base des modes gaussiens

Ce calcul, réalisé par ABRAMS [50] pour les guides circulaires, est appliqué ici à un guide rectangulaire de côtés  $2a$  et  $2b$ . Le guide est considéré comme un filtre n'admettant que le mode fondamental  $HE_{11}$ .

α) Principe de la décomposition

Le champ du mode  $HE_{11}$ , normalisé sur la section du guide, peut être mis sous la forme :

$$E^y(x, y) = \frac{1}{\sqrt{ab}} \cos \frac{\pi x}{2a} \cos \frac{\pi y}{2b} = \sum_{mn} A_{mn} \Psi_{mn} \quad (9)$$

Les coefficients  $\Psi_{mn}$ , qui définissent les modes gaussiens exprimés en coordonnées cartésiennes à la sortie du guide rectangulaire s'écrivent [51] :

$$\Psi_{mn}(x, y) = \frac{1}{(2^m m!)^{1/2}} \frac{1}{(2^n n!)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega_0} H_m \left[ \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} x \right] H_n \left[ \frac{\sqrt{2}}{\omega_0} y \right] \times \exp \left[ - (x^2 + y^2) / \omega_0^2 \right] \quad (10)$$

avec  $\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_{mn}(x, y) \Psi_{m'n'}(x, y) dx dy = \delta(m - m') \delta(n - n')$

Dans cette expression :

- m et n représentent l'ordre des modes gaussiens considérés
- $\omega_0$  représente le rayon minimum (ou waist) du faisceau gaussien qui est commun pour tous les ordres.
- $H_m$  et  $H_n$  sont les polynômes d'Hermite respectivement d'ordre m et n qui vérifient [51] :

$$\frac{d^2 H_m}{dx^2} - 2x \frac{d H_m}{dx} + 2m H_m = 0$$

En multipliant les deux termes de l'équation (9) par  $\Psi_{mn}$  et en intégrant sur la section du guide, on tire :

$$A_{mn} = \frac{1}{(2^m m!)^{1/2}} \frac{1}{(2^n n!)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\omega_0 \sqrt{ab}} \int_{-a}^{+a} \cos \frac{Hx}{2a} H_m \left[ (2)^{1/2} \frac{x}{\omega_0} \right] \times \exp \left[ -x^2/\omega_0^2 \right] dx \times \int_{-b}^{+b} \cos \frac{Hy}{2b} H_n \left[ (2)^{1/2} \frac{y}{\omega_0} \right] \exp \left[ -y^2/\omega_0^2 \right] dy. \quad (11)$$

L'énergie rayonnée par le mode  $HE_{11}$  à travers une surface infinie est proportionnelle à :

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |Ey|^2 dx dy = \sum_{mn} |A_{mn}|^2$$

et la proportion d'énergie contenue dans les m' et n' premiers modes donnée par :

$$F_{m'n'} = \frac{\sum_{m'n'} |A_{m'n'}|^2}{W}$$

Pour le champ Ey normalisé :  $W = 1$  et l'expression précédente se réduit à :

$$F_{m'n'} = \sum_{m'n'} |A_{m'n'}|^2$$

### $\beta$ ) Application aux modes d'un guide carré de côté 2a

En posant :  $I_m = 2 \int_0^1 \cos (\pi u/2) H_m \left[ (2)^{1/2} ru \right] \exp \left[ -r^2 u^2 \right] du$

avec  $r = \frac{a}{\omega_0}$  et  $u = \frac{x}{a}$

L'expression des coefficients  $A_{mn}$  de la décomposition du champ  $HE_{11}$  (ou  $EH_{11}$ ) d'un guide carré devient :

$$A_{mn} = \frac{1}{(2^m m!)^{1/2}} \frac{1}{(2^n n!)^{1/2}} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} r I_m(r) I_n(r) \quad (12)$$

La valeur de  $r$  peut être choisie de façon à optimiser le coefficient  $A_{00}$  du mode gaussien fondamental. HENDERSON [51] a montré que pour  $r = 1,422$  (soit  $\omega_0 = 0,7032 a$ ), 97,88 % de l'énergie du mode  $HE_{11}$  (ou  $EH_{11}$ ) était couplé dans le mode  $\Psi_{00}$ .

Les coefficients  $|A_{mn}|^2$  sont donnés pour cette valeur jusque l'ordre 8 dans le tableau I.5. On notera que tous les coefficients impairs sont nuls et que ceux du second ordre sont très faibles.

Le champ du mode  $HE_{11}$  (ou  $EH_{11}$ ) d'un guide carré de côté  $2a$  est donc peu différent du champ d'un faisceau gaussien fondamental de paramètre  $\omega_0 = 0,7032 a$ .

$A_{00}^2 = 0,9788$	$A_{22}^2 = 0,8654 \cdot 10^{-9}$
$A_{02}^2 = A_{20}^2 = 0,2910 \cdot 10^{-9}$	$A_{44}^2 = 0,6294 \cdot 10^{-4}$
$A_{04}^2 = A_{40}^2 = 0,7849 \cdot 10^{-2}$	$A_{66}^2 = 0,1657 \cdot 10^{-5}$
$A_{06}^2 = A_{60}^2 = 0,1273 \cdot 10^{-2}$	$A_{24}^2 = A_{42}^2 = 0,2333 \cdot 10^{-11}$
$A_{08}^2 = A_{80}^2 = 0,8156 \cdot 10^{-4}$	$A_{26}^2 = A_{62}^2 = 0,3786 \cdot 10^{-12}$
	$A_{46}^2 = A_{64}^2 = 0,1021 \cdot 10^{-4}$

Tableau n° I.5  
Valeurs des coefficients  $A_{mn}^2$  de la décomposition du mode  $HE_{11}$  pour  $r = 1,422$ , d'après HENDERSON [51].

Le même type de calcul peut être appliqué au champ des modes  $HE_{pq}$  d'ordre quelconque. La même valeur  $r = 1,422$  conduit à un couplage respectif de 91 % et de 84,5 % de l'énergie des modes  $HE_{12}$  et  $HE_{22}$  sur les modes gaussiens  $\Psi_{01}$  et  $\Psi_{11}$ .

Le faisceau de sortie d'un laser guide - d'onde de section carrée fonctionnant sur un des premiers modes  $HE_{pq}$  peut donc être assimilé, en première approximation, à un faisceau gaussien d'ordre  $m, n$ .

$$\text{avec : } m = p - 1 \quad \text{et} \quad n = q - 1$$

γ) Calcul des pertes du mode HE<sub>11</sub> d'un résonateur contenant un guide carré

Le calcul des pertes est réalisé en projetant l'onde retour réfléchie par un miroir du résonateur sur le mode HE<sub>11</sub>. Le rayon de courbure du miroir est choisi égal au rayon de courbure de l'onde, identique pour tous les modes gaussiens de la décomposition, soit : (figure I.6)

$$R = b' (z/b' + b'/z) \quad \text{avec} \quad b' = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (13)$$

Chaque mode est ainsi réinjecté dans le guide à son waist. Les pertes sont inhérentes au fait que l'énergie réintroduite dans le guide ne se couple plus parfaitement avec le mode HE<sub>11</sub>, mais aussi avec des modes d'ordre supérieur.

Le champ E' (x, y) de l'onde retour s'écrit :

$$E' (x, y) = \sum_{mn} A_{mn} \Psi_{mn} e^{i\phi_{mn}} \quad (14)$$

avec  $\phi_{mn} = 2 (m + n + 1) \arctg (z/b')$

(déphasage du mode gaussien d'ordre m, n).

Si on considère le guide comme un filtre à travers lequel ne peut se propager que le mode HE<sub>11</sub> seul, les pertes de couplage s'expriment sous la forme :

$$C^2 = 1 - \left| \frac{\int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} E(x, y) E'(x, y) dx dy}{\int_{-a}^{+a} \int_{-b}^{+b} E^2(x, y) dx dy} \right|^2 \quad (15)$$

d'où, en remplaçant E et E' par leurs décompositions :

$$C^2 = 1 - \left| \frac{\sum_{mn} A_{mn}^2 e^{i\phi_{mn}}}{\sum_{mn} |A_{mn}|^2} \right|^2 \quad (16)$$

Ces pertes ont été calculées numériquement pour un guide carré (figure I.7) en fonction du paramètre z/b' pour la valeur r = 1,422. La décomposition du mode HE<sub>11</sub> est réalisé sur la base des modes gaussiens  $\Psi_{0,n}$  et  $\Psi_{m,0}$  jusqu'au 8ème ordre (99,72 % de l'énergie du mode HE<sub>11</sub>).

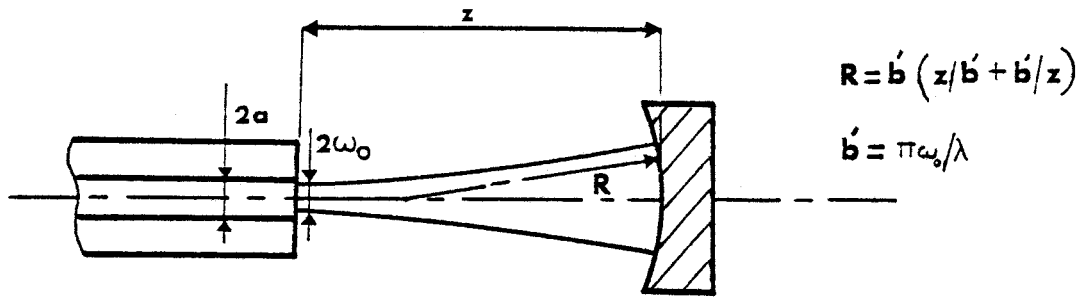


Figure I.6. : Géométrie utilisée pour le calcul des pertes de couplage d'un guide carré de côté  $2a$ .

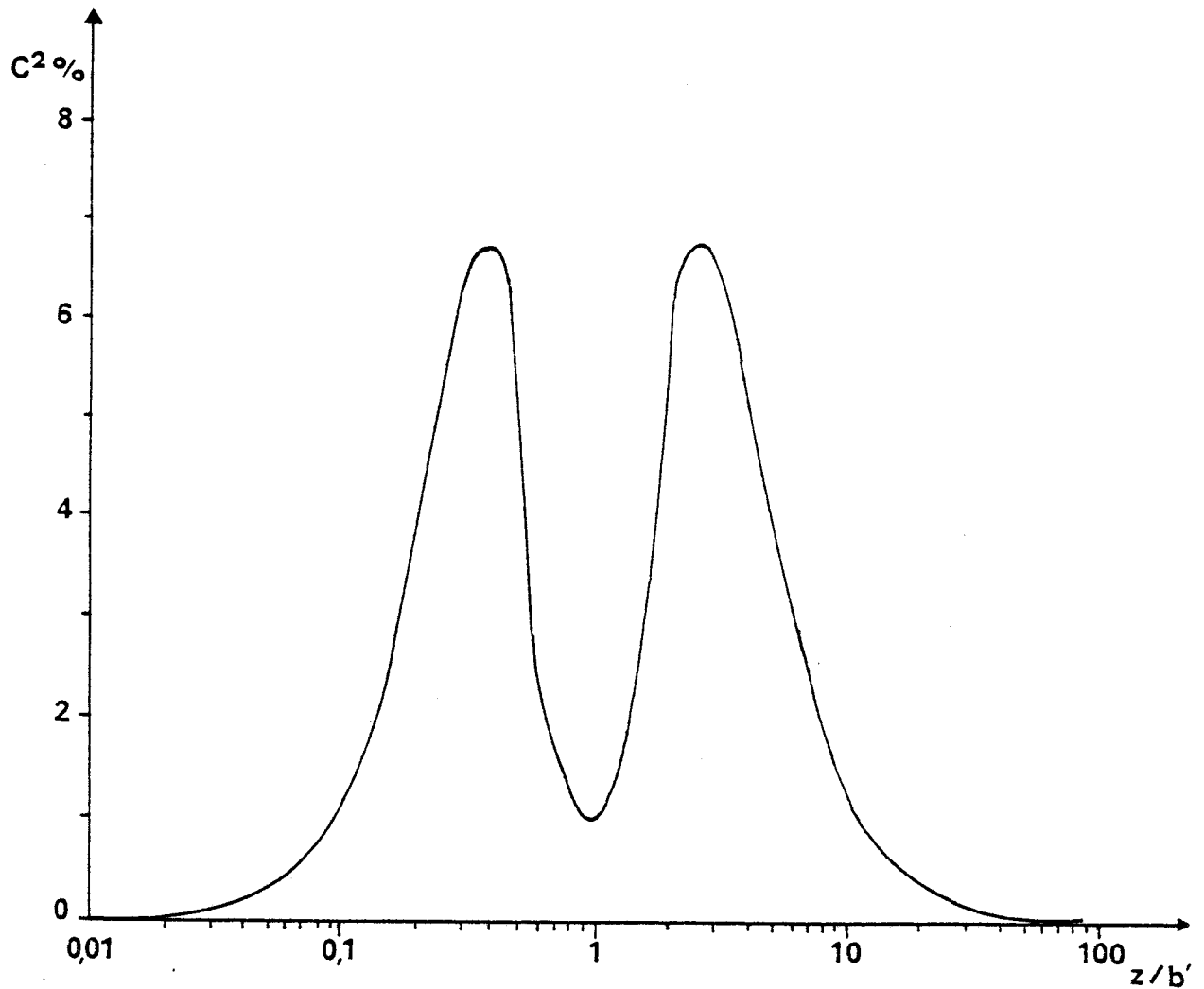


Figure I.7. : Pertes de couplage du mode  $HE_{11}$  en fonction du paramètre  $z/b'$  pour un guide carré de côté  $2a$  :  $\left( r = \frac{a}{\omega_0} = 1,422 \right)$ .

On retrouve les trois positions préférentielles du calcul de diffraction :

- en  $z = 0$ , les pertes sont nulles pour une cavité fermée par un miroir plan.
- pour  $z \gg b'$  tous les modes sont dégénérés et  $C^2$  tend vers 0.
- pour  $z = b'$ , alors  $R = 2b'$  et tous les modes pairs reviennent en phase.

D'une manière générale, les pertes du mode  $HE_{11}$  d'un guide carré sont très proches des pertes de ce mode dans un guide de section circulaire pour une même paramètre  $b'$  [50].

Cas particulier de la séparation du miroir plan de l'extrémité du guide - d'onde

Il est intéressant de noter l'évolution des pertes de couplage quand un miroir plan est séparé de l'extrémité du guide - d'onde. Le rayon de courbure du miroir devient alors différent de celui de l'onde et on doit tenir compte de l'extension du faisceau retour ( $\omega \neq \omega_0$ ) dans le calcul précédent.

HENDERSON [51] a étudié le cas similaire du couplage du mode  $HE_{11}$  d'un guide carré et d'un modulateur électro-optique séparés d'une distance  $d$ . Dans ce cas, le calcul permet d'exprimer les pertes (%) sous la forme :

$$C^2 = 20 (d/b')^2 \quad \text{avec} \quad b' = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$$

Elles sont pratiquement négligeables pour des valeurs  $d/b' < 0,05$  ; condition qui est satisfaite pour des distances de séparation inférieures à trois fois le côté du guide.

Ce résultat montre la possibilité de séparer légèrement les miroirs des extrémités du laser (par exemple pour la mise en place de supports d'optique réglables) sans perturber notablement son fonctionnement.

### **C) CONCLUSION**

Ce chapitre nous a permis de caractériser les modes de propagation d'un résonateur de section rectangulaire et leurs constantes d'atténuation.

Nous avons montré que le mode fondamental  $HE_{11}$  (ou  $EH_{11}$ ) d'un guide carré de côté  $2a$  pouvait être décomposé sur la base des modes gaussiens. Près de 98 % de son énergie est alors comprise dans le mode gaussien fondamental pour la valeur  $\omega_0 = 0,7032 a$ .

L'étude des pertes de couplage de ce mode permet de déterminer plusieurs positions optimales des miroirs. En ce qui concerne l'encombrement, la meilleure configuration consiste en une cavité fermée par deux miroirs plans fixés à ses extrémités. Dans ce cas, les pertes restent faibles quand les optiques sont légèrement séparées du guide amplificateur.



## CHAPITRE II : LE MILIEU AMPLIFICATEUR

Le but de ce chapitre est de rappeler les caractéristiques principales du milieu amplificateur d'un laser  $\text{CO}_2$  et d'étudier les paramètres permettant d'optimiser sa puissance de sortie.

Le milieu actif est composé d'un mélange classique d'azote, d'hélium et de gaz carbonique excité par une décharge électrique continue.

### A) MÉCANISME D'ÉMISSION DU LASER $\text{CO}_2$

L'émission laser s'effectue entre les niveaux de vibration  $00^0 1$  et  $(02^0 0 - 10^0 0)$  I ou II du  $\text{CO}_2$  (figure II.1), ce qui définit deux bandes de fréquences respectivement à  $10,4 \mu\text{m}$  et  $9,4 \mu\text{m}$ .

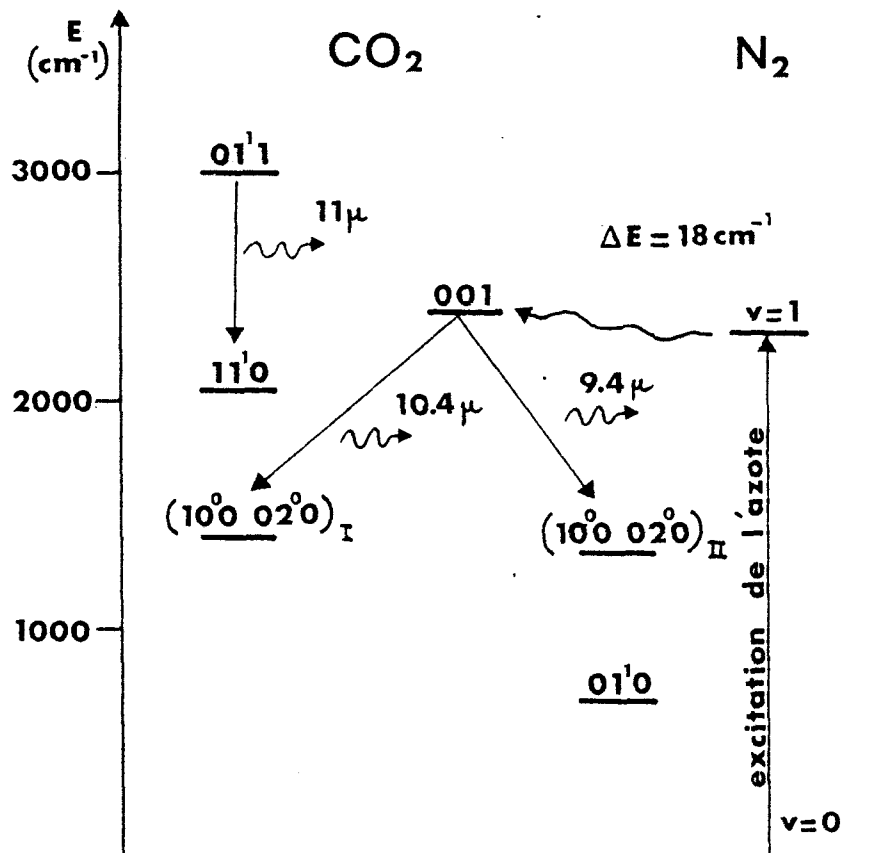


Figure II.1 : Disposition des niveaux d'énergie des molécules  $\text{N}_2$  et de  $\text{CO}_2$  mis en jeu dans les différentes émissions.

Les transitions entre les niveaux rotationnels de ces vibrations déterminent deux branches : P ( $\Delta J = - 1$ ) et R ( $\Delta J = + 1$ ). On a mis en évidence plus d'une centaine de raies entre  $850$  et  $1100\text{cm}^{-1}$  qui sont espacées d'environ  $50$  GHz.

L'oscillation étant plus intense sur les raies de la branche P proches de  $10,6\ \mu\text{m}$  (figure II.2), cette longueur d'onde est couramment désignée comme celle du laser  $\text{CO}_2$ .

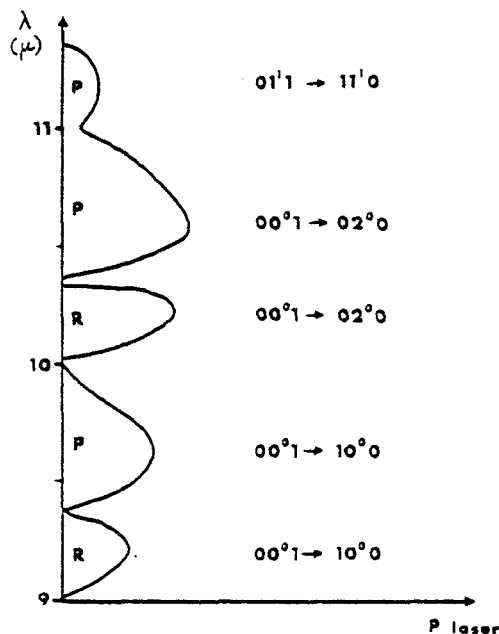
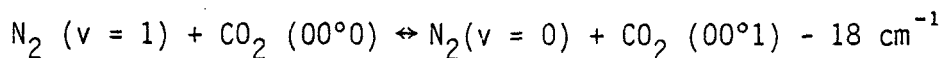


Figure II.2. : Puissance relative de l'émission laser pour les différentes bandes.

- L'inversion de population est réalisée par collisions inélastiques des molécules de  $\text{CO}_2$  avec des électrons de faible énergie et par transfert d'énergie avec des molécules d'azote excitées.

Le niveau  $v = 1$  de l'azote est quasi résonnant avec le niveau de vibration  $00^{\circ}1$  du  $\text{CO}_2$  ( $\Delta E = 18\ \text{cm}^{-1}$ ) et, lors d'une collision qui s'accompagne d'un changement d'état, le transfert d'énergie peut être représenté par une équation de la forme :



- La désexcitation des niveaux ( $02^{\circ}0 - 10^{\circ}0$ ) vers le niveau fondamental s'effectue :

- soit par transfert intra ou inter-moléculaire
- soit par chocs contre les parois.

- la présence d'hélium dans le mélange permet à la fois d'accélérer le dépeuplement du niveau intermédiaire vers le niveau fondamental et d'abaisser la température cinétique du mélange par sa grande conductibilité thermique.

## B) GAIN ET SATURATION D'UN LASER

### 1) Expression du gain dans un milieu non saturé

On considère une onde de fréquence  $\nu$  se propageant dans un gaz qui possède deux niveaux d'énergie  $E_1$  et  $E_2$  entre lesquels on a créé une inversion de population et tels que  $E_2 - E_1 = h \nu_0$

$$\text{avec } \nu_0 \approx \nu$$

si on appelle  $N_1$  et  $N_2$  les densités de population respectives de ces niveaux, le coefficient d'amplification de l'onde peut s'écrire [61] :

$$\alpha_0(\nu) = \frac{d I(\nu)/dz}{I(\nu)} = (N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}) \frac{c^2 A_{21}}{8 \pi \nu^2} S(\nu - \nu_0) \quad (1)$$

où :

- $N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1}$  caractérise l'inversion de population avec  $g_1$  et  $g_2$  facteurs de dégénérescence des niveaux de rotation.
- $A_{21}$  est la probabilité d'émission spontanée de 2 vers 1.
- $I(\nu)$  représente l'intensité de l'onde.
- $S(\nu - \nu_0)$  est un facteur de forme qui caractérise l'intensité de la raie d'émission en fonction de la fréquence.

Le facteur de la forme  $S(\nu - \nu_0)$  dépend du type d'élargissement de la raie d'émission et détermine la bande de fréquence dans laquelle a lieu l'interaction entre le rayonnement et la molécule.

Dans un laser guide - d'onde à haute pression, l'élargissement par effet Doppler (environ 50 MHz) est négligeable devant l'élargissement dû à la pression et  $S(\nu - \nu_0)$  a une forme de Lorentz :

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

où  $\Delta\nu$  est la largeur de raie à mi-hauteur, proportionnelle à la pres-

sion du milieu amplificateur; au centre de la raie, on a donc :

$$\alpha_0(\nu_0) = \frac{A_{21} C^2}{4\pi^2 \nu_0^2 \Delta\nu} \left( N_2 - N_1 \frac{g_2}{g_1} \right)$$

d'où l'expression générale du gain dans le cas d'une amplification de faibles signaux pour un élargissement homogène :

$$\alpha_0(\nu) = \alpha_0(\nu_0) \left[ 1 + \left( \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta\nu} \right)^2 \right]^{-1}$$

## 2) Intensité de saturation

La situation est différente quand on s'intéresse à un champ électromagnétique fort. En effet, l'interaction du champ avec le système moléculaire induit un dépeuplement du niveau supérieur qui n'est plus négligeable devant l'inversion de population. Le phénomène entraîne une décroissance de l'amplification.

• Dans le cas d'un élargissement homogène, le gain s'écrit alors [56] :

$$\alpha(\nu) = \frac{\alpha_0 \nu}{1 + \frac{I(\nu)}{I_s(\nu)}} \quad (4)$$

où  $I_s(\nu)$  est le paramètre de saturation (valeur de l'intensité pour laquelle le gain est divisé par deux).

• Pour un système à deux niveaux tel que celui que nous avons décrit [64] :

$$I_s(\nu) = \frac{8 \pi h \nu}{3 g_2 \lambda^2 A_{21} (\tau_2 + \tau_1) S(\nu - \nu_0)}$$

où  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont les durées de vie des niveaux supérieur et inférieur. En remplaçant  $S(\nu - \nu_0)$  par sa valeur (expression (2)), on obtient :

$$I_s(\nu) = I_s(\nu_0) \left[ 1 + \frac{4(\nu - \nu_0)^2}{(\Delta\nu)^2} \right]$$

Les coefficients  $\tau_1$  et  $\tau_2$  étant inversement proportionnels à la pression, on remarquera que l'intensité de saturation au centre de la raie ( $I_s(\nu_0)$ ) est proportionnelle au carré de la pression.

Dans ces conditions, la variation  $\frac{dI}{dz}$  de l'intensité de l'onde dans un guide, en présence de saturation et en élargissement homogène, peut finalement s'écrire :

$$\frac{dI}{dz} = I \left[ \alpha_0(\nu) \left( 1 + \frac{I(\nu)}{I_s(\nu)} \right)^{-1} - K \right] \quad (5)$$

où :  $K$  représente les pertes supposées réparties le long de la cavité, qui peuvent être classées en quatre catégories :

- 1 - les pertes de couplage dues au faisceau utile de sortie du laser.
- 2 - les pertes de guidage dues à l'état de surface du guide et à sa rectitude.
- 3 - l'atténuation intrinsèque du matériau dépendant du mode d'émission.
- 4 - les pertes liées aux optiques (diffraction et absorption).

Excepté le 1er type, les autres pertes peuvent être considérablement réduites par un choix judicieux des matériaux et une bonne qualité d'usinage.

## C) CONDITIONS D'OSCILLATION DU LASER

### 1) Conditions de début d'oscillation

Lorsque le milieu amplificateur est placé dans une cavité résonnante, l'oscillation ne peut prendre naissance que si le gain  $\alpha_0(\nu)$  de l'une des fréquences de résonance de la cavité devient égal aux pertes.

#### a) Fréquence de résonance

Dans un laser basse pression, la propagation de l'onde est libre et l'écart entre deux fréquences de résonance successives d'une cavité fermée par deux miroirs plans est donné par :

$$\Delta\nu = p \frac{C}{2n L} \quad (6)$$

- où :
- p est un entier
  - C est la vitesse de propagation de l'onde dans le vide
  - L est la longueur de la cavité
  - n est l'indice du milieu amplificateur  $\approx 1$ .

Pour un laser guide - d'onde, la vitesse de propagation de l'onde dans le guide diffère de l'espace libre et dépend de la constante de propagation du mode d'oscillation. Cette différence reste cependant suffisamment petite pour les modes d'ordre faible et sera négligée. L'écart entre les fréquences de résonance du guide sera donc assimilé à (6) dans la suite du calcul.

### b) Expression de la condition d'oscillation

Dans un laser basse pression ou dans un guide - d'onde, les pertes sont principalement localisées au niveau des optiques (puissance de sortie, absorption) mais, dans une première approximation, nous les considérerons comme uniformément réparties le long de la cavité.

En introduisant le coefficient de qualité de la cavité défini par :

$$Q = \frac{\omega \times E_e}{P_p}$$

où  $E_e = \int_V \rho_e dv$  représente l'énergie électromagnétique emmagasinée dans la cavité pour le mode d'émission, avec  $\rho_e$  : densité d'énergie dans ce mode, et  $P_p$  : énergie perdue par seconde dans la cavité pour ce même mode,

on peut écrire la condition de début d'oscillation sous la forme :

$$\frac{\omega}{Q} \int_V \rho_e dv = \alpha_o(\nu) C_\epsilon \int_V \rho_e dv$$

avec  $C_\epsilon$  : vitesse de propagation de l'onde dans le milieu amplificateur,

qui pose l'égalité de la puissance perdue et du gain en puissance dans la cavité pour un mode donné. La condition d'oscillation peut finalement s'exprimer par :

$$\alpha_0 > \frac{\omega}{Q C_\epsilon} = \alpha_m$$

Cette valeur  $\alpha_m$  caractérise toutes les pertes de la cavité et dépend notamment de l'ordre du mode d'oscillation puisque l'atténuation est d'autant plus forte que cet ordre est élevé.

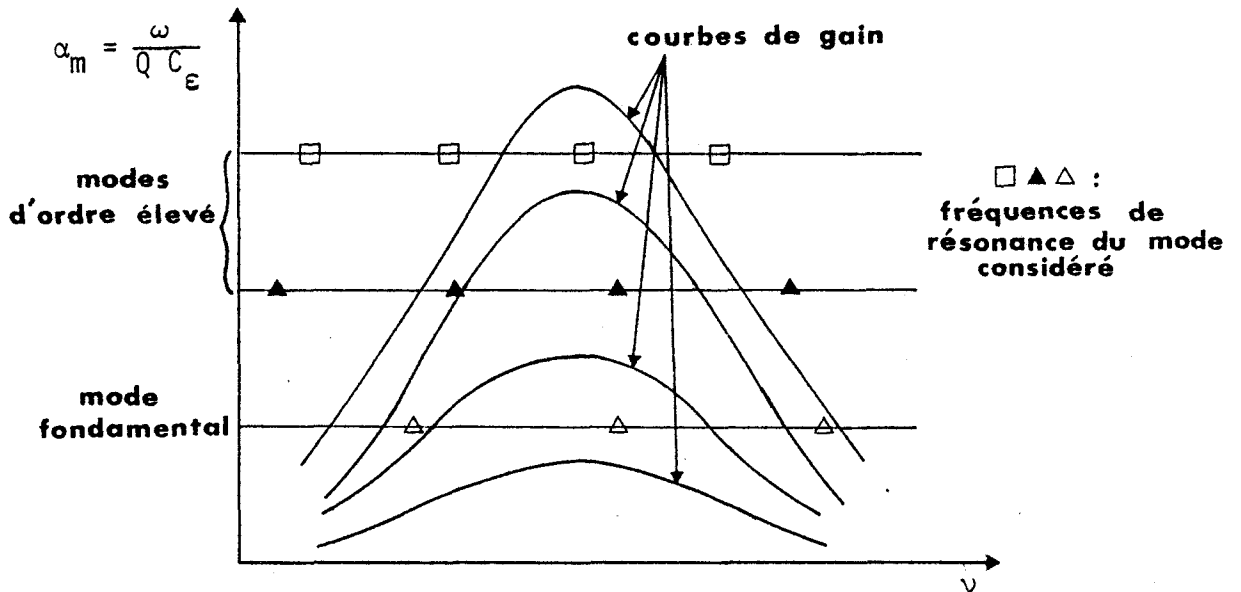


Figure II.3. : Seuils d'oscillation pour les différents modes.

Le seuil d'oscillation est atteint préférentiellement pour les modes d'ordre faible. Une sélection du mode d'ordre le plus bas peut ainsi être réalisée en augmentant artificiellement les pertes des modes d'ordre supérieur avec un diaphragme.

## 2) Point de fonctionnement du laser

Dès que la condition d'oscillation est atteinte pour un mode, l'amplification contribue à accroître l'énergie électromagnétique dans la cavité ainsi que les pertes (dont la puissance de sortie) et la puissance gagnée par le milieu amplificateur.

La décroissance du gain en fonction de l'énergie emmagasinée (effet de saturation) fixe finalement un point de fonctionnement du laser pour lequel les pertes (proportionnelles à cette énergie) sont égales au gain.

Si on appelle  $P_g$  l'accroissement de l'énergie électromagnétique par seconde (gain en puissance) dans la cavité pour le mode d'oscillation :

$$P_g = C_\epsilon \alpha(\nu) \int_V \rho_e \, d\nu$$

où  $\alpha(\nu) = \alpha_0(\nu) \left(1 + \frac{I}{I_s}\right)^{-1}$  est l'expression du gain en

présence de saturation.

La puissance totale perdue dans la cavité (pertes + puissance de sortie) s'écrit :

$$P_p = \frac{\omega}{Q} \int_V \rho_e \, d\nu$$

A l'état d'équilibre, l'égalité  $P_g = P_p$  doit être vérifiée et le point de fonctionnement du laser se situe à l'intersection des deux courbes de la figure II.4.

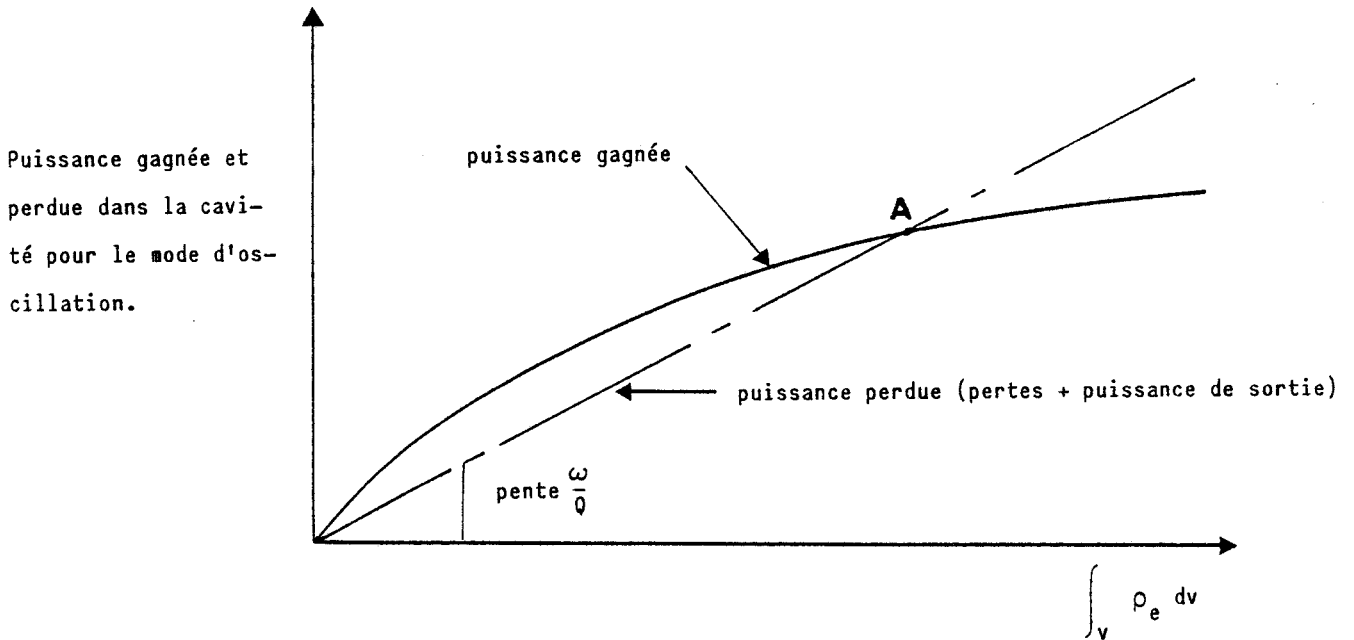


Figure II.4. : Point de fonctionnement du laser pour un mode d'oscillation donné.

La condition d'oscillation peut être retrouvée sur la courbe puisqu'il suffit que la pente à l'origine de la courbe  $P_g = C_\epsilon \alpha(\nu) \int_V \rho_e \, d\nu$  soit supérieure à  $\frac{3}{Q}$ .



## D) PUISSANCE DE SORTIE ET PLAGE D'ACCORD

### 1) Influence du coefficient de transmission sur la puissance de sortie

Il est intéressant d'étudier l'évolution de la puissance de sortie en fonction du coefficient de transmission du miroir semi transparent du laser.

En utilisant les mêmes notations et les mêmes hypothèses qu'au paragraphe précédent (ce qui suppose que le coefficient de transmission est uniformément réparti), on peut définir les deux paramètres  $Q_s$  et  $Q_c$  tels que :

$$Q_s = \frac{\omega \times \int_V \rho_e dv}{P_s} \quad \text{où } P_s \text{ est la puissance de sortie.}$$

$$\text{et } Q_c = \frac{\omega \times \int_V \rho_e dv}{P_c} \quad \text{où } P_c \text{ est la puissance perdue dans la cavité autre que la puissance de sortie soit : atténuation, guidage ...}$$

qui vérifient :

$$\frac{1}{Q_s} + \frac{1}{Q_c} = \frac{1}{Q}$$

$$\text{avec } Q = \frac{\omega \int_V \rho_e dv}{P_p}$$

$$\text{et } P_p = P_s + P_c.$$

Dans l'hypothèse des pertes réparties et de la propagation libre, si on appelle  $t$  le coefficient de transmission de l'optique semi transparente, on a :

$$\frac{1}{Q_s} = \frac{t \int_S C_\epsilon \rho_e ds}{\omega \int_V \rho_e dv} = \frac{\lambda t}{2 \pi L n}$$

où  $L$  est la longueur de la cavité

et  $n$  est l'indice de réfraction du milieu amplificateur.

L'intégrale de surface se rapporte à la surface du miroir de sortie.

A une valeur du coefficient  $t$  correspond, pour un laser et une inversion de population donnée, un point de fonctionnement A (figure II.5), point d'intersection de la droite de pente  $\frac{\omega}{Q} = \frac{\omega}{Q_s} + \frac{\omega}{Q_c}$  et de la courbe saturée représentant l'accroissement de la puissance électromagnétique dans la cavité.

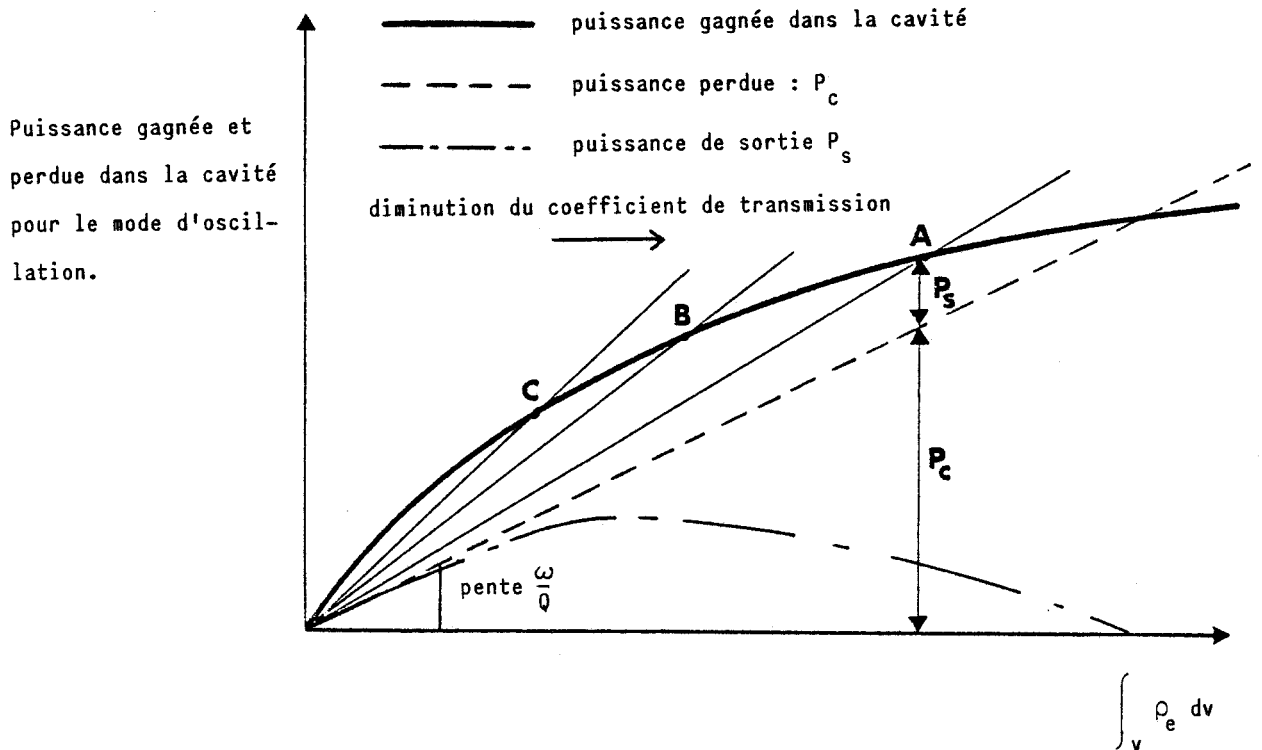


Figure II.5. : Effet du coefficient de transmission du miroir semi-transparent sur la puissance de sortie.

Si on augmente  $t$ , le point de fonctionnement se déplace de A en C. La puissance de sortie ( $P_s - P_p = P_c$ ) passe par un maximum et décroît vers 0 de part et d'autre de cette position.

La puissance de sortie est nulle :

- quand  $\frac{3}{Q}$  est supérieur à la pente à l'origine de la courbe saturée ;  
(la condition d'oscillation n'est plus vérifiée),
- quand le couplage est nul.

Le maximum de la puissance de sortie est spécifique de l'inversion de population et augmente avec elle ; son point représentatif sur la figure II.5. se déplace alors vers la droite (couplage plus faible).

## 2) Puissance de sortie et plage d'accord

La mauvaise définition des paramètres tels que l'énergie emmagasinée ou les pertes, font que les formules précédentes sont difficilement applicables. Si l'on se limite aux pertes liées aux coefficients de réflexion des miroirs, RIGROD [53] a montré que la puissance de sortie d'un laser CO<sub>2</sub> basse pression élargi de manière homogène s'exprimait par :

$$P(\nu) = I_s(\nu_0) A \sqrt{r_1} r_2 \left[ \alpha_0(\nu_0) L - \left( 1 + \frac{2(\nu - \nu_0)^2}{\Delta\nu} \right)^2 \right] \ln(r_1 r_2)^{-1/2} \\ \times \left[ (\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2}) (1 - (r_1 r_2)^{1/2}) \right]^{-1}$$

avec -  $r_1$  et  $r_2$  coefficients de réflexion des miroirs  
 -  $t$  coefficient de transmission de l'optique semi-transparente  
 -  $A$  section du mode ( $\frac{1}{e}$  de l'intensité maximale du champ)

La plage d'oscillation du laser est alors donnée par [55] :

$$|\nu_c - \nu_0| = \frac{\Delta\nu}{2} \left( \frac{\alpha_0(\nu_0) L}{\ln(r_1 r_2)^{-1/2}} - 1 \right)^{1/2}$$

où  $\Delta\nu$  peut être exprimé approximativement par [54]

$$\Delta\nu = 7,58 \left( F_{CO_2} + 0,73 F_{N_2} + 0,6 F_{He} \right) p (300/T)^{1,2}$$

avec  $T$  : Température absolue  
 $p$  : pression moyenne en Torr  
 $F_x$  : fraction du gaz  $x$   
 $\Delta\nu$  : largeur à mi-hauteur en MHz.

Ces expressions restent valables pour les lasers guides - d'onde pour lesquels l'élargissement homogène est dominant à condition, cependant, que les pertes de guidage et d'atténuation restent faibles devant les pertes de miroirs.

## E) MODES D'ÉMISSION DU LASER CO<sub>2</sub> GUIDE - D'ONDE

### 1) Modes longitudinaux

La nature homogène de l'élargissement de la courbe de gain rend impossible le fonctionnement multimode longitudinal d'un laser guide - d'onde. En effet, le mode de gain le plus élevé est préférentiellement amplifié ce qui empêche tout autre mode d'atteindre le seuil d'oscillation.

### 2) Emission monoraie

Les fréquences de résonance de plusieurs raies d'émission du CO<sub>2</sub> peuvent entrer en compétition mais, là encore, l'élargissement homogène favorise l'émission dont le gain est le plus élevé et la raie la plus intense l'emporte.

Un changement de longueur de la cavité peut néanmoins perturber ce fonctionnement en modifiant l'espacement des fréquences de résonance. Le laser peut alors changer de raie d'émission, entraînant des modifications de la puissance de sortie.

La courbe  $P = g(L)$  où  $P$  est la puissance de sortie du laser  
et  $L$  la longueur de la cavité  
est couramment appelée signature du laser.

Elle a été étudiée par plusieurs auteurs : SCHIFFNER [61] rapporte environ douze raies d'émission successives pour un changement de longueur  $\Delta L = 5,3 \mu\text{m}$  avec un laser CO<sub>2</sub> basse pression de 35 cm à la pression moyenne de 10 torrs (figure II.6).

WALKSBERG [60] a étudié l'évolution de cette signature pour des variations de longueur de la cavité de plusieurs longueurs d'onde. Il montre ainsi des modifications toutes les demi-longueurs d'onde avec l'apparition et la disparition de plusieurs raies.

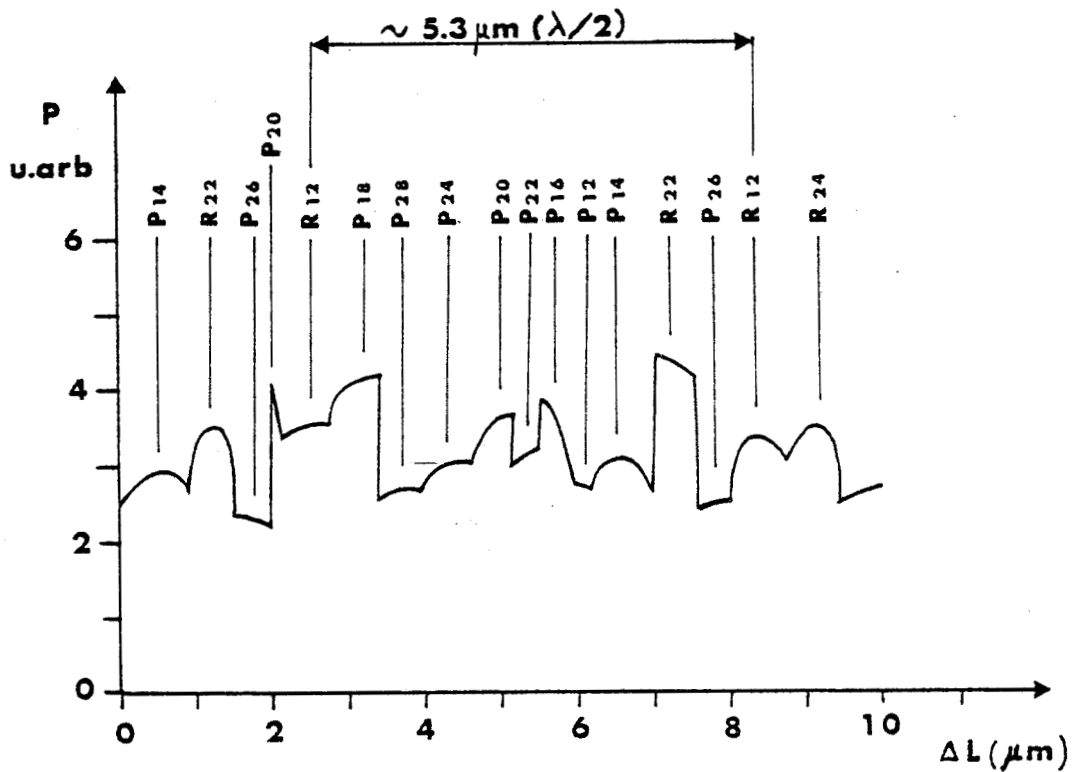


Figure II.6. : Effet de changement de longueur de la cavité sur l'émission d'un laser conventionnel de 35 cm de longueur (d'après SCHIFFNER [61]).

Dans tous ces travaux, la compétition entre les différentes émissions est toujours très forte et, sauf quelques rares exceptions, le laser n'oscille que sur une seule raie à la fois.

La signature d'un laser guide - d'onde présente un moins grand nombre de raies à cause du fort élargissement de la plage d'oscillation par pression. Le fonctionnement du laser sur une seule raie d'émission réclame néanmoins une bonne stabilité de la longueur de la cavité qui implique l'utilisation de matériaux à faible coefficient de dilatation.

## F) INFLUENCE DE PLUSIEURS PARAMÈTRES SUR LA PUISSANCE DE SORTIE

Les paramètres qui influent sur la puissance de sortie d'un guide - d'onde sont très nombreux et, pour un prototype donné, une étude expérimentale systématique peut seule aboutir à son optimisation. Les prototypes réalisés depuis huit ans [32 à 46] permettent néanmoins de tirer plusieurs remarques.

## 1) La température

Le refroidissement du mélange gazeux permet d'abaisser la température rotationnelle du milieu [25] et d'augmenter le gain du laser.

Un bon refroidissement des parois est possible grâce à l'emploi de matériaux de grande conductibilité thermique. L'échange calorifique est aussi facilité par la diminution de la section du guide.

COHEN [46] a montré que le maximum de gain se déplaçait vers les faibles sections (diamètre inférieur à 1 mm) pour les pressions élevées ( $> 50$  torrs) dans le cas d'un fonctionnement en régime scellé.

Une diminution trop importante de la section réduit cependant le volume actif et augmente les pertes par propagation ; ce qui implique la présence d'une section optimale pour maximiser la puissance de sortie.

Les plus fortes puissances ont été atteintes jusqu'à présent avec des guides dont les dimensions (côté ou diamètre) varient de 1,5 à 2,5 mm [38 - 39].

Pour des dimensions supérieures à 3 mm, le fonctionnement en mode fondamental est souvent difficile à obtenir avec une cavité de type plan/plan sans diaphragme [33].

Le refroidissement proprement dit est généralement assuré par une circulation d'eau, de mélange eau - alcool ou de méthanol. MARCUS [38] rapporte une augmentation de 20 % de la puissance de sortie pour une diminution de  $10^{\circ}\text{C}$  des parois d'un guide de 1,6 mm de diamètre.

Les refroidissements au dessous de  $- 60^{\circ}\text{C}$  sont néanmoins difficilement réalisables à cause de la formation de condensation sur les parois qui est incompatible avec les décharges haute - tension.

Pour les guides à écoulement, le débit gazeux permet à la fois de refroidir le milieu amplificateur et de renouveler les

molécules actives du mélange ; ce qui élimine les problèmes de dissociation du  $\text{CO}_2$ . DEGNAN [28] mentionne l'augmentation de gain provoquée par de tels écoulements pour un guide de 1,5 mm de diamètre. Il ne note cependant pas de modification significative de la puissance pour des débits supérieurs à 200 changements de volume par seconde.

## 2) La pression et le mélange gazeux

La pression moyenne optimale du mélange gazeux dépend des dimensions du guide et varie suivant les réalisations entre 40 et 150 torrs [32 - 38 - 45].

Pour les lasers à écoulement, il est parfois difficile de déterminer précisément cette pression moyenne et de nombreux auteurs l'assimilent à la demi - somme des pressions amont et aval.

Le maximum de gain est obtenu à forte pression pour des mélanges riches en hélium ( $P$  partielle  $> 50\%$   $P$  totale) [46]. Bien qu'il n'ait pas été étudié, le rapport  $\text{N}_2/\text{CO}_2$  est très critique sur la puissance de sortie et varie suivant les expérimentateurs de 0,5 à 3. L'adjonction de Xénon aux trois gaz usuels a l'avantage de diminuer l'impédance de décharge mais son coût élevé limite son emploi aux lasers scellés.

## 3) L'intensité de décharge

L'intensité optimale dépend du mélange gazeux considéré mais aussi de la pression et du refroidissement de la cavité. Les fortes puissances sont cependant toujours atteintes pour des courants supérieurs à 5 mA.

DEGNAN [28] a montré que le courant qui optimisait la puissance de sortie ne maximisait pas forcément le gain  $\alpha_0$ .

En effet, la puissance varie à la fois avec le gain et le paramètre de saturation qui dépend, lui aussi, du courant de décharge.

## 4) Le couplage optique

Comme nous l'avons vu, l'optimum de couplage optique dépend de l'inversion de population obtenue. Cependant, la mauvaise connaissance de certains paramètres tels que les pertes de la cavité où l'énergie emmagasinée implique, là encore, une recherche expérimentale.

## CHAPITRE III : REALISATIONS ET ETUDES EXPERIMENTALES

Notre objectif est la réalisation d'un laser manipulable de puissance supérieure à 15 Watts. Afin de permettre la prise en main de la source par l'utilisateur, les dimensions du laser ont été réduites en adoptant une configuration parallèle. La "tête" laser est ainsi composée de quatre guides - d'onde parallèles dont les faisceaux de sortie sont focalisés en un point commun par une lentille. La mise au point de cet appareil nous a conduit à l'élaboration de plusieurs prototypes (dont deux finals de structure quasiment identique).

Cette partie est consacrée à l'étude de la conception de ces guides et à leur évolution. Après la description du principe général et de l'appareillage commun de ces sources laser, nous poserons le problème du choix des matériaux de construction et des techniques d'usinage. Enfin, chaque réalisation, avec les résultats expérimentaux qui s'y rapportent, sera l'objet d'un paragraphe spécifique.

### A) PRINCIPE GÉNÉRAL DES SOURCES RÉALISÉES

#### 1) Description générale des guides - d'onde

Le principe choisi est celui du laser guide - d'onde à écoulement gazeux excité au moyen d'une décharge électrique continue [32 à 46].

Toutes les sources réalisées sont composées de quatre guides - d'onde de section carrée. Le choix du nombre de guides réside essentiellement dans les possibilités de symétrie offertes tout en conservant un encombrement limité. Ces quatre cavités parallèles sont formées par juxtaposition de trois pièces de céramique de 30 cm de longueur environ.

La pièce centrale, polie sur ses faces latérales, comporte quatre rainures de section carrée sur toute sa longueur qui sont symétriques par rapport à l'axe longitudinal de la pièce.



Les pièces latérales, comprenant le circuit de refroidissement, sont également polies et viennent de part et d'autre pour former les quatre canaux amplificateurs (figure III.1).

Le mélange gazeux ( $H_e$ ,  $CO_2$ ,  $N_2$ ) est amené dans la pièce centrale jusqu'aux extrémités de chacun des canaux et pompé au centre de la pièce pour limiter les risques de pollution des optiques.

Chaque canal est le siège d'une double décharge électrique. Les deux cathodes se situent dans les deux orifices de pompage qui sont, selon les réalisations, au centre de la pièce centrale ou des pièces latérales.

Les anodes, au nombre de huit, sont placées dans les différentes rainures d'amenée de gaz situées aux extrémités des canaux. Elles sont, chacune, reliées à la masse par l'intermédiaire d'une résistance dans le but de limiter le courant et de rendre les décharges indépendantes.

Le schéma électrique d'un côté du guide - d'onde est représenté sur la figure III.2 ; la structure est symétrique pour l'autre face.

L'amenée des fils électriques s'effectue dans les gaines d'arrivée de gaz (anodes) et de pompage (cathodes).

Les trois pièces sont assemblées et collées sur toute leur longueur grâce à des rainures aménagées dans les pièces latérales.

L'ensemble se présente donc sous la forme d'une "tête laser" reliée à son alimentation électrique, gazeuse et à son système de refroidissement par plusieurs gaines souples (figure III.3).

Les connections de ces gaines sur le laser se font par l'intermédiaire de pièces collées sur la céramique.

## 2) Le matériel annexe

Ce matériel est commun à toutes les réalisations :

### les optiques

Chaque guide - d'onde est fermé par deux optiques planes de Zn Se ( $\phi = 12,7$  mm) communes aux quatre canaux amplificateurs.

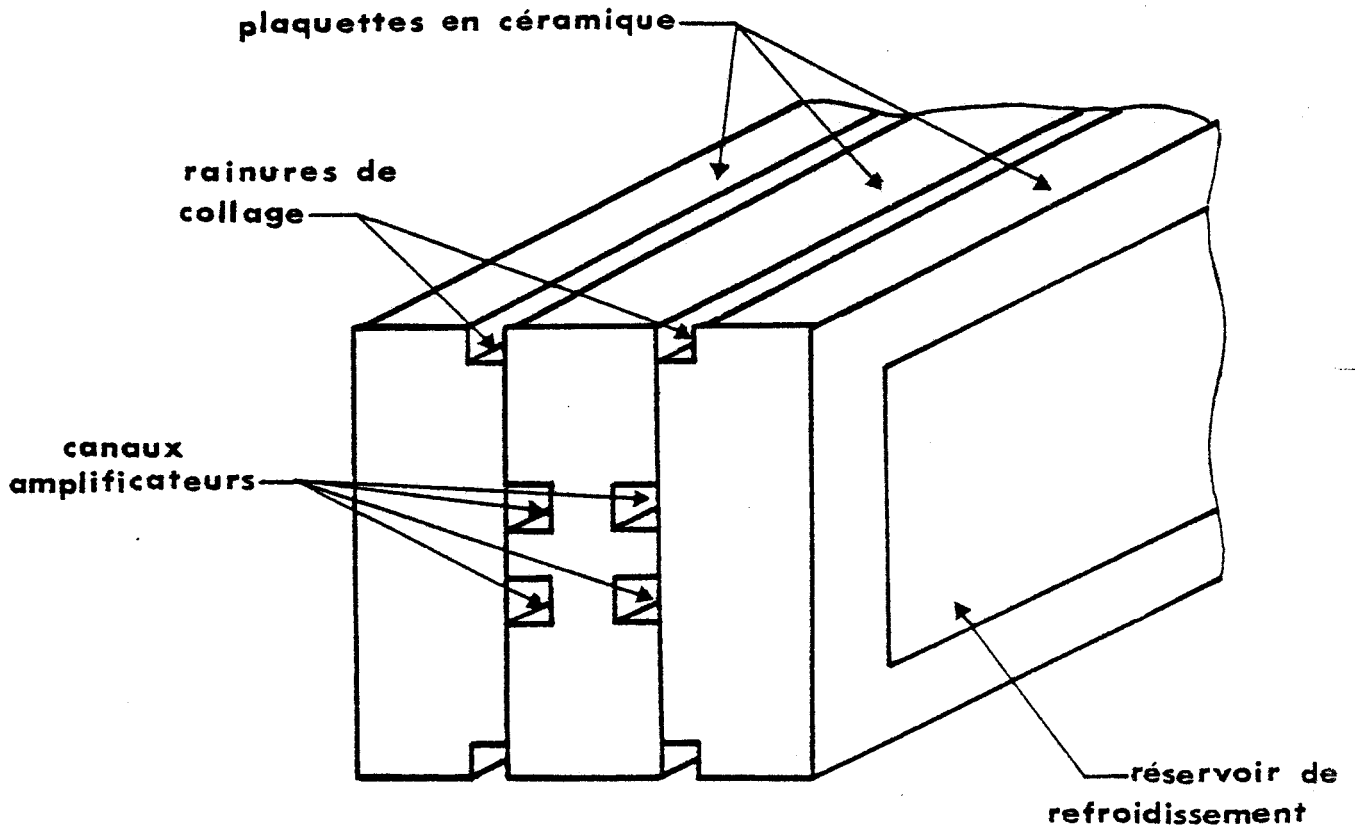


Figure III.1. : Principe général de l'assemblage du laser multicanaux.

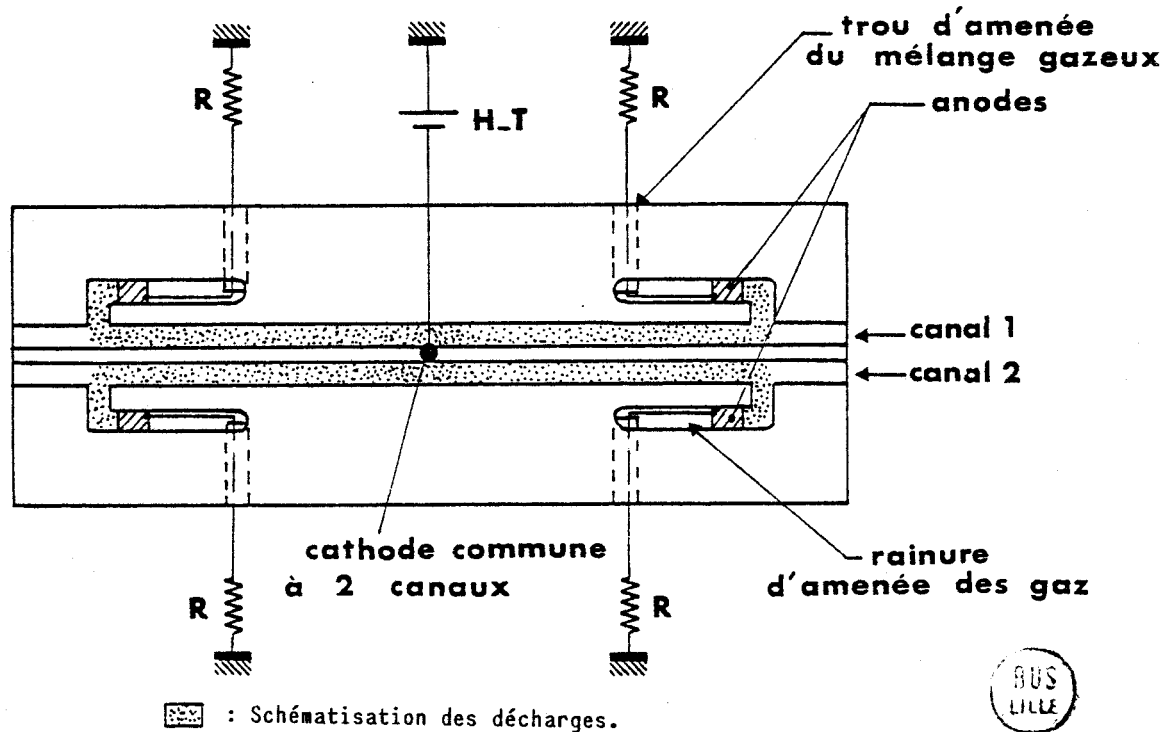


Figure III.2. : Positionnement des électrodes et principe des décharges.

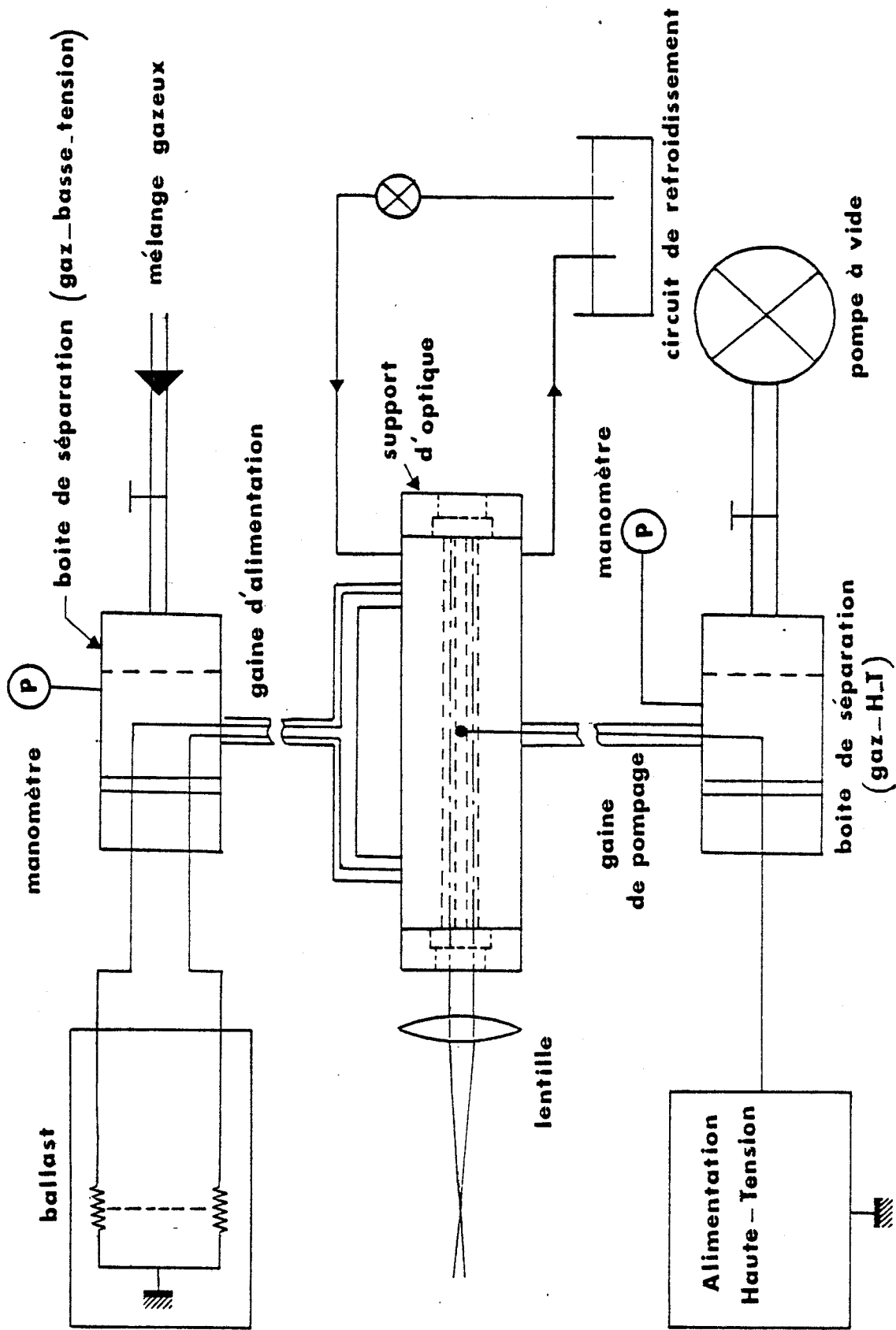


Figure III.3. : Schéma général du laser et de ses alimentations.

Elles sont, suivant les réalisations : - soit directement collées aux extrémités du guide - d'onde,  
- soit maintenues dans des supports réglables vissés à ses extrémités.

Dans ce dernier cas, elles ont été placées le plus près possible des canaux (2mm environ) pour limiter les pertes optiques.

Nous avons, le plus souvent, utilisé un miroir de coefficient de réflexivité 99 % et des lames semi - transparentes possédant des coefficients de transmission de 10 et de 15 %. La focalisation des quatre faisceaux de sortie est réalisée par une lentille ménisque de Zn Se fixée à l'avant de la source.

#### la séparation gaz - électricité

Les fils électriques sont séparés des gaines de gaz dans deux boîtes de leucoflex de structure identique (figure III.4) :

- l'une sépare les deux fils d'alimentation haute - tension des deux gaines reliées au système de pompage,
- l'autre les huit fils - basse tension des deux gaines d'arrivée du mélange gazeux.

Elles sont toutes deux, équipées d'un filtre de bronze cylindrique (coefficient de rétention de  $7 \mu\text{m}$ ) pour protéger le laser des poussières extérieures.

Les fils électriques sont connectés à des fiches électriques isolées les unes des autres qui sont munies de joints toriques pour assurer l'étanchéité de la séparation. Deux prises, reliées à deux manomètres, permettent également de mesurer les pressions amont et aval du laser.

#### l'alimentation haute - tension

La haute tension est délivrée par une alimentation électrique ATNE 30 kV - 50 mA ou par une alimentation (15 kV - 100 mA) réalisée au laboratoire.

#### les résistances ballast

Les huit fils électriques basse - tension sont reliés à huit résistances de  $470 \text{ k}\Omega$  chacune, rassemblées dans un rack.

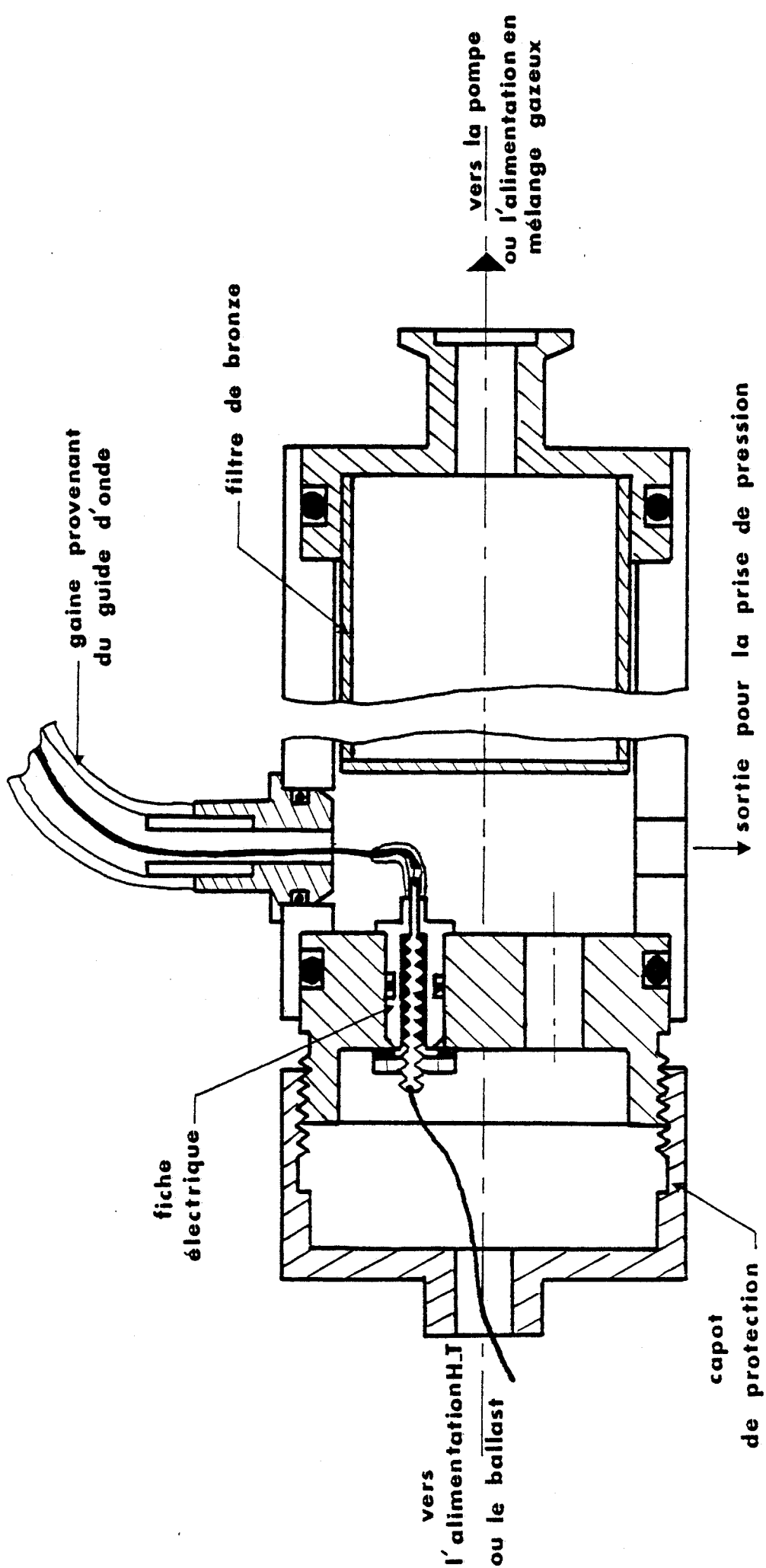


Figure III.4. : Schéma des boîtes de séparation entre les fils électriques et les gaz.



### le système de vide

Le pompage des gaz est assuré, selon les cas, par une pompe primaire ALCATEL (15 m<sup>3</sup>/h à la pression atmosphérique) ou par une pompe LEYBOLD - HERAEUS d'un débit de 40 m<sup>3</sup>/h (vide limite 1 torr). Chacune de ces pompes est équipée d'un filtre, destiné à éviter les remontées d'huile vers le laser, et d'une vanne de régulation montée en série.

### le système de refroidissement

L'eau de refroidissement est envoyée dans les plaquettes latérales du guide - d'onde par une pompe à immersion (ASEI P52) d'un débit maximum de 350 l/h. Elle est préalablement filtrée pour éviter de polluer les réservoirs du laser.

## B) CHOIX DES MATÉRIAUX

Les différents matériaux qui entrent dans la composition du laser doivent assurer son bon fonctionnement et la sécurité de l'utilisateur sous de faibles encombrements. Nous étudierons successivement le cas de la céramique et des gaines de protection électrique.

### 1) Le guide diélectrique

#### a) Matériaux utilisables

Le matériau diélectrique du guide doit posséder des caractéristiques physiques, électriques et mécaniques qui en restreignent considérablement le choix. Il doit, en effet, conjuguer les avantages suivants :

- présenter de faibles pertes de propagation
- avoir une rigidité diélectrique élevée pour diminuer les épaisseurs d'isolement,
- posséder un faible coefficient de dilatation (stabilité de la cavité),
- présenter une bonne conductibilité thermique pour assurer un bon refroidissement,
- avoir une absorption d'eau et une porosité négligeable,
- supporter des chocs thermiques,

- être si possible inerte chimiquement (détérioration - oxydation),
- être facilement usinable pour diminuer les coûts de fabrication
- avoir une grande pureté (problèmes d'incrustations métalliques et d'homogénéité du matériau),
- être si possible bon marché.

Les caractéristiques des matériaux qui remplissent au mieux ces différentes conditions sont rassemblées dans le tableau III.5.

	$Al_2O_3$	Be O	// BN ↓	
pureté	99,7 %	99,25 %	95,5 %	95,5
Coefficient de dilatation linéaire/°C. x $10^{-6}$	6,6	7,3	< 0,1	< 0,1
rigidité diélectrique (kV/mm)	30	10 à 14	31	31
Constante diélectrique à 1 MHz	9,7	6,4	4,1	4,1
Conductibilité thermique (cal/s cm °C)	0,06	0,6	0,145	0,095
Coefficient d'atténuation* théorique à $\lambda = 10,6 \mu$ pour un guide carré de 2 mm de côté ( $cm^{-1}$ )	$1,15 \cdot 10^{-4}$	$6,9 \cdot 10^{-6}$	$\epsilon$ inconnu à $\lambda = 10,6 \mu$	
Usinage	outils diamant	Toxicité outils diamant	classique	

Tableau III.5.

Caractéristiques principales des trois céramiques habituellement utilisées pour la construction des guides - d'onde.

- \* Les coefficients d'atténuation ont été calculés d'après l'expression (7) du chapitre I pour le mode fondamental  $HE_{11}$  (ou  $EH_{11}$ ). Les valeurs des indices complexes de l' $Al_2 O_3$  et du Be O nécessaires à ce calcul sont tirés de l'article d'ABRAMS [42]. Aucune valeur de l'indice, ni de l'atténuation théorique ou expérimentale n'est disponible pour le BN.
- Le pyrex, a été volontairement écarté de ce tableau à cause de sa conductibilité thermique et de son usinage qui le rend impropre à une structure multicanaux.

Parmi ces trois matériaux, l'alumine ( $Al_2 O_3$ ) et l'oxyde de Béryllium (Be O) sont des céramiques très dures qui ne peuvent être usinées qu'avec des outils diamant ; ce qui augmente considérablement les coûts d'usinage de pièces complexes. De plus, le Be O a une forte toxicité (dose létale de  $1 \mu g/m^3$  d'air) qui impose des précautions particulières en atelier.

Ces raisons nous ont amené à choisir le nitrure de bore (BN) qui n'a été, jusqu'à présent, que peu utilisé pour la construction de guides - d'onde [39].

#### b) Le nitrure de bore (BN)

Le BN est une céramique pressée à chaud de structure cristalline. Il possède, de par l'orientation de ses cristaux, des propriétés différentes suivant les directions parallèles et perpendiculaires à l'axe de pressage.

Ses principales qualités résident dans son excellente rigidité diélectrique et son très faible coefficient de dilatation. Il peut aussi être usiné de manière classique (outils en acier rapide ou au carbure) sans lubrification.

Son principal inconvénient est sa friabilité, qui le rend fragile à la fabrication et au collage.

Nous avons ainsi été amenés à essayer différentes colles sur ce matériau :

- les meilleurs résultats sont obtenus avec les colles cyanoacrylates instantanées, mais le collage est irréversible. La faible



épaisseur du film de colle ( $< 3/100$  mm) impose alors une isolation électrique supplémentaire malgré la bonne rigidité diélectrique de ces colles (environ 11 kV/mm).

- Les résines silicones permettent d'obtenir un meilleur isolement (rigidité diélectrique 24 kV/mm) et une bonne étanchéité mais un autre moyen de fixation mécanique des pièces doit être envisagé.

Suivant les réalisations, nous avons utilisé l'une ou l'autre de ces possibilités.

## 2) Les gaines isolantes

Les fortes tensions mises en jeu dans les guides - d'onde excités par courant continu ( $> 10$  kV) imposent de fortes protections électriques. Les fils d'alimentation haute - tension (fils de cuivre de 0,3 mm de diamètre) ont reçu un double gainage de téflon qui assure une protection de 45 kV pour un diamètre externe de 2 mm.

Chaque fil basse tension (relié à une anode) est isolé par une gaine unique de téflon (protection de 20 kV pour un diamètre externe de 1,25 mm et une épaisseur de gaine de 0,3 mm).

Des essais expérimentaux de claquage sur simple gainage ont confirmé cette dernière valeur.

Les gaines qui relient le guide à son alimentation en gaz et au système de pompage (et qui contiennent les fils d'alimentation électriques) sont, suivant les prototypes, en téflon ou en silicone. Elles assurent ainsi une protection électrique supplémentaire (environ 40 kV) pour l'utilisateur.

## C) USINAGE DE LA CÉRAMIQUE

En plus de l'atténuation propre du matériau, les pertes de guidage de l'onde sont également inhérentes à l'état de surface des conduits et à leur rectitude. Les parois des plaquettes de céramique en contact ainsi que celles des rainures doivent donc être parfaitement polies et parallèles entre elles. Les coûts de fabrication nous ont conduit à effectuer des essais d'usinage dans plusieurs ateliers.

L'usinage de la majorité des pièces en nitrure de bore a été confié aux établissements SPOUMD spécialisé dans le travail des céramiques. Les spécifications d'usinage mentionnaient une rectitude à mieux de  $4 \mu\text{m}$  sur la longueur des pièces (environ 30 cm) et une rugosité inférieure à  $0,4 \mu\text{m}$ .

Ces pièces ont été surfacées par rectification plane tandis que les rainures ont été simplement fraisées (l'emploi de fraises au carbure diminue notablement l'abrasion de l'outil par la poudre de BN).

Les tolérances de fabrication n'ont pu être vérifiées sur les pièces finies mais les mesures effectuées sur des plaquettes d'essai en usine confirment nos spécifications.

Une partie d'un prototype a été usiné à l'atelier de l'ENSAM de Lille sur une fraiseuse à commande numérique. Le surfaçage a été réalisé avec une meule cloche et les rainures ont été fraisées avec des fraises carbure deux tailles. Les tolérances mesurées étaient supérieures au cas précédent mais néanmoins satisfaisantes :

- rectitude des guides :  $8 \mu\text{m}$
- planéité des surfaces :  $13 \mu\text{m}$
- rugosité :  $0,2 \mu\text{m}$

## **D) DESCRIPTION ET RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX DES DIFFÉRENTS PROTOTYPES**

### **1) Les premières réalisations**

#### **a) Description**

Le premier guide réalisé est composé de trois pièces de BN juxtaposées de 27 cm de longueur (figure III.6). Les quatre canaux amplificateurs ainsi formés ont une section carrée de 1,7 mm de côté.

Dans ce laser, l'amenée du mélange gazeux s'effectue par quatre gorges, situées dans les parties supérieures et inférieures de la pièce centrale, en communication avec les rainures où sont logées les anodes.

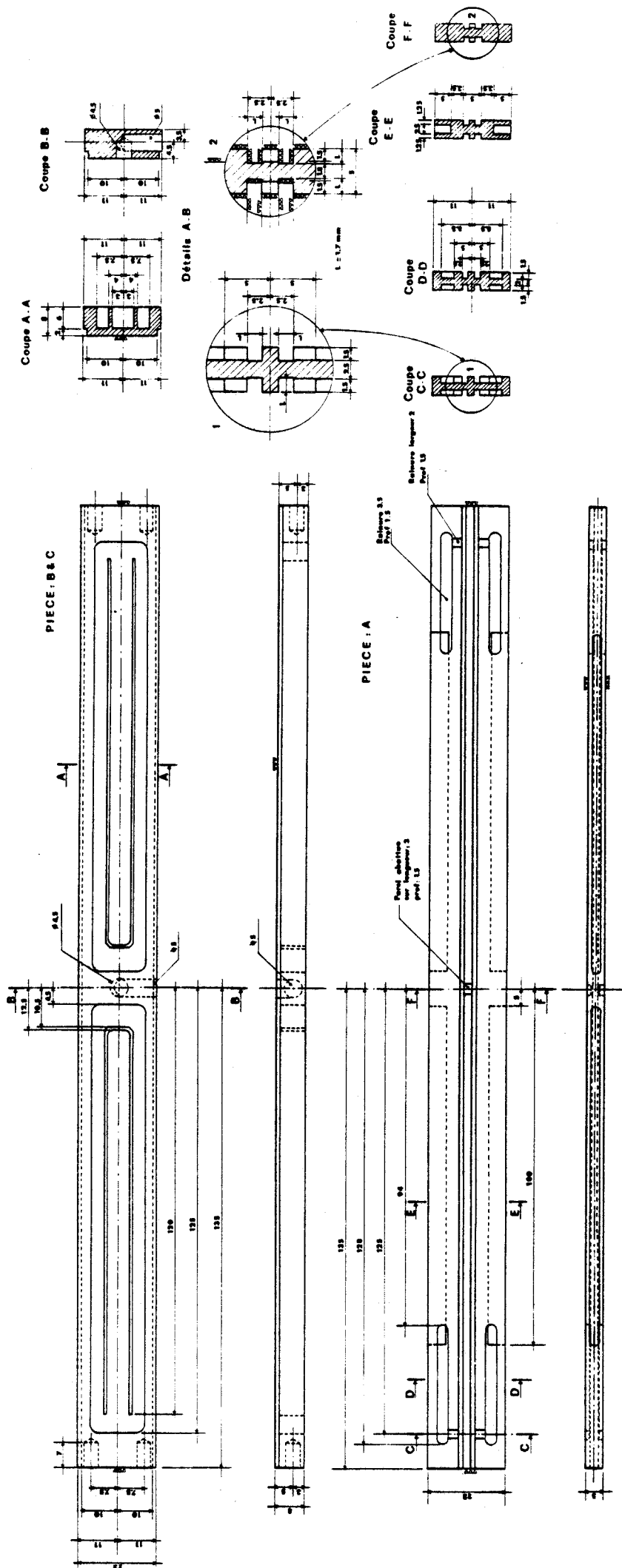
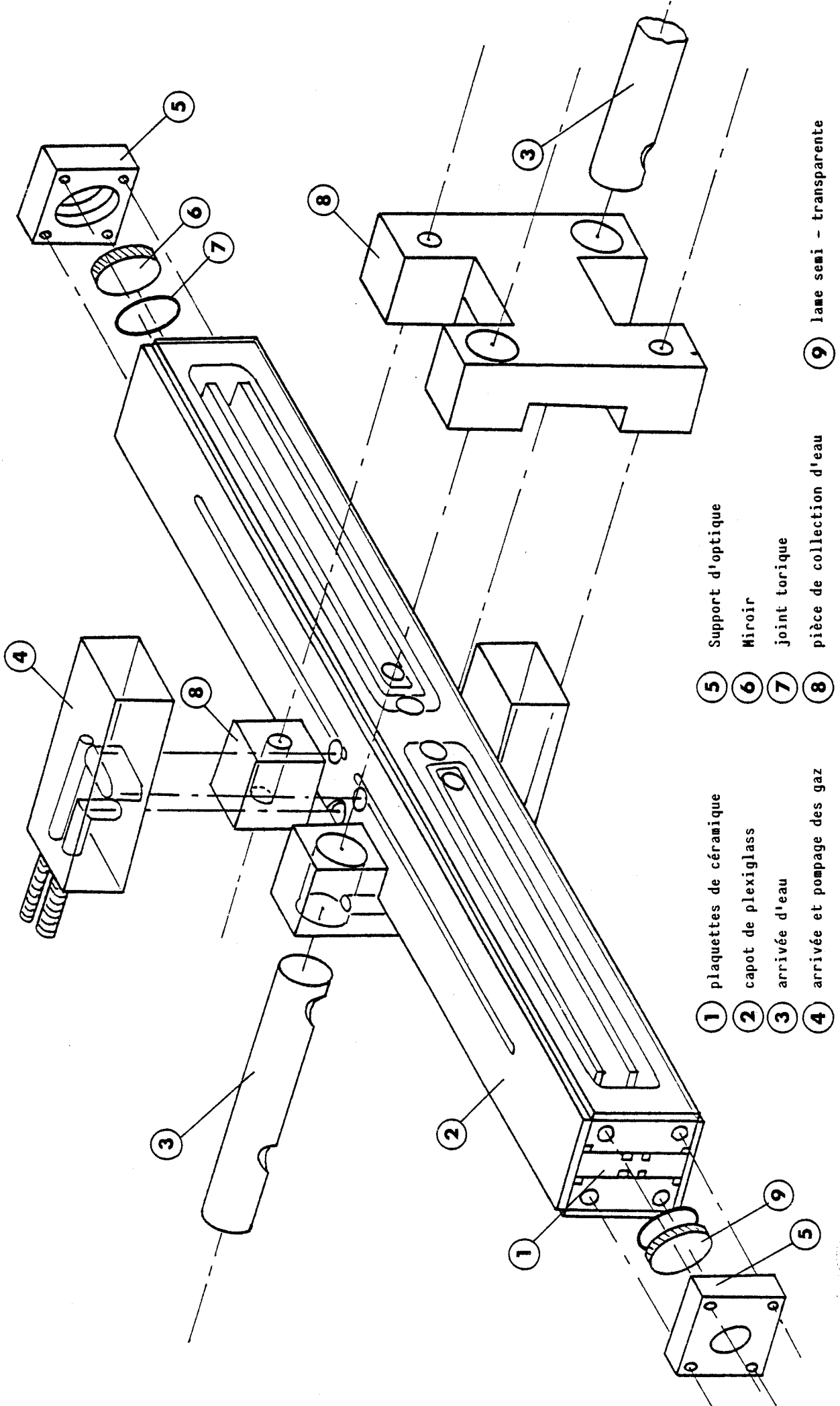


Figure III.6. : Dessin des trois pièces composant le guide - d'onde.





- ① plaquettes de céramique
- ② capot de plexiglass
- ③ arrivée d'eau
- ④ arrivée et pompage des gaz
- ⑤ Support d'optique
- ⑥ Miroir
- ⑦ joint torique
- ⑧ pièce de collection d'eau
- ⑨ lame semi - transparente

Figure III.7. : Schéma d'assemblage du laser.



Les orifices de pompage de gaz, situés au centre des deux pièces latérales, sont communs à deux canaux ; deux électrodes cylindriques creuses en cuivre y sont insérées.

Les trois pièces ont été collées à la colle cyanoacrylate. Des capots de plexiglass, percés en plusieurs endroits pour permettre les alimentations, ont également été collés sur toutes les faces latérales du barreau.

Toutes les pièces nécessaires à la connection des gaines de gaz et d'eau de refroidissement sont rassemblées au milieu du guide.

Cette tête laser a des dimensions finales de 23 x 26 x 270 mm et une longueur active de 24,8 cm par canal (figure III.7).

Les essais de ce prototype nous ont confronté à plusieurs problèmes :

- Une fuite de courant, imputable à une microfissure dans une des pièces latérales, a été détectée via le circuit de refroidissement. Néanmoins, cette fissure, causée lors de l'usinage, a pu être colmatée.

- La longueur et la section de chacune des cavités amplificatrices rendaient les tensions d'amorçage élevées (environ 13 kV) pour un mélange courant  $\text{CO}_2$  : 1,  $\text{N}_2$  : 1,  $\text{H}_e$  : 8 et une pression moyenne de 100 torrs.

- Enfin, les décharges ne s'allumaient pas toutes à la fois et on distinguait des arcs parasites entre les anodes par les extrémités du laser.

Ce comportement s'explique par la proximité des anodes des extrémités des canaux. En effet, sitôt que la décharge de plus faible impédance s'allume, l'anode correspondante se retrouve à un potentiel ( $U = RI$ ) élevé, ce qui suffit à amorcer un arc parasite vers une anode située à la même extrémité du laser (figure III.8). Cette seconde électrode voit donc son potentiel augmenter ; ce qui interdit l'amorçage de la décharge.

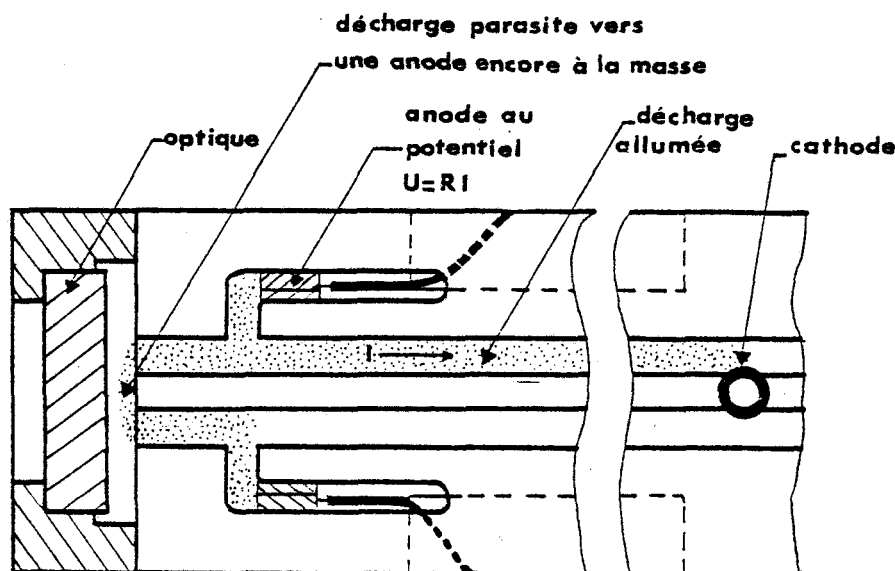


Figure III.8. : Schéma de décharges parasites entre deux anodes situées à une même extrémité du guide - d'onde.

Malgré diverses tentatives tendant à allonger le trajet des décharges externes avec des pièces rapportées, il nous a été impossible d'obtenir un amorçage correct de tous les canaux, les arcs se produisant alors à l'intérieur du laser par les rainures d'amenée de gaz.

Finalement, nous n'avons pu faire fonctionner ce laser que sur un seul canal. Une puissance maximale de 6,2 Watts a été obtenue pour un courant total de 14 mA (7 mA par décharge) et un mélange dans le rapport :  $\text{CO}_2$  : 1,  $\text{N}_2$  : 1,  $\text{H}_e$  : 3 à une pression moyenne de 90 torrs, (tension d'alimentation de 13 kV).

Le faisceau de sortie était parfaitement uniforme et caractéristique du mode  $\text{EH}_{11}$  (ou  $\text{HE}_{11}$ ).

#### b) Modifications apportées

Compte tenu de ces résultats, un deuxième guide a été construit en apportant les modifications suivantes :

- le laser comprend cinq pièces au lieu de trois. Les canaux sont toujours réalisés par juxtaposition de trois plaquettes de BN mais le circuit de refroidissement est composé de deux réservoirs en aluminium situés de part et d'autre de ce premier assemblage (figure III.9). Ces réservoirs sont vissés entre eux et l'étanchéité réalisée par une colle silicone souple.

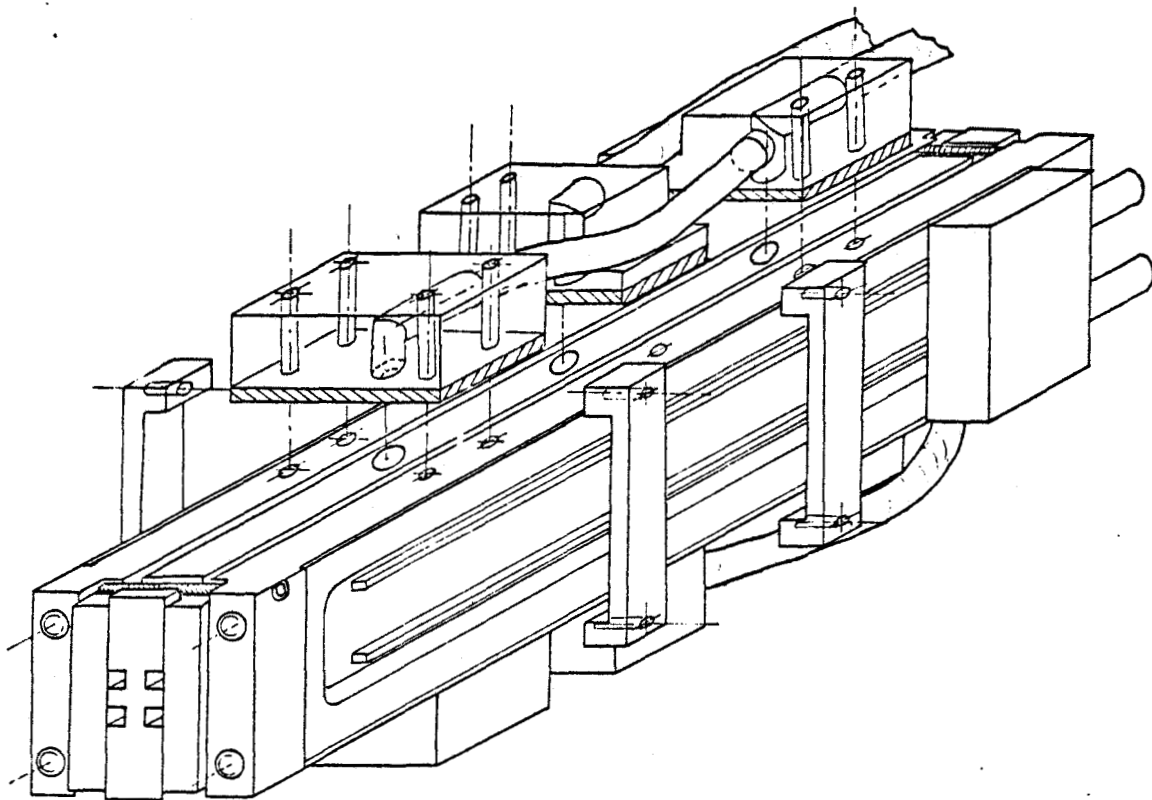


Figure III.9. : Principe de l'assemblage du deuxième prototype.

- Les dimensions des guides carrés sont portées à 2 x 2 mm pour diminuer l'impédance des décharges.

- La longueur active de chacun des canaux est ramenée à 21 cm, ce qui permet d'augmenter la distance entre une extrémité du laser et l'anode la plus proche de 19 mm.

- Les arrivées et les sorties de gaz s'effectuent toutes sur la plaquette centrale et les rainures d'alimentation sont remplacées par deux trous oblongs.

- Les pièces d'admission et de pompage des gaz sont vissées sur les réservoirs métalliques et l'étanchéité assurée par des joints plats en silicone (figure III.10).

- Enfin, toutes les arrivées de gaines sur la "tête laser" ont été ramenées à l'arrière du guide pour augmenter sa maniabilité.

### c) Résultats expérimentaux obtenus

#### α) L'allumage des décharges

L'allumage des huit décharges s'est avéré correct pour des pressions moyennes de 50 à 150 torrs du mélange  $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{H}_e$ . Les dé-

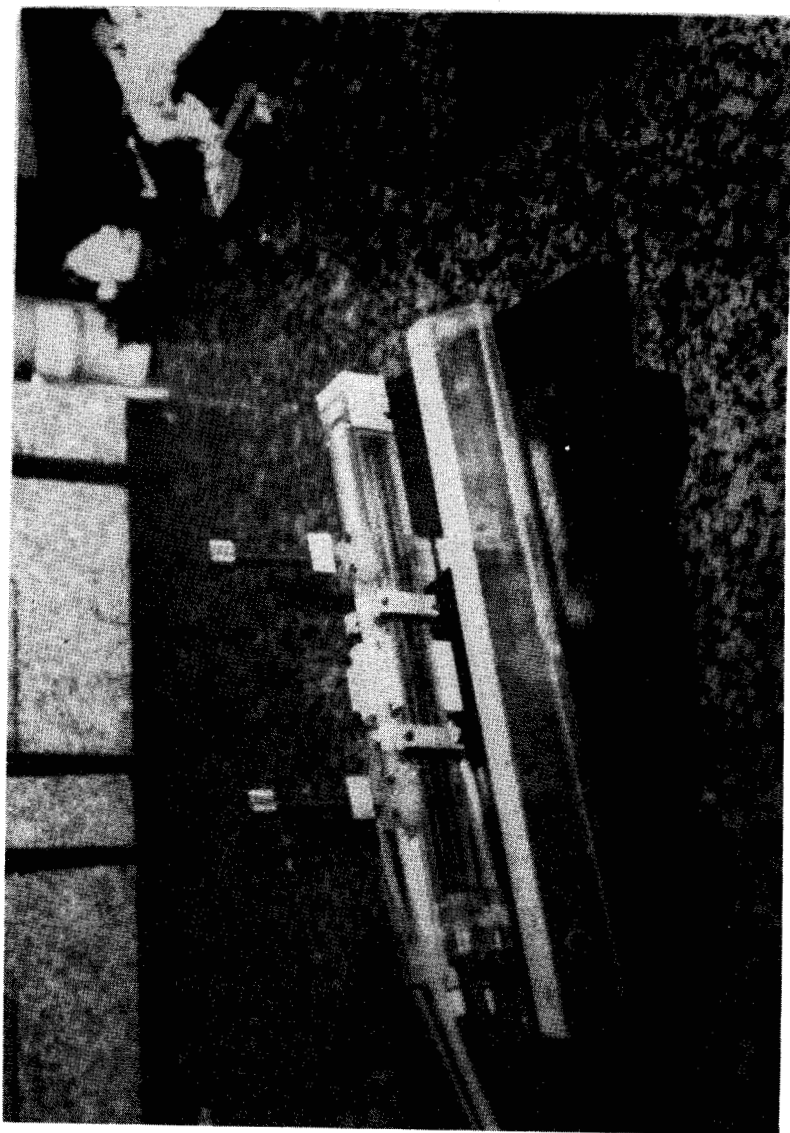


Figure III 10 : Prototype n° 2





charges parasites ont disparu et la tension d'amorçage est de 10 kV pour une pression moyenne de 100 torrs et un mélange  $\text{CO}_2 : 1 ; \text{N}_2 : 1,6 ; \text{H}_e : 9$ .

### β) Puissance de sortie

#### Puissance d'un seul canal

La caractéristique  $I = f(V_d)$  pour une seule décharge est donnée sur la figure III.11, pour un mélange  $\text{CO}_2 : 1 ; \text{N}_2 : 1,6 ; \text{H}_e : 9$  ; à la pression moyenne de 109 torrs. La valeur des résistances ballast a été portée à 792 k $\Omega$  pour pouvoir tracer la courbe sur un plus grand domaine de variation de l'intensité.

Le point de fonctionnement du laser est donné par l'intersection de la courbe  $I = f(V_d)$  avec la droite de pente  $1/R$  passant par la tension d'alimentation correspondante.

La diminution du potentiel aux bornes de la décharge en fonction de l'intensité du courant est caractéristique de la résistance négative du laser. La différence de pression entre l'entrée et la sortie du laser, mesurée au niveau des boîtes de séparation, est de 92 torrs. Cette valeur élevée, représentative du débit, s'explique en partie par les pertes de charge importantes des gaines d'amenée et de pompage des gaz.

Cette caractéristique courant - tension est identique pour les différentes décharges du fait de la symétrie de construction.

Au voisinage de l'optimum de puissance, la courbe  $P = f(I)$ , (figure III.12) montre une cassure due à un changement de raie d'émission.

Les puissances maximales atteintes pour un seul canal sont respectivement de 9 W ; 9,5 W ; 9,2 W et 6,5 Watts pour des coefficients de transmission de l'optique semi - transparente de 10 ; 15 ; 20 et 30 %. Les courants optimaux varient de 8 à 10 mA par décharge pour une pression moyenne de 90 à 110 torrs.

Le mélange gazeux optimal varie très faiblement autour de la valeur  $\text{CO}_2 : 1 ; \text{N}_2 : 1,6 ; \text{H}_e : 9$ . La forte proportion d'hélium s'explique en partie par la nécessité d'un bon refroidissement du mélange aux valeurs de courant employées.

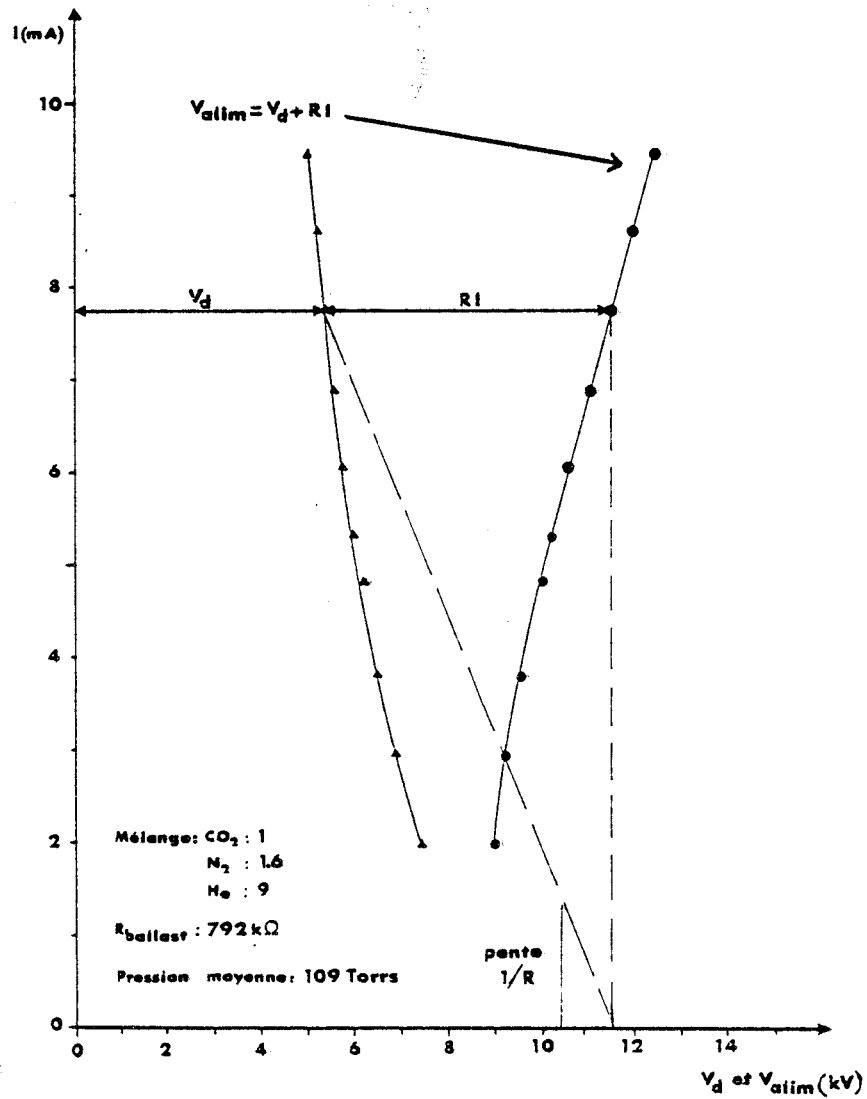


Figure III.11. : Caractéristique courant - tension pour une seule décharge du prototype n° 2.

$V_{\text{alim}}$  : tension d'alimentation

$V_d$  : tension aux bornes de la décharge.

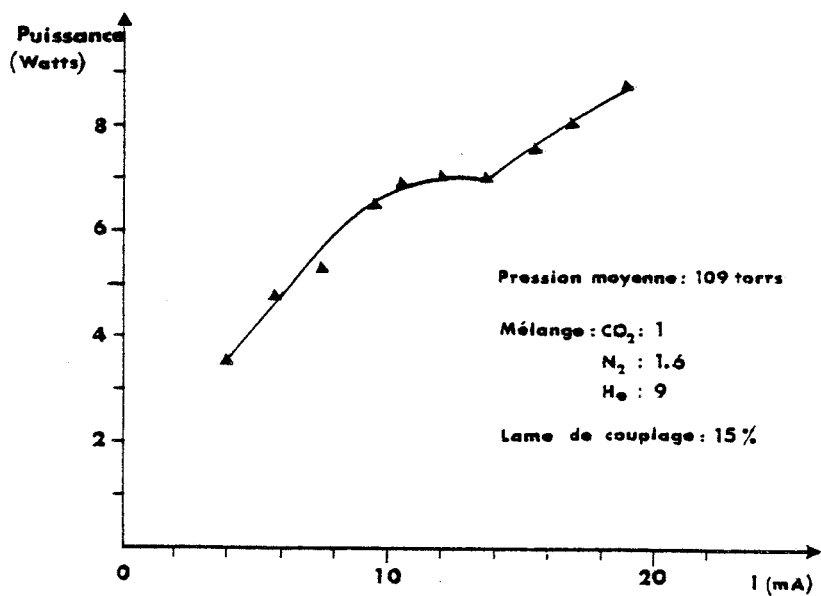


Figure III.12. : Puissance de sortie d'un canal en fonction du débit de courant total (2 décharges).



### Puissance totale du guide

Lorsque les huit décharges sont amorcées, la puissance maximale du guide - d'onde est de 32 Watts avec le mélange gazeux précédent, un courant total de 69 mA et une pression moyenne de 90 torrs.

Cette puissance est légèrement inférieure aux résultats attendus mais peut être imputée à un échauffement plus important des parois ainsi qu'à un possible dérèglement optique d'un canal par rapport à un autre (planéité des optiques, déformation).

### γ) Modes et raies d'émission

Les modes d'émission de ce laser évoluent en fonction du débit d'eau de refroidissement, de l'intensité du courant et du débit gazeux. On note une prédominance des modes d'ordres supérieurs tels que les modes  $HE_{21}$  et  $HE_{22}$  alors que le mode fondamental ( $HE_{11}$  ou  $EH_{11}$ ) est très difficile à obtenir. Ce type de fonctionnement peut s'expliquer par un gain plus important au niveau des parois froides du guide, ce qui favorise les modes dont les maximums d'intensité sont plus proches de ces parois.

L'étude des raies d'émission montre que chaque canal "émet" sur une seule raie à la fois mais que cette émission "saute" d'une raie vers une autre en fonction des paramètres précédents.

Nous avons ainsi dénombré neuf raies différentes entre la  $P_{12}$  et la  $P_{28}$  (bande à  $10,4 \mu\text{m}$ ) avec une prédominance des raies  $P_{20}$ ,  $P_{22}$ ,  $P_{24}$  et  $P_{28}$ . Les sauts sont particulièrement sensibles au débit d'eau (pour des variations de 30 à 70 l/h) ; ce qui laisse supposer une déformation de la cavité ou des réservoirs métalliques sur lesquels sont fixés les supports d'optiques.

Pour pallier à cette dernière éventualité, les miroirs ont été directement collés sur la céramique aux extrémités du guide. Un soin particulier a été apporté au polissage des faces extrêmes du laser pour conserver un bon alignement et un écart de longueur minimal entre les canaux. Bien que la puissance de sortie soit demeurée inchangée (32 Watts), cette modification n'a pas supprimé le fonctionnement multi-mode et multi-raies du laser.

d) Stabilité du guide - d'onde

- Après une vingtaine d'heures de fonctionnement, du noir de carbone est apparu dans les gaines de pompage. Le démontage du laser a permis de déceler l'origine de ces particules qui provenaient de la combustion des gaines d'isolement électrique de téflon proches de l'orifice de pompage. L'important débit d'aspiration ne permettait pas de refroidir suffisamment les gaz chauds, ce qui avait entraîné une élévation de température principalement localisée au voisinage de l'électrode haute - tension. L'inversion entre l'arrivée et le pompage des gaz (ce qui augmente la surface de parois froides avant la sortie des gaz du laser) nous a permis d'y remédier.

- La variation de la puissance d'émission de ce guide est de 4 % pour un fonctionnement continu de huit heures. La manipulation du laser ne perturbe pas la puissance de sortie.

Le principal inconvénient de ce guide est lié aux nombreuses pièces d'alimentation qui sont collées sur la longueur du barreau et qui le rendent peu pratique à la manipulation. Cette réalisation nous a cependant montré qu'il était possible d'obtenir des puissances élevées avec un laser multicanaux.

2) La structure finale du guide multicanaux

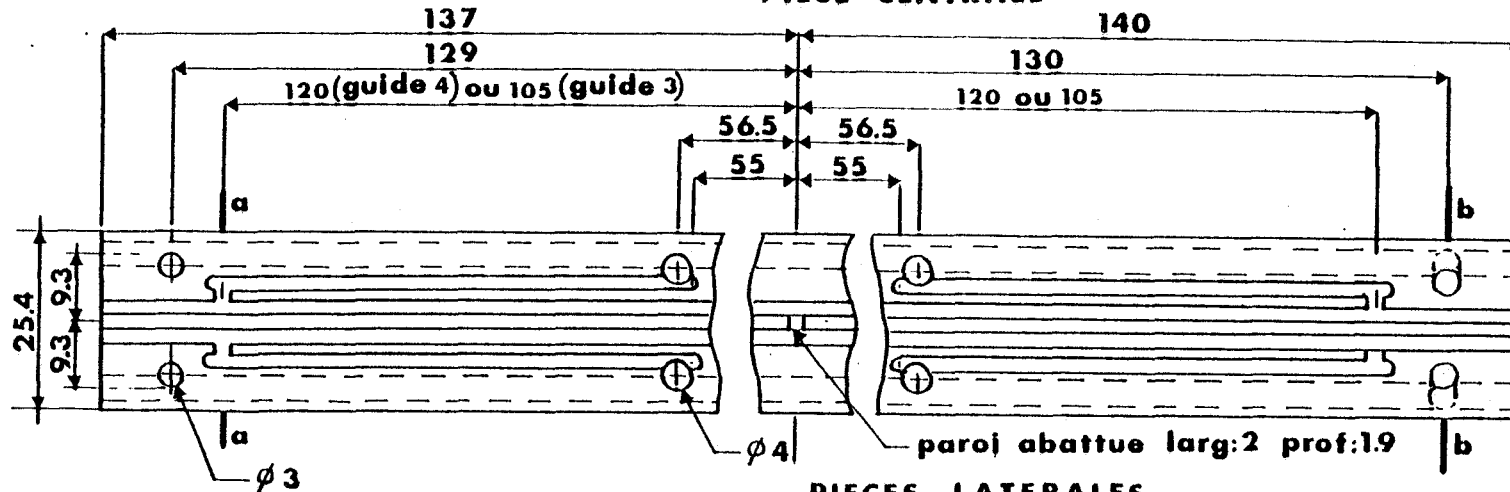
En vue d'augmenter la maniabilité du guide, nous avons mis au point une nouvelle "tête laser" dans laquelle les distributions de gaz sont intégrées dans les pièces de céramique. Nous avons construit deux exemplaires de ce guide - d'onde qui se différencient uniquement par leur longueur de décharge active et leur usinage.

a) Description

- La "tête laser" est de nouveau composée de trois pièces de nitrure de bore (figure III.13) qui comportent quatre canaux amplificateurs de 2 mm de côté.

- Les plaquettes latérales sont percées dans le sens longitudinal pour former le circuit de refroidissement. L'intérieur de ces trous est imperméabilisé au moyen d'un enduit silicone pour éviter l'humidification éventuelle de la céramique. Le pompage des gaz s'effectue dans un trou

PIECE CENTRALE



PIECES LATERALES

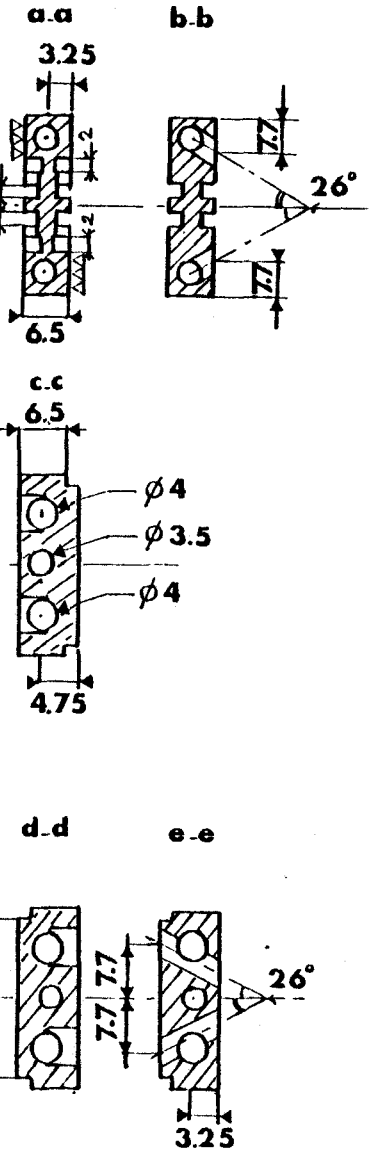
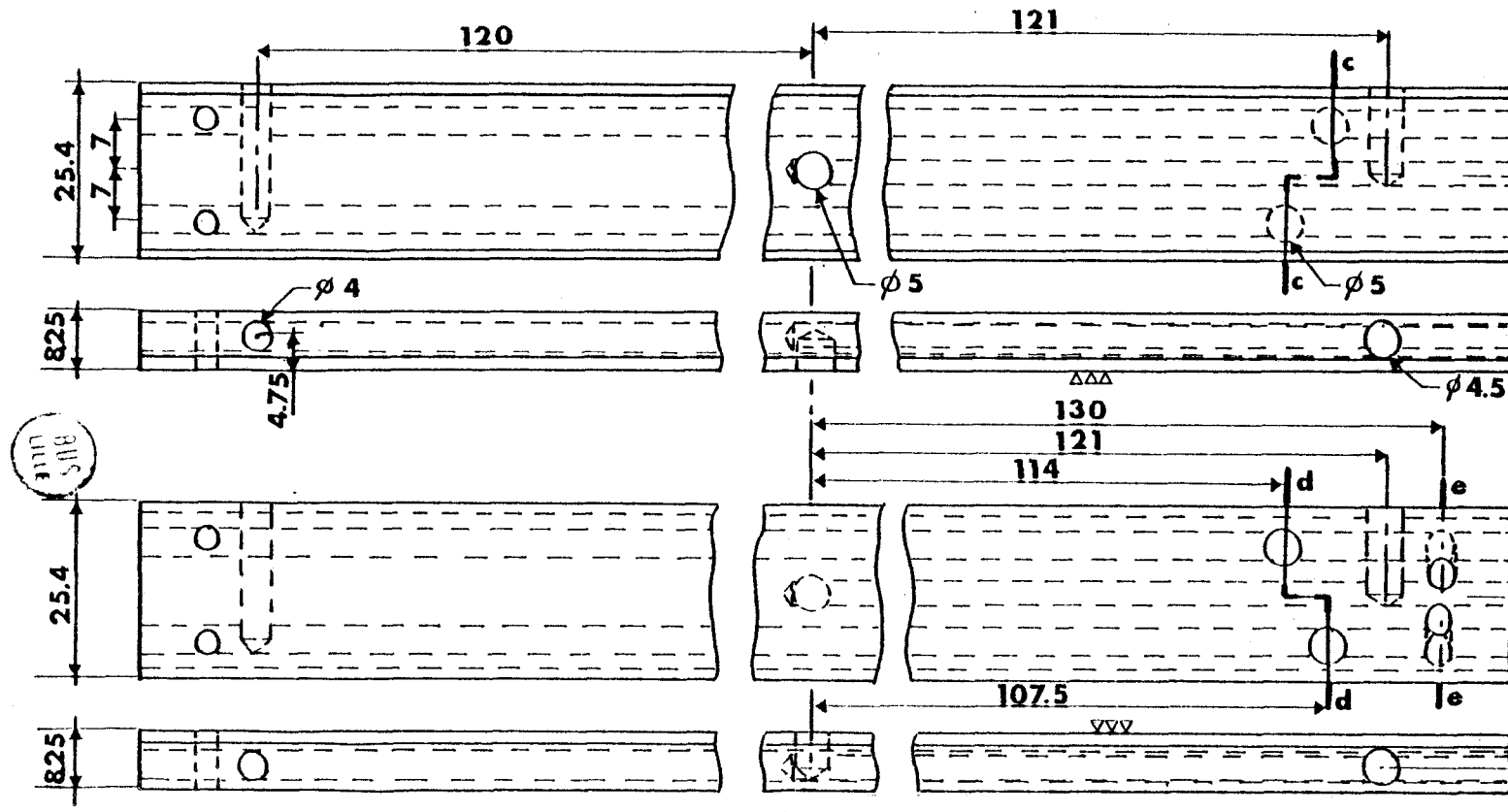


Figure III.13. : Dessin des trois pièces des guides 3 et 4.

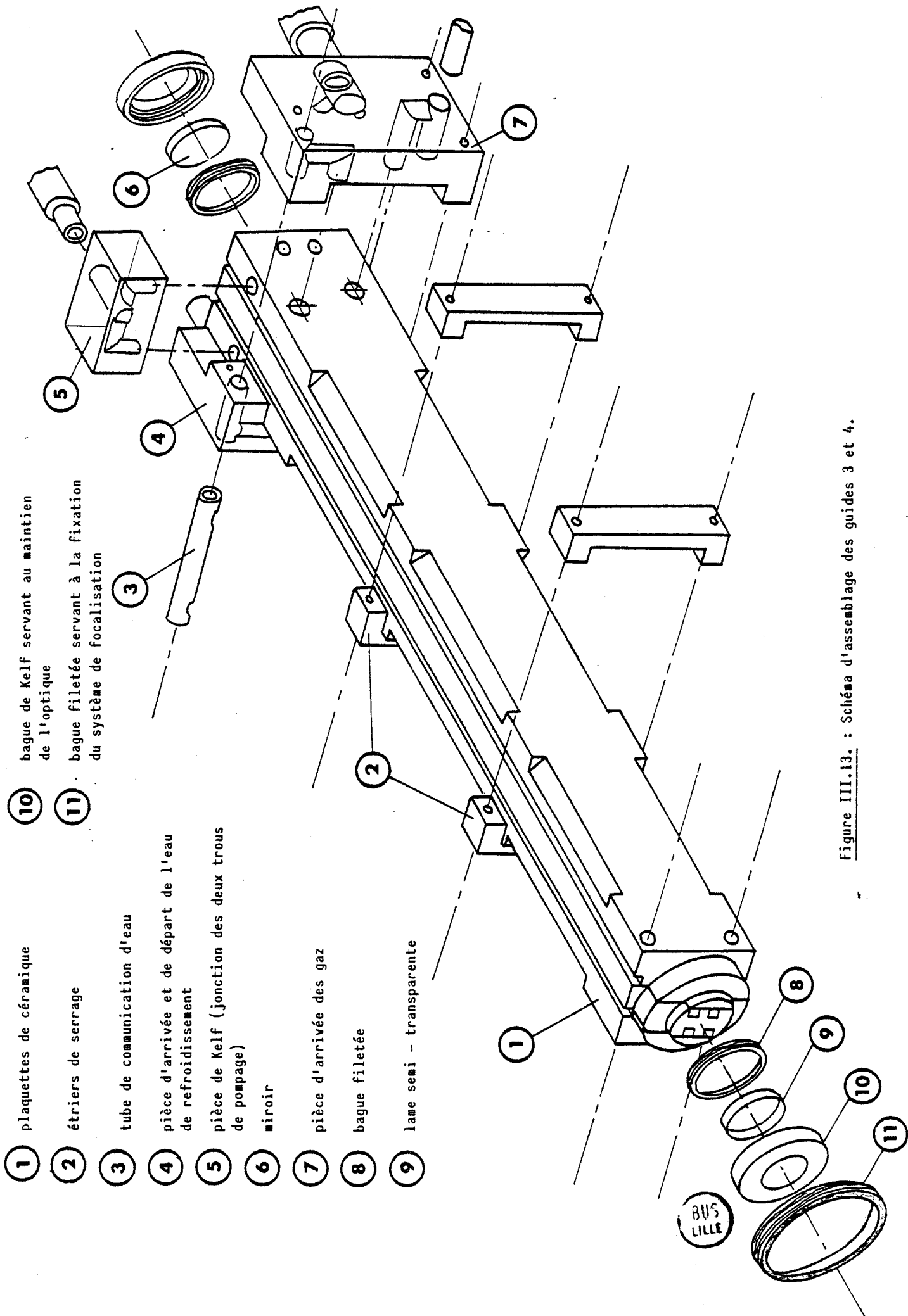


Figure III.13. : Schéma d'assemblage des guides 3 et 4.

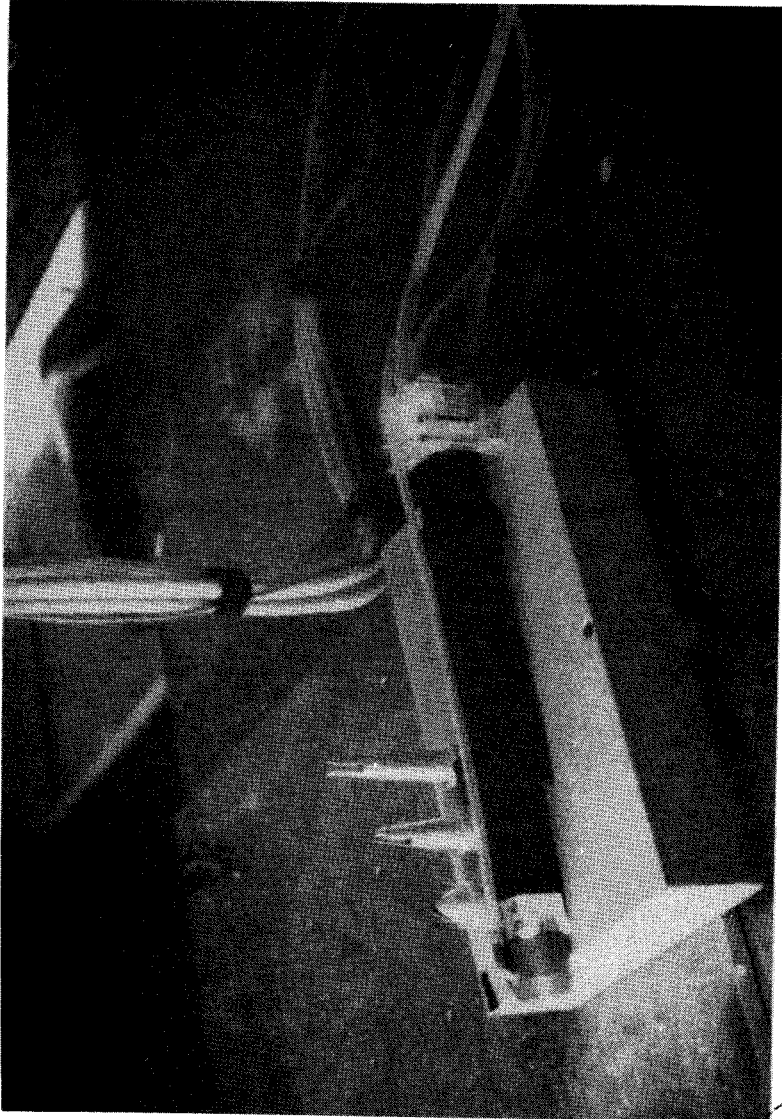


Figure III 14 : Prototype n° 3



longitudinal sur la moitié de la longueur de ces pièces pour permettre un contact prolongé des gaz chauds avec la céramique.

- L'alimentation gazeuse a lieu dans la pièce centrale par deux trous longitudinaux en liaison avec les rainures supportant les électrodes.

- Le barreau est maintenu assemblé par deux vis dans sa partie avant et deux étriers dans sa partie médiane. L'étanchéité de l'ensemble est, là encore, réalisée avec une colle silicone.

- Les extrémités du laser sont tournées après assemblage pour recevoir des bagues filetées destinées à la fixation des systèmes de focalisation et de maintien des optiques. Ces faces sont polies pour permettre le collage des optiques et perpendiculaires à l'axe des guides à  $2 \cdot 10^{-4}$  radian près.

- Deux pièces de plexiglas servent à l'alimentation en eau et en mélange gazeux et une pièce de Kel-f rassemble les deux orifices de pompage. Toutes ces pièces sont collées à l'arrière du barreau.

- Deux gaines de silicone servent à l'alimentation en mélange gazeux et au pompage.

Le laser a un encombrement final de 23 x 25,4 x 277 mm mais ne comporte aucune pièce rapportée sur les  $3/4$  de sa partie avant. (figure III.14.).

La longueur active totale est respectivement de 84 cm (21 cm par canal) et de 96 cm (24 cm par canal) pour les deux exemplaires que nous avons numérotés guide n° 3 et guide n° 4.

## b) Résultats expérimentaux

### α) Caractéristiques courant - tension

La figure (III.15) donne l'évolution de l'intensité du courant dans une décharge du laser n° 3 en fonction de la tension  $V_d$  aux bornes de cette décharge, pour différentes pressions moyennes. La différence de pression entre l'entrée et la sortie du guide est maintenue à 60 torrs. On remarque l'augmentation de l'impédance du gaz avec la pression ainsi que celle des tensions d'amorçage. Les courbes sont tronquées au-dessous de 4 mA car la valeur des résistances ballast ne permet plus de stabiliser la décharge.



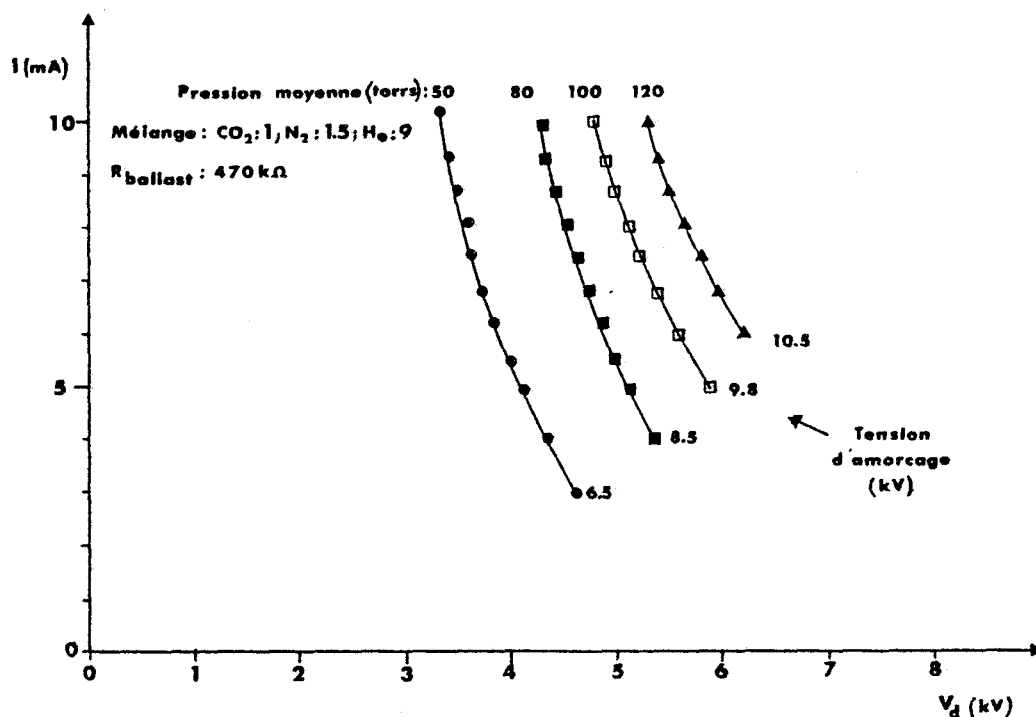


Figure III.15. : Caractéristique courant - tension d'une décharge du laser n° 3 pour plusieurs pressions moyennes (différence de pression amont - aval de 60 torrs).

### β) Puissance de sortie

Les puissances de sortie de ces deux lasers sont supérieures à celles du précédent prototype.

Ainsi, avec un mélange gazeux  $\text{CO}_2 : 1 ; \text{N}_2 : 1,5 ; \text{He} : 9$  ; et des optiques en Zn Se de coefficients de réflexion 99 et 85 % le guide n° 3 a atteint une puissance de 35 Watts ( $> 0,41 \text{ W/cm}$ ) pour une pression moyenne de 90 torrs et une différence de pression amont - aval de 120 torrs. Le courant total est maintenu à 70 mA (soit 8,75 mA par décharge) et le débit d'eau de refroidissement ( $T = 15^\circ\text{C}$ ) à 50  $\ell/\text{h}$ . La différence de potentiel aux bornes de chaque décharge est alors de 4,65 kV et le rendement de 10,7 %.

La puissance maximale obtenue avec le guide n° 4 est de 40 Watts ( $> 0,41 \text{ W/cm}$ ) pour un mélange  $\text{CO}_2 : 1 ; \text{N}_2 : 1,3 ; \text{He} : 12$  ; à une pression moyenne de 90 torrs. La différence de pression amont - aval est alors de 140 torrs et le courant total de 65 mA ( $\sim 8 \text{ mA/décharge}$ ). Le rendement inférieur au cas précédent, est de 9 %.

c) Etude expérimentale de quelques paramètres influant sur la puissance de sortie

Chaque paramètre est étudié simultanément pour les guides 3 et 4. Sauf spécification, le mélange gazeux utilisé est toujours dans le rapport :  $\text{CO}_2$  : 1 ;  $\text{N}_2$  : 1,5 ;  $\text{H}_e$  : 9.

α) Effet de la pression moyenne et du débit gazeux

Les courbes III.16 et III.17 représentent la puissance de sortie des deux lasers en fonction de la pression moyenne pour plusieurs différences de pressions entre l'entrée et la sortie du guide (plusieurs débits), dans tous les cas, l'intensité totale du courant est maintenue à 60 mA (7,5 mA par décharge).

On peut noter la forte augmentation de la puissance avec le débit (20 à 34 W pour le guide 3) et le déplacement du maximum des courbes vers des pressions moyennes plus élevées. La pression optimale ne varie cependant que faiblement entre 80 et 100 torrs.

Les courbes du guide 4 ont même allure générale que celles du guide 3 mais la puissance de sortie est supérieure de 10 % environ aux forts débits gazeux. Cette augmentation est proportionnellement inférieure à la variation de longueur de décharge active à cause du positionnement des anodes de ce laser. En effet, elles sont situées 1 cm en retrait dans les rainures d'arrivée de gaz, ce qui provoque un échauffement du mélange gazeux avant son entrée dans le canal amplificateur.

β) Intensité de courant et rendement

L'effet de l'intensité du courant sur la puissance de sortie a été étudié pour deux débits gazeux différents. La figure III.18 se rapporte à une différence de pression amont - aval de 100 torrs et la figure III.19 à une différence de 40 torrs. Le domaine de variation de l'intensité a été limité de 45 à 80 mA à cause de l'instabilité des décharges au-dessous de 45 mA.

L'optimum de pression moyenne se situe toujours entre 80 et 100 torrs.

- Aux forts débits gazeux et aux pressions optimales, l'intensité du courant total (de 45 à 80 mA pour les huit décharges) n'a que peu d'influence sur la puissance de sortie du laser.

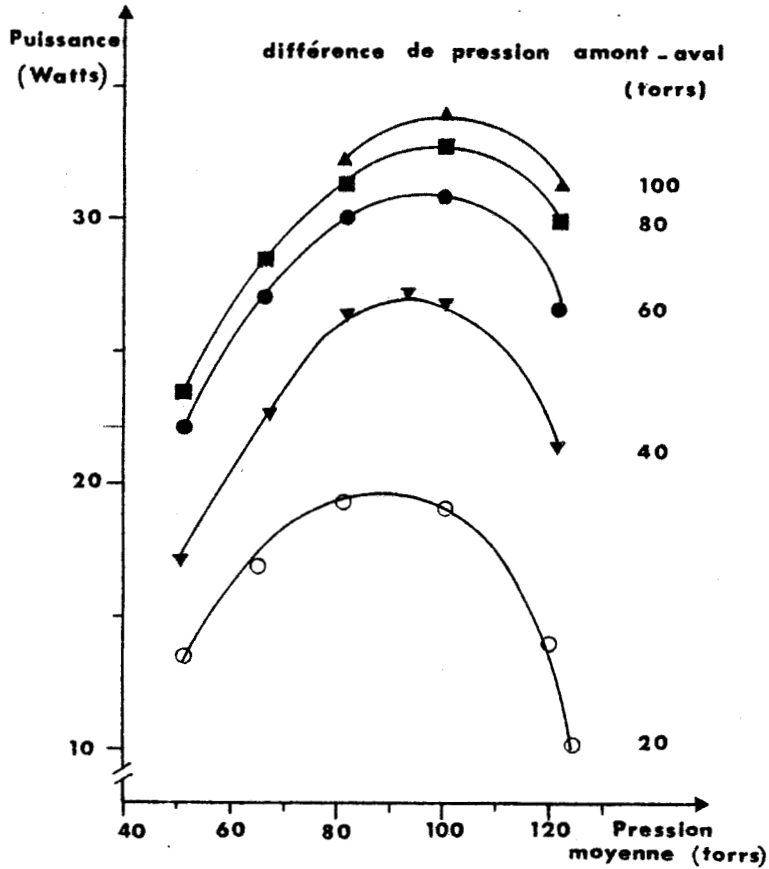


Figure III.16. :  
 Guide n° 3 lon-  
 gueur active : 84 cm  
 Débit de courant  
 total : 60 mA.  
 (7,5 mA par décharge).

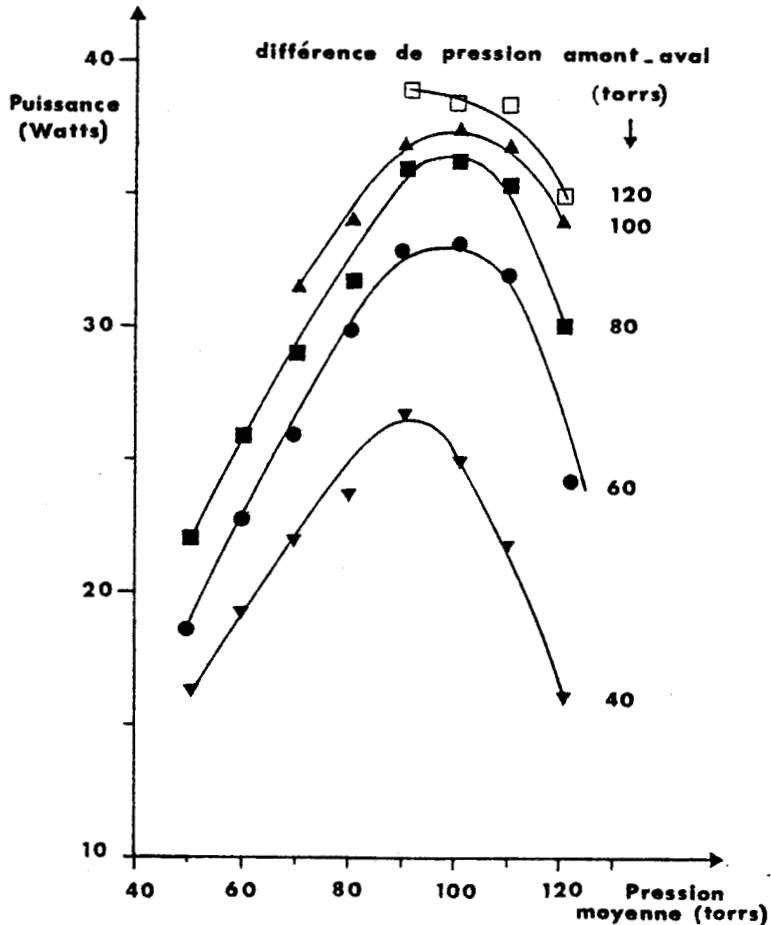
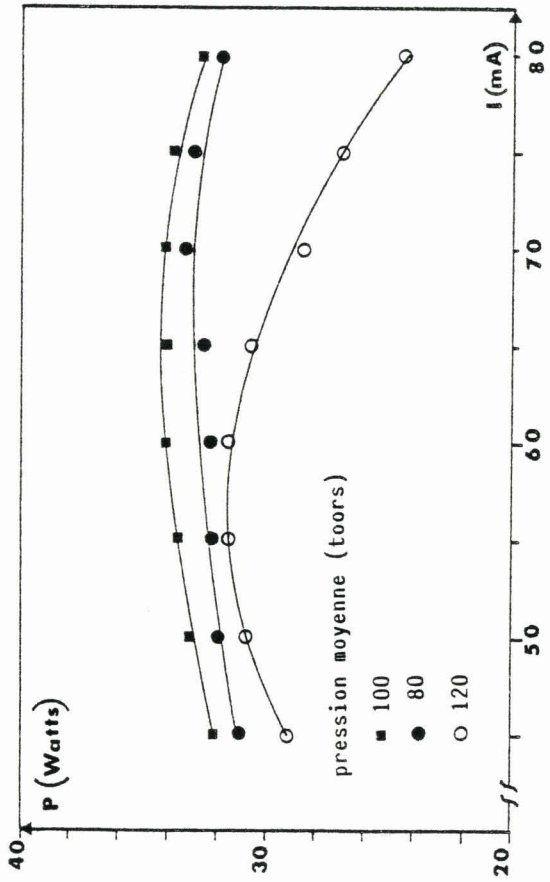


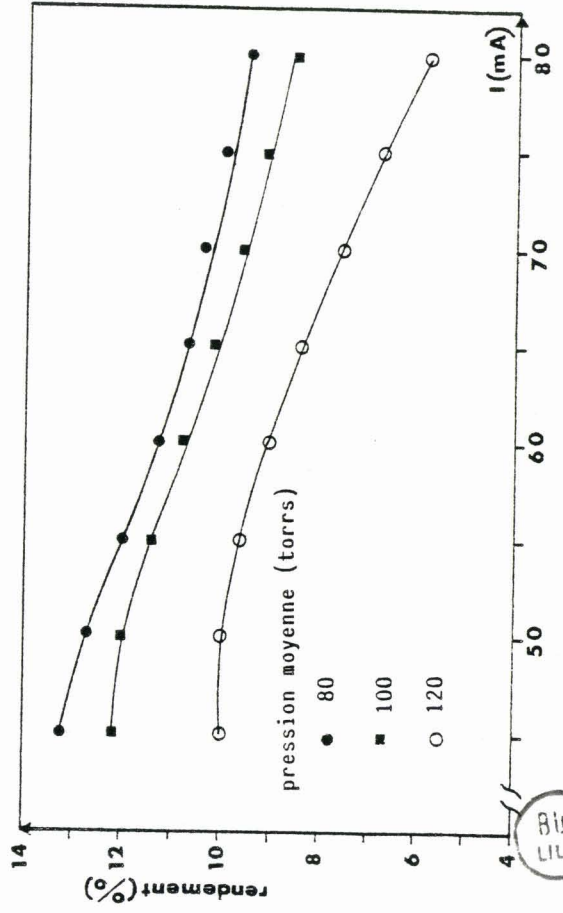
Figure III.17. :  
 Guide n° 4  
 Longueur active :  
 96 cm.  
 Débit de courant  
 total : 60 mA.  
 (7,5 mA par décharge).



Effet de la pression moyenne et du débit gazeux sur la puissance de sortie.



Guide n° 3



Guide n° 4

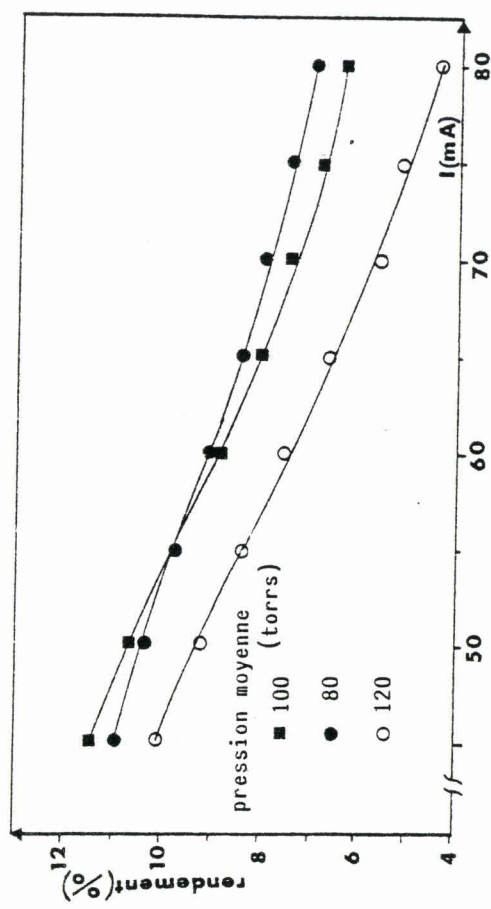
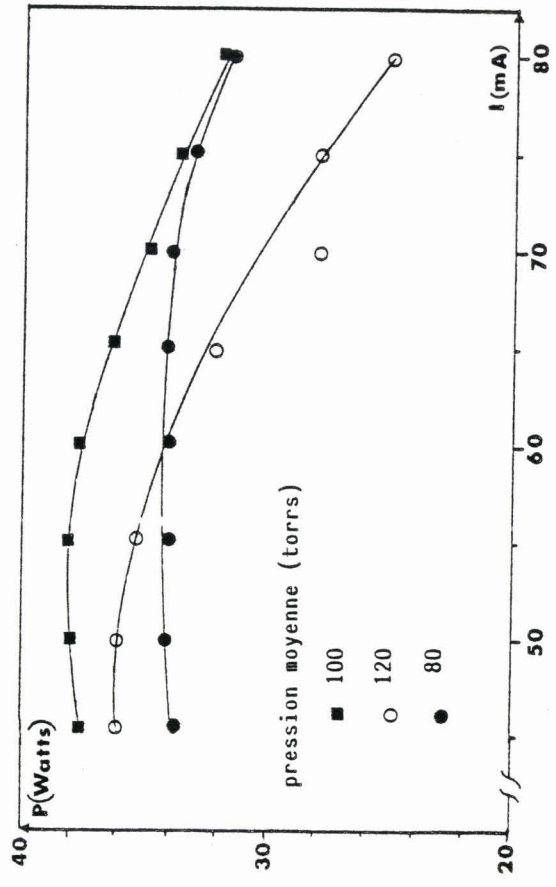
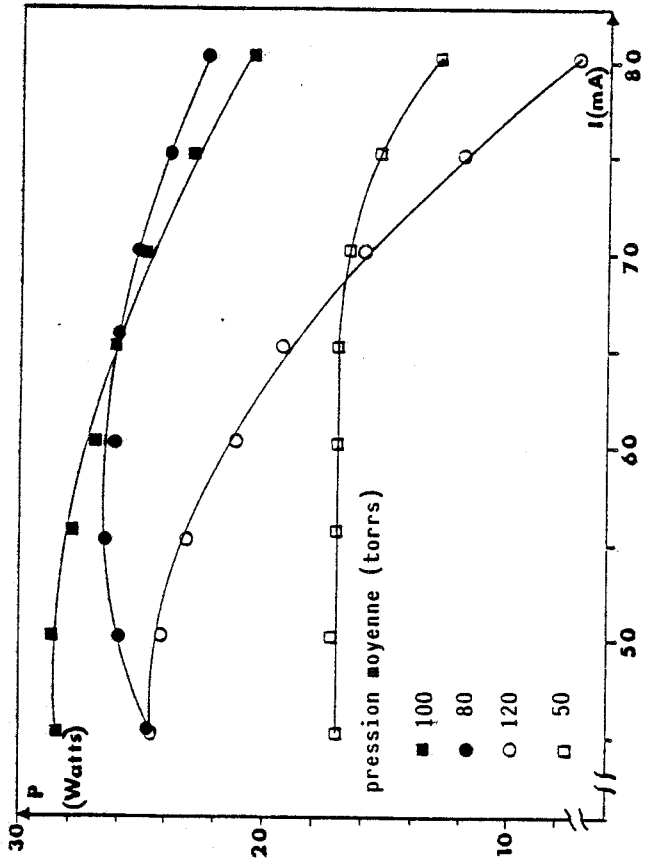


Figure III.18. : Effet de l'intensité du courant total sur la puissance de sortie et sur le rendement des guides 3 et 4 : différence de pression amont - aval : 100 Torr.



Guide n° 3

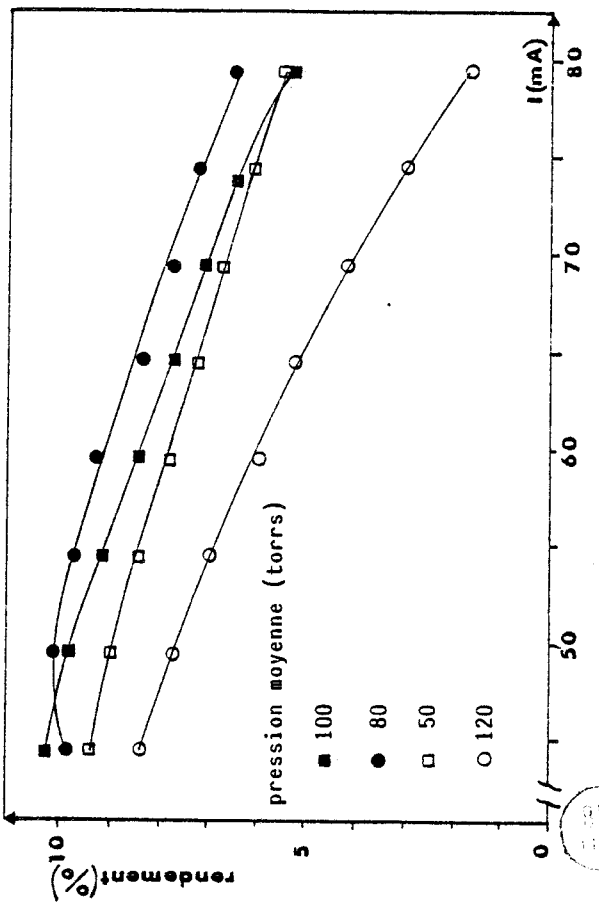
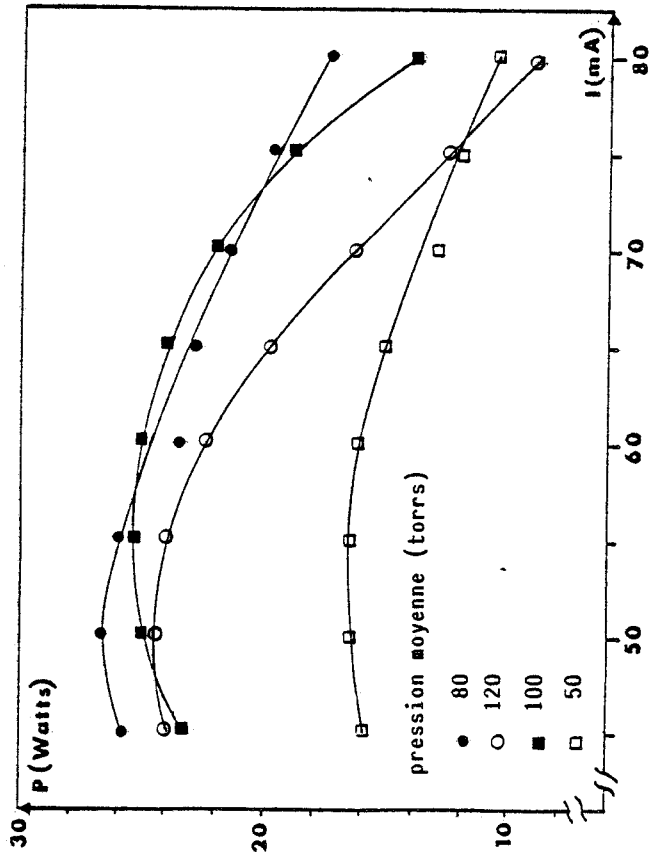
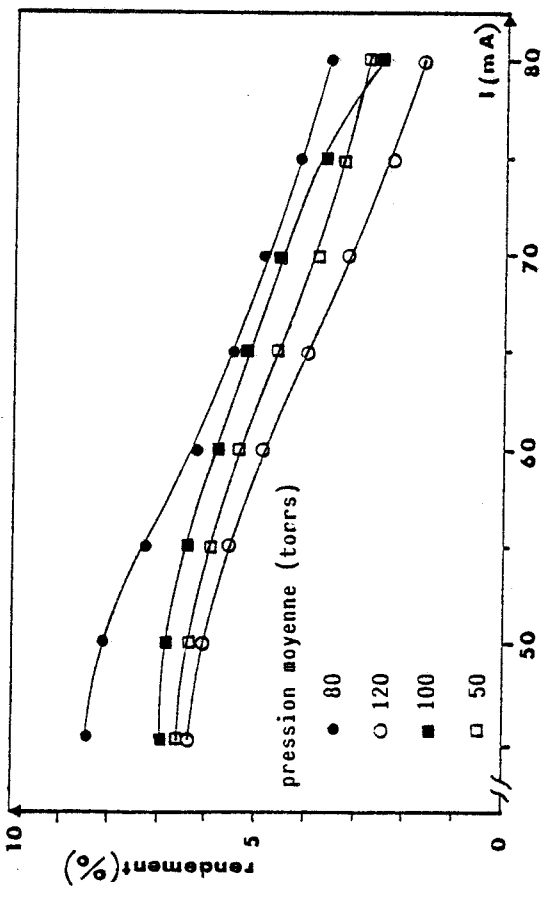


Figure III.19. : Effet de l'intensité du courant total sur la puissance de sortie et sur le rendement des guides 3 et 4 : différence de pression amont - aval (40 torr).



Guide n° 4



- Pour un écoulement plus faible, on observe un déplacement des maximums de puissance vers des courants inférieurs à 60 mA. Les performances du guide n° 4 diminuent alors plus rapidement que celles du guide n° 3.

- Les rendements électriques décroissent quand l'intensité augmente et sont maximaux à la pression moyenne de 80 torrs.

- Le rendement du guide le plus court (n° 3) est toujours supérieur à celui du guide n° 4 quels que soient l'intensité du courant et le débit gazeux. Cette caractéristique s'explique également par le positionnement des anodes.

### γ) Effet de la pression partielle d'Hélium

La pression partielle d'hélium dans le mélange gazeux a été modifiée tout en gardant le rapport  $P_{CO_2}/P_{N_2}$  constant. La courbe III.20 montre l'évolution de la puissance de sortie du guide n° 4 en fonction de l'intensité totale du courant dans les huit décharges pour plusieurs rapports  $P_{He}/P_{CO_2}$ . Tous les autres paramètres (pression moyenne du mélange, débit gazeux et débit d'eau de refroidissement) sont maintenus constants.

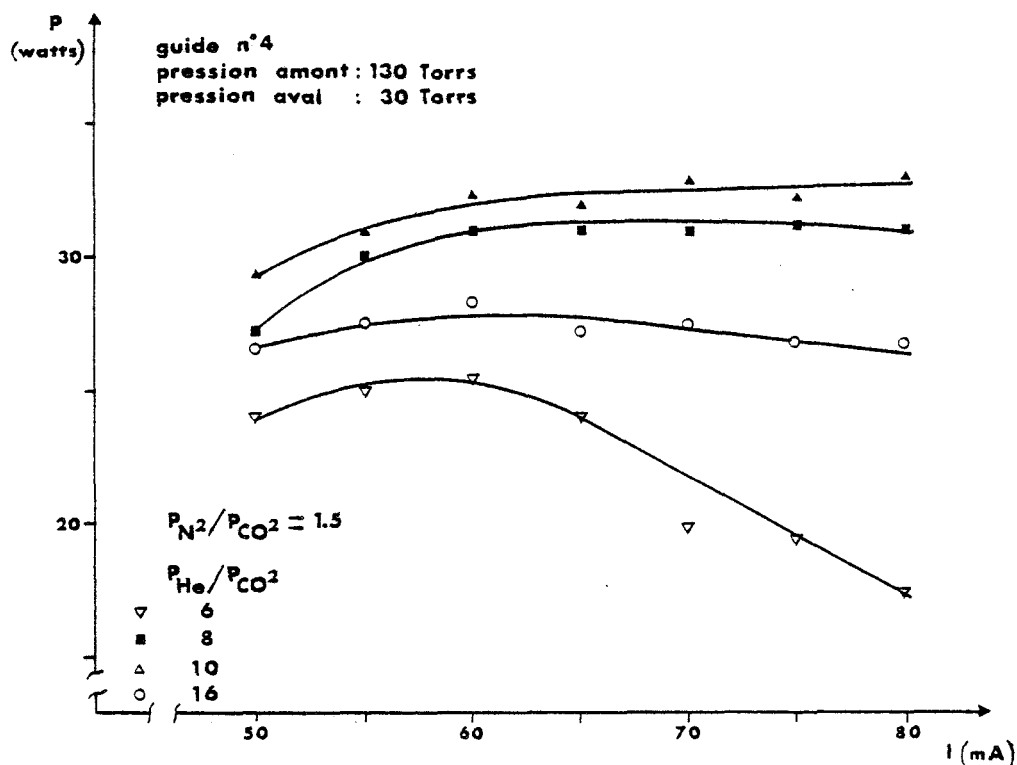


Figure III.20. : Effet de la pression partielle d'hélium dans le mélange gazeux sur la puissance de sortie du laser.

Pour les faibles concentrations d'hélium, on observe une chute de la puissance de sortie due au réchauffement des décharges (diminution de la conductibilité thermique du mélange gazeux).

La courbe s'aplanit aux fortes intensités de courant pour les meilleurs rapports ( $P_{\text{CO}_2} - P_{\text{N}_2} - P_{\text{He}}$ ) de 1 - 1,5 - 8 et 1 - 1,5 - 10 tandis qu'elle diminue pour les fortes concentrations d'hélium à cause de la baisse relative de la pression partielle de  $\text{CO}_2$ .

#### d) Modes des différentes cavités

L'évolution des modes des différentes cavités est identique pour les guides longs et courts.

Jusqu'à une pression moyenne de 50 torrs les modes de tous les canaux sont parfaitement uniformes et ont une répartition caractéristique du mode  $\text{HE}_{11}$  (ou  $\text{EH}_{11}$ ) ; au-delà de cette valeur, chacun des canaux émet sur un mode d'ordre supérieur. La figure III.21 montre la répartition d'intensité des quatre canaux du guide n° 4 à une pression moyenne de 100 torrs. On peut remarquer la prédominance du mode  $\text{HE}_{22}$  (ou  $\text{EH}_{22}$ ) sur deux canaux.

Cette répartition est indépendante du refroidissement, de l'intensité de courant dans les décharges et des optiques utilisées. Ce fonctionnement du guide sur des modes d'ordre supérieur est probablement dû, là encore, à un gain plus élevé du milieu amplificateur le long des parois froides des cavités.

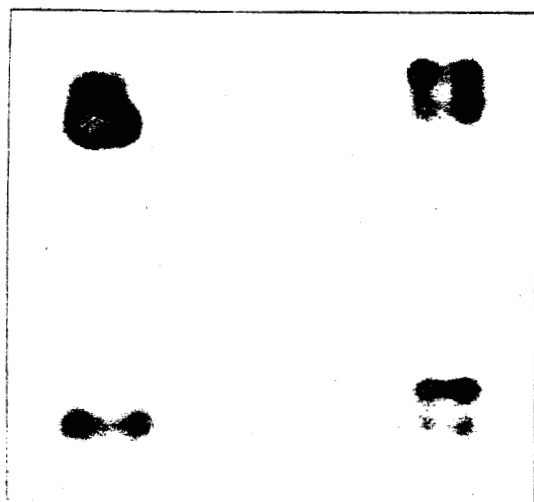
Le passage des quatre faisceaux de sortie à travers un polariseur montre que deux canaux sont polarisés dans la direction des x et deux selon y. Cette observation est imputable à l'absence d'élément discriminatoire dans les guides.

#### Raies d'émission

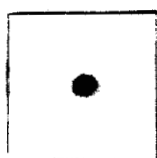
Comme dans la précédente réalisation, chaque canal émet sur une raie d'émission différente.

#### Répartition de l'intensité

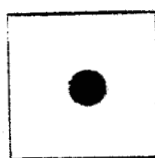
Nous avons examiné la répartition de l'intensité du rayonnement à une grande distance du laser (Far - field).



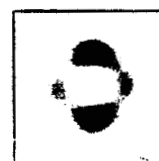
**visualisation des modes des 4 canaux  
à la pression moyenne de 100 Torr**



**30 Torr**



**50 Torr**



**80 Torr**

**évolution du mode d'un seul canal  
en fonction de la pression moyenne**



Figure III.21. : Photographie des modes de propagation.

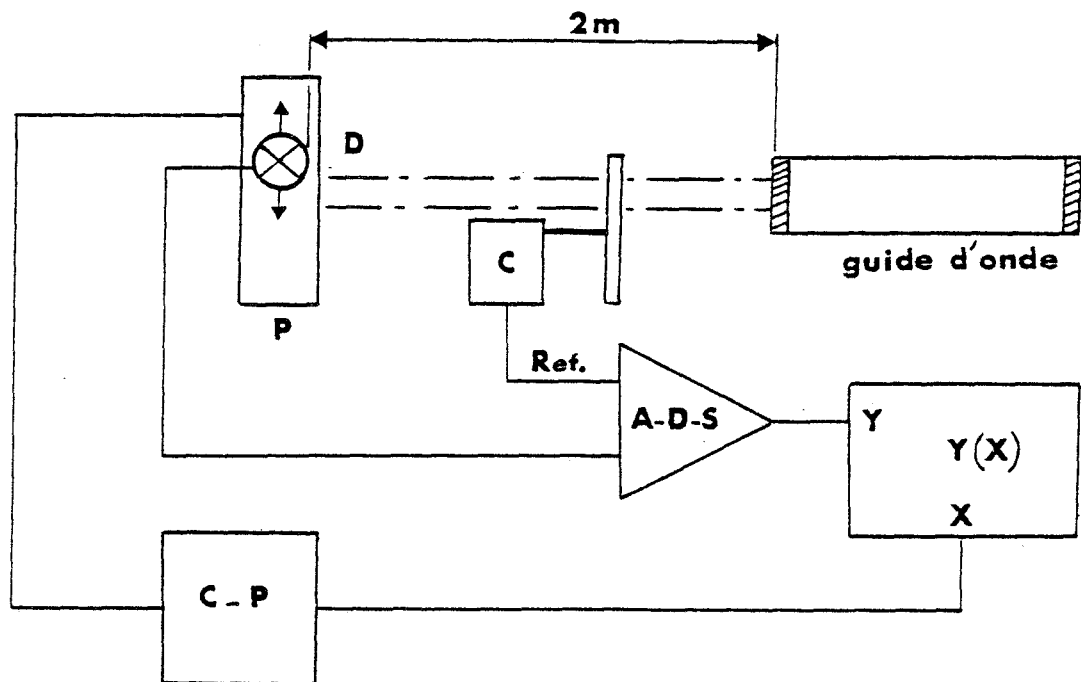


Le guide - d'onde est placé à deux mètres d'un détecteur Ge - Au dont la pastille est recouverte d'un cache percé d'un trou de 1,5 mm de diamètre (figure III.22). Ce détecteur est monté sur une platine de déplacement électrique et l'intensité est représentée en fonction de ce déplacement.

Les courbes III.23 et III.24 se rapportent respectivement à l'intensité d'un et des quatre faisceaux du guide - d'onde pour une pression du mélange gazeux inférieure à 50 torrs. Dans les deux cas, quelle que soit la section de la tache considérée, la répartition d'intensité est très proche d'une gaussienne.

Le paramètre  $\omega_0$  du faisceau, calculé à partir de la courbe III.23 est de 0,66 mm. Ce résultat est cohérent avec la valeur théorique de 0,7032 mm compte tenu de l'imprécision de la mesure.

L'extension des quatre faisceaux et l'intégration de l'intensité sur la surface du détecteur ne permettent plus à cette distance, de différencier les quatre ondes sur la courbe III.24.



**D**: détecteur Germanium - Or

**P** : platine de déplacement

**C** : chopper mécanique

**C-P** : commande de la platine de déplacement

**Y(X)**: table traçante X, Y.

**A D S**: amplificateur à détection synchrone

Figure III.22. : Dispositif de mesure de l'intensité des faisceaux du guide - d'onde.

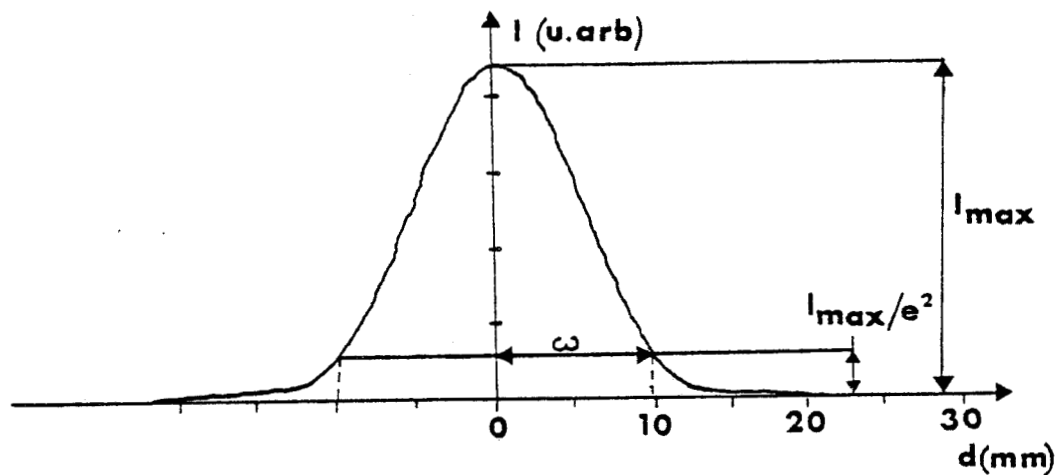


Figure III.23. : Répartition d'intensité à 2 mètres du guide - d'onde (1 seul canal fonctionnant sur le mode  $HE_{11}$ )

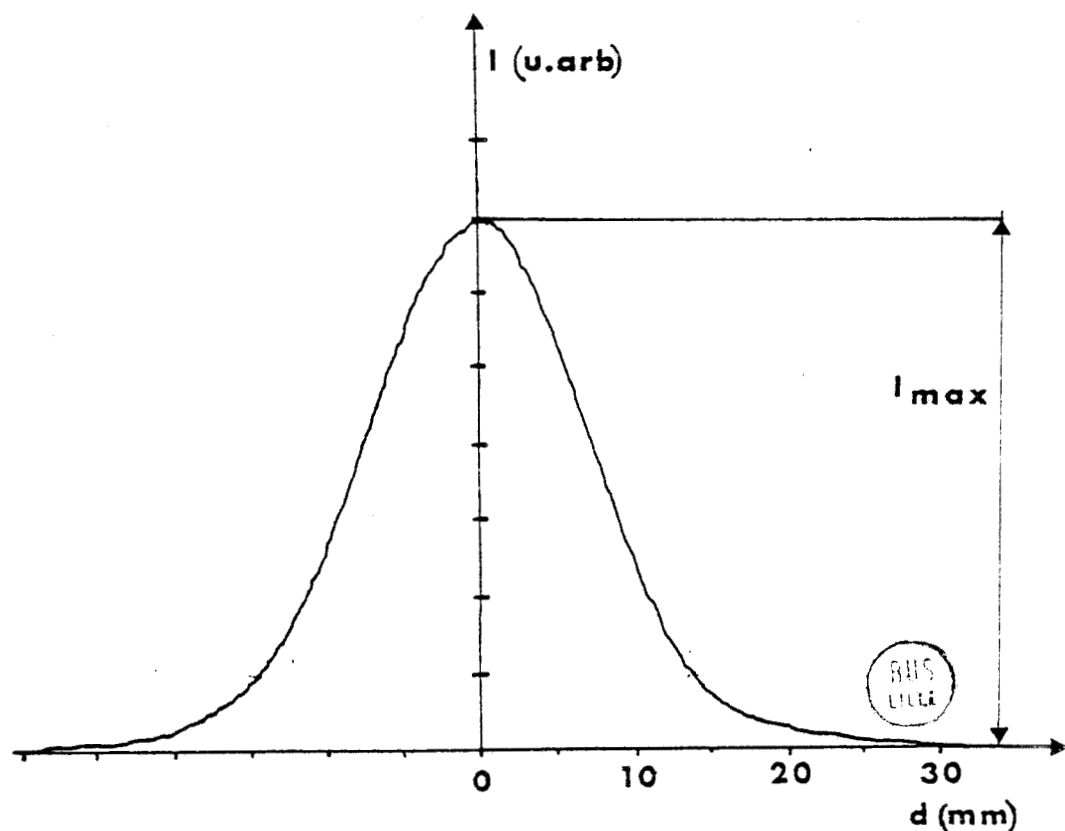


Figure III.24. : Répartition d'intensité à 2 mètres du guide - d'onde (4 canaux fonctionnant sur le mode fondamental  $HE_{11}$ ).

#### CHAPITRE IV : ETUDE DE LA FOCALISATION

Dans les applications médicales du laser CO<sub>2</sub>, le faisceau de sortie est toujours focalisé par une lentille pour diminuer la dimension du point d'impact et obtenir une forte densité de puissance au niveau de la cible. La qualité de la focalisation détermine donc la finesse de l'incision et la vitesse de coupe des tissus.

La convergence des quatre émissions des guides multicanaux a été réalisée avec une lentille ménisque de Zn Se. La superposition des faisceaux permet ainsi de disposer d'une tache unique au point de focalisation.

Le calcul théorique des dimensions de cette tache fait intervenir la structure de chacun des faisceaux et leur propagation à l'extérieur du guide - d'onde. Compte tenu de la diversité et de l'évolution des modes d'émission du laser multicanaux, le calcul qui est présenté se rapporte au cas simple où les quatre canaux "émettent" en mode fondamental HE<sub>11</sub> (ou EH<sub>11</sub>). La propagation de chaque faisceau est ainsi assimilée à celle d'une onde gaussienne fondamentale de paramètre  $\omega_0 = 0,7032 a$  ( $a$  : demi-côté du guide carré) tel que nous l'avons vu au chapitre I.

Dans une première partie, nous rappelons les caractéristiques principales d'un faisceau gaussien et les résultats concernant sa transformation par une lentille ; ceux-ci sont ensuite appliqués à la focalisation des quatre émissions du guide - d'onde multicanaux. Les mesures expérimentales de la tache focale sont finalement comparées à cette théorie et au cas du laser conventionnel habituellement utilisé en médecine.

## A) FOCALISATION D'UNE ONDE GAUSSIENNE PAR UNE LENTILLE

### 1) Propagation d'une onde gaussienne

La propagation du mode fondamental d'un laser conventionnel est caractérisé par les deux paramètres :  $R$  et  $\omega$  reliés au paramètre  $q$  par la relation [58] :

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi \omega^2}$$

où  $R$  représente le rayon de courbure du front d'onde et  $\omega$  (rayon du faisceau ou "spot size") : distance à l'axe pour laquelle le champ est divisé par  $e$ .

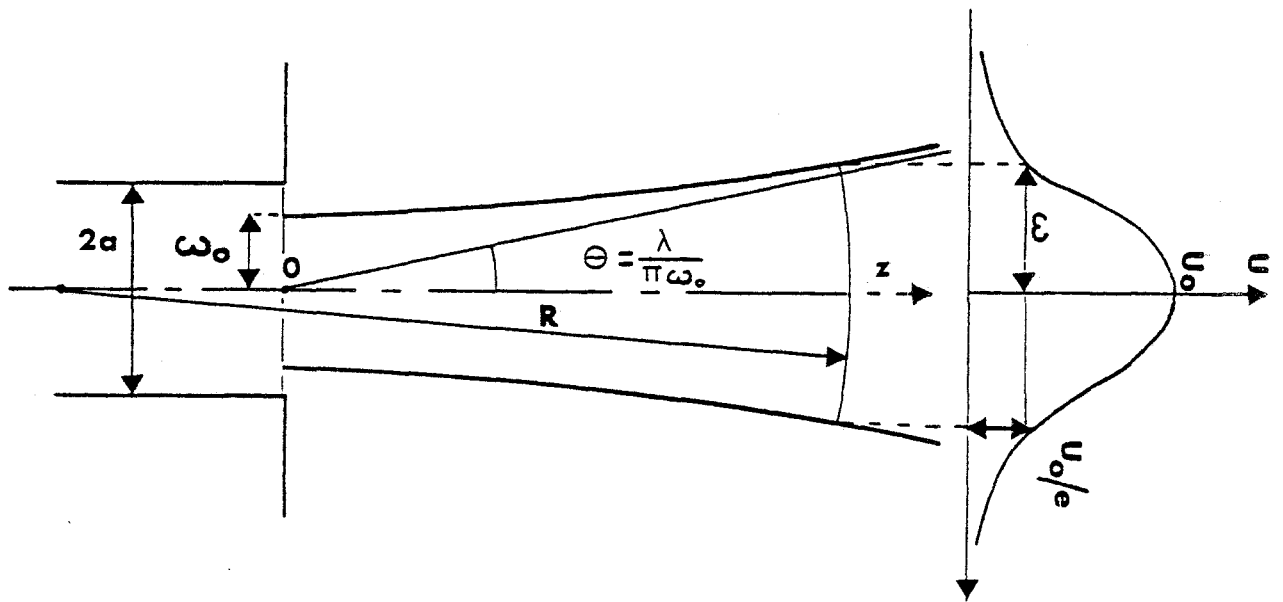


Figure IV.1. : Assimilation de la propagation du faisceau de sortie du guide - d'onde à celle d'une onde gaussienne fondamentale.

Le faisceau de profil gaussien se contracte à une valeur du rayon  $\omega_0$  appelée "waist" du faisceau pour laquelle le front d'onde est plan ( $R = \infty$ ), (figure IV.1.).

Si on choisit l'origine de l'axe de propagation  $z$  à cet endroit, alors  $\omega$  et  $R$  évoluent suivant les lois :

$$\omega(z) = \omega_0 \left[ 1 + \frac{\lambda z}{\Pi \omega^2} \right]^{1/2} \quad (1)$$

$$R(z) = z \left[ 1 + \frac{\Pi \omega_0^2}{\lambda z} \right] \quad (2)$$

Le champ U d'une telle onde vérifie l'équation de propagation :

$$\Delta U + k^2 U = 0 \quad (3)$$

Pour une géométrie rectangulaire, il existe plusieurs autres solutions de (3) dont la propagation est régie par les mêmes lois. Ces fonctions, qui caractérisent chacune un mode de propagation du laser s'écrivent [58] :

$$U_{mn}(x, y, z) = \Psi_{mn}(x, y, z) e^{-jkz}$$

où  $\Psi_{mn}$  est une fonction complexe, qui représente la différence entre le faisceau laser d'un mode d'ordre m, n et une onde plane, tel que :

$$\Psi_{mn}(x, y, z) = K \times H_m \left( \sqrt{2} \frac{x}{\omega} \right) H_n \left( \sqrt{2} \frac{y}{\omega} \right) \frac{\omega_0}{\omega} \exp \left\{ j\phi - (x^2 + y^2) \left[ \frac{1}{\omega^2} + j \frac{k}{2R} \right] \right\} \quad (4)$$

où :

- K est une constante
- $\omega$  et R sont respectivement le rayon du faisceau et le rayon de courbure de l'onde à la distance z du "waist".
- $\phi_{mn} = (m + n + 1)$  avec  $\text{tg}(\lambda z / \Pi \omega_0^2)$
- $H_m$  est le polynome d'Hermite d'ordre m qui module la répartition du mode gaussien fondamental.

Rappel :

$$H_0(x) = 1$$

$$H_1(x) = 2x$$

$$H_2(x) = 4x^2 - 2$$

Pour une même valeur de waist  $\omega_0$ , les paramètres  $\omega$  et R sont indépendants de l'ordre du mode gaussien ; seule la répartition spatiale du champ, déterminée par :

$$H_m \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) \quad \text{et} \quad H_n \left( \frac{\sqrt{2}x}{\omega} \right) \quad \text{est différente d'un mode}$$

à l'autre.

Ces modes gaussiens forment une base orthogonale sur laquelle on peut décomposer toute distribution de lumière monochromatique. Nous avons montré (chapitre I) que les champs des premiers modes  $HE_{pq}$ , à la sortie d'un guide - d'onde de section carrée  $2a$ , pouvaient être assimilés à  $\Psi_{p-1,q-1}$  pour une valeur commune  $\omega_0 = 0,7032 a$ .

Le champ du mode  $HE_{11}$  a une distance  $z$  du guide sera donc représenté par  $U_{00}(x,y,z)$  dans la suite des calculs.

## 2) Transformation d'un faisceau gaussien par une lentille mince

Cette étude ne fait intervenir que les paramètres  $\omega$  et  $R$  et s'applique par conséquent donc à tous les ordres des modes gaussiens.

Une lentille mince de focale  $f$  transforme un faisceau gaussien immédiatement à sa gauche en une onde immédiatement à sa droite suivant la loi :

$$\frac{1}{q^+} = \frac{1}{q^-} - \frac{1}{f}$$

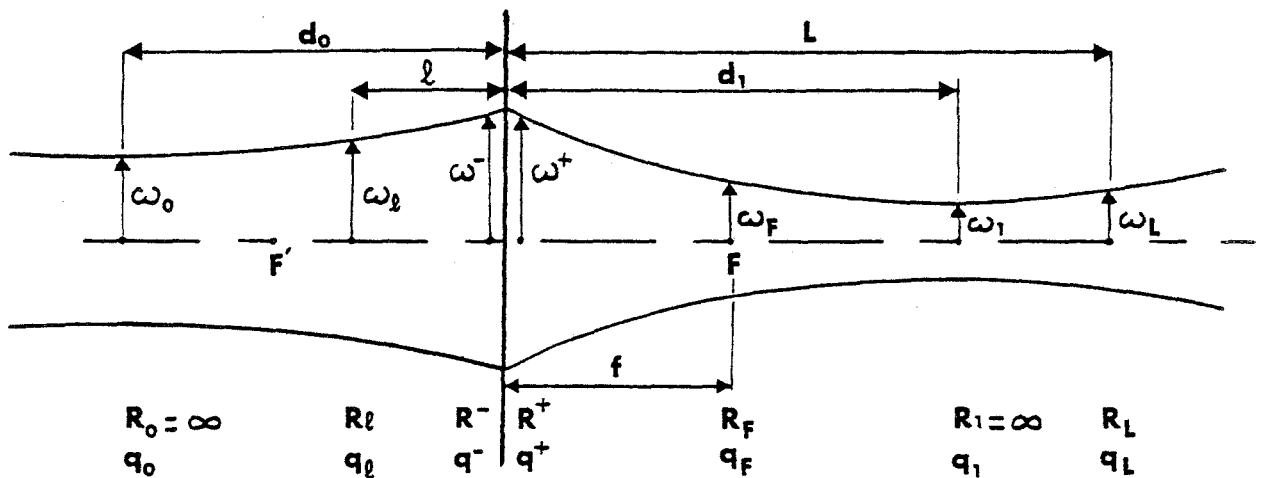


Figure IV.2. : Transformation d'un faisceau gaussien par une lentille mince de focale  $f$ .

En utilisant les formules (1) et (2) et les notations de la figure IV.2, le paramètre  $q_L$  du faisceau à une distance  $L$ , quelconque, de la lentille peut s'exprimer en fonction de  $q_\ell$  (distance  $\ell$  quelconque avant la lentille) par :

$$q_L = \frac{(1 - L/f) q_\ell + (\ell + L - \ell L/f)}{-(q_\ell/f) + (1 - \ell/f)} \quad (5)$$

avec  $q_\ell = \frac{1}{R_\ell} - j \frac{\lambda}{\pi \omega_\ell^2}$

et  $q_L = \frac{1}{R_L} - j \frac{\lambda}{\pi \omega^2}$

a) Position et valeur du waist après la lentille

A une distance  $d_1$  de la lentille, on retrouve un waist tel que  $R_1 = \infty$ .

En appliquant l'équation (5) à  $\ell = d_0$  on peut déduire :

$$1 - d_1/f = \frac{1 - d_0/f}{(1 - d_0/f)^2 + \left(\frac{b_0}{2f}\right)^2} \quad (6) \quad \text{avec} \quad b_0 = \frac{2\pi \omega_0^2}{\lambda}$$

$$\text{soit} \quad d_1 = f - \frac{(f - d_0)}{(1 - d_0/f)^2 + \left(\frac{b_0}{2f}\right)^2} \quad (7)$$

Cette distance est différente de la distance focale de la lentille sauf dans le cas particulier  $d_0 = f$ .

La valeur du waist est donnée par :

$$b_1/f = \frac{b_0/f}{(1 - d_0/f)^2 + \left(\frac{b_0}{2f}\right)^2} \quad (8) \quad \text{avec} \quad b_1 = \frac{2\pi \omega_1^2}{\lambda}$$

$$\text{soit} : \omega_1 = \omega_0 \left[ (1 - d_0/f)^2 + \left(\frac{b_0}{2f}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

Les courbes IV.3 et IV.4 représentent respectivement la distance  $d_1$  et la valeur du waist  $\omega_1$  d'un faisceau gaussien fondamental de paramètre  $\omega_0 = 0,7032$  mm en fonction de la distance focale de la lentille. Compte tenu de l'approximation gaussienne du mode  $HE_{11}$

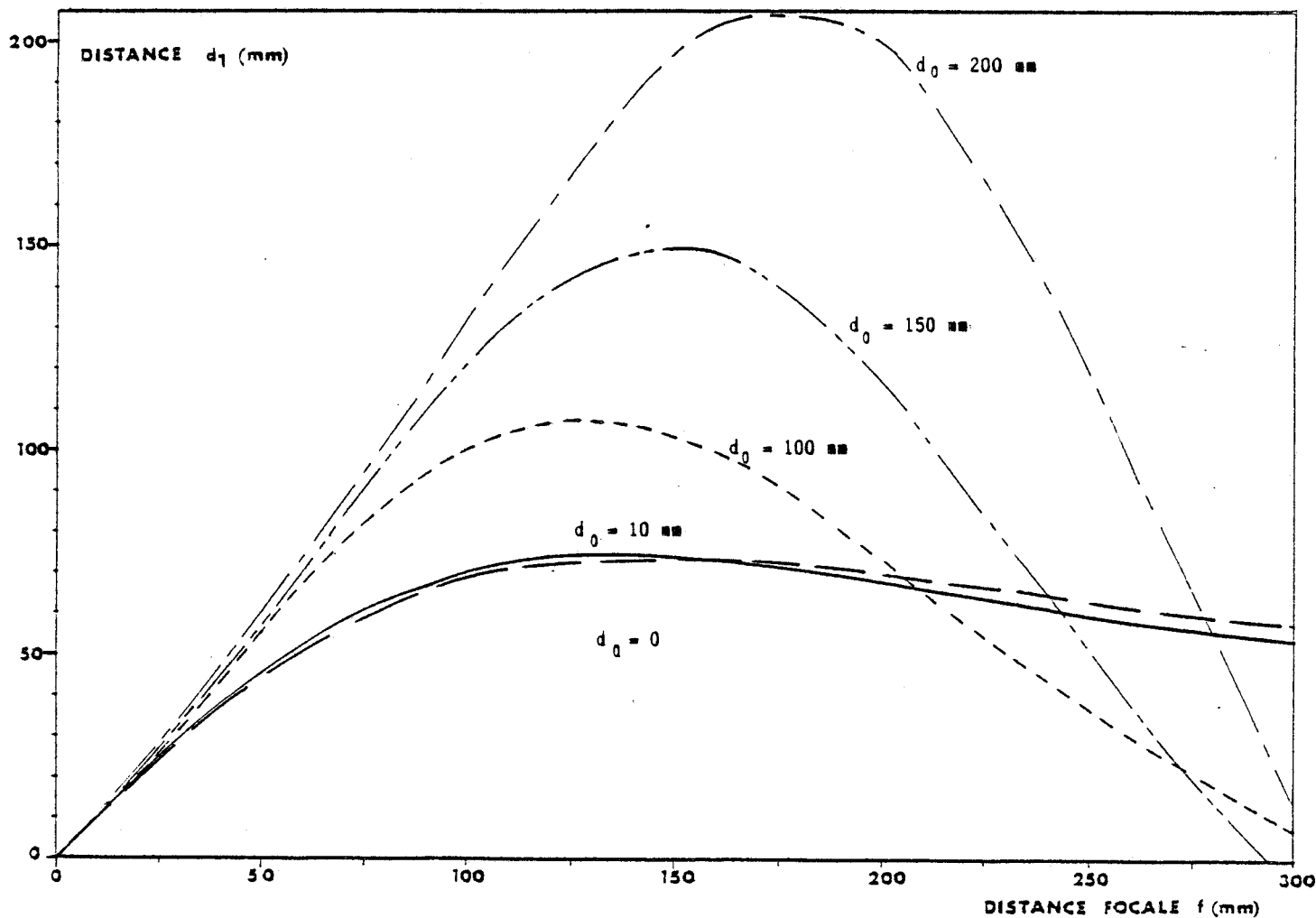


Figure IV.3. : Distance entre le spot minimum et la lentille en fonction de  $f$  pour plusieurs valeurs de  $d_0$  : cas du faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7032$  mm).

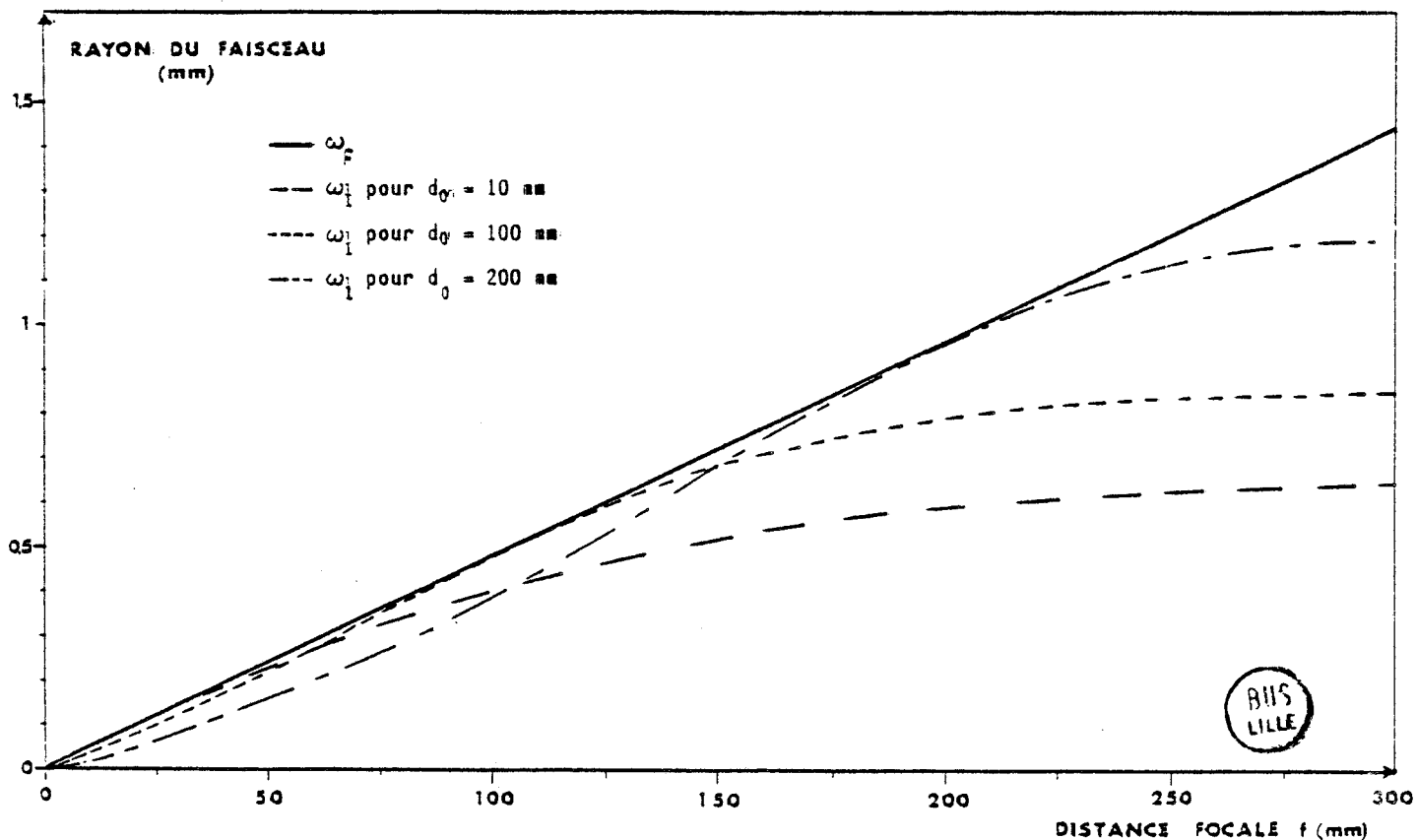


Figure IV.4. : Rayon du faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7032$  mm) à la focale ( $\omega_f$ ) et au waist ( $\omega_1$ ) pour plusieurs valeurs de  $d_0$ .



(ou  $EH_{11}$ ) ; ces résultats peuvent être directement appliqués au cas du faisceau d'un guide carré de 2 mm de côté.

On peut remarquer l'importance de la distance  $d_0$ , (distance de séparation guide - lentille), sur la valeur du waist  $\omega_1$  et sur sa position pour les distances focales de 25 à 200 mm (valeurs le plus souvent employées en milieu médical).

b) Valeur du rayon du faisceau au foyer de la lentille

La valeur du rayon du faisceau au foyer de la lentille s'exprime par :

$$\omega_F = \omega_1 \left[ 1 + \frac{\left( \frac{\lambda (f - d)}{\pi \omega_1^2} \right)^2}{1} \right]^{1/2} \quad (10)$$

qui, en vertu de (7) et (9) se réduit à :

$$\omega_F = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} f = \theta f$$

$\omega_F$  dépend donc uniquement du waist du faisceau à la sortie du guide - d'onde (donc des dimensions du guide) et de la distance focale de la lentille, il est indépendant de la distance  $d_0$ .

La valeur  $\omega_F$  est également représentée sur la figure IV.4 pour un guide carré de 2 mm de côté.

c) Valeur minimale du faisceau à une distance L de la lentille d'un guide monocanal

Lorsqu'on utilise un guide - d'onde monocanal (un seul faisceau de sortie), il est intéressant de connaître le rayon minimal du faisceau que l'on peut obtenir à la distance L d'une lentille de distance focale f donnée.

A cette distance, le rayon  $\omega_L$  est donné par :

$$\omega_L = \omega_0 \left[ (1 - d_0/f)^2 + \left( \frac{b_0}{2f} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[ 1 + \frac{\lambda (L - d_1)}{\pi \omega_0^2} \left[ (1 - d_0/f) + \left( \frac{b_0}{2f} \right) \right] \right]^{1/2} \quad (11)$$

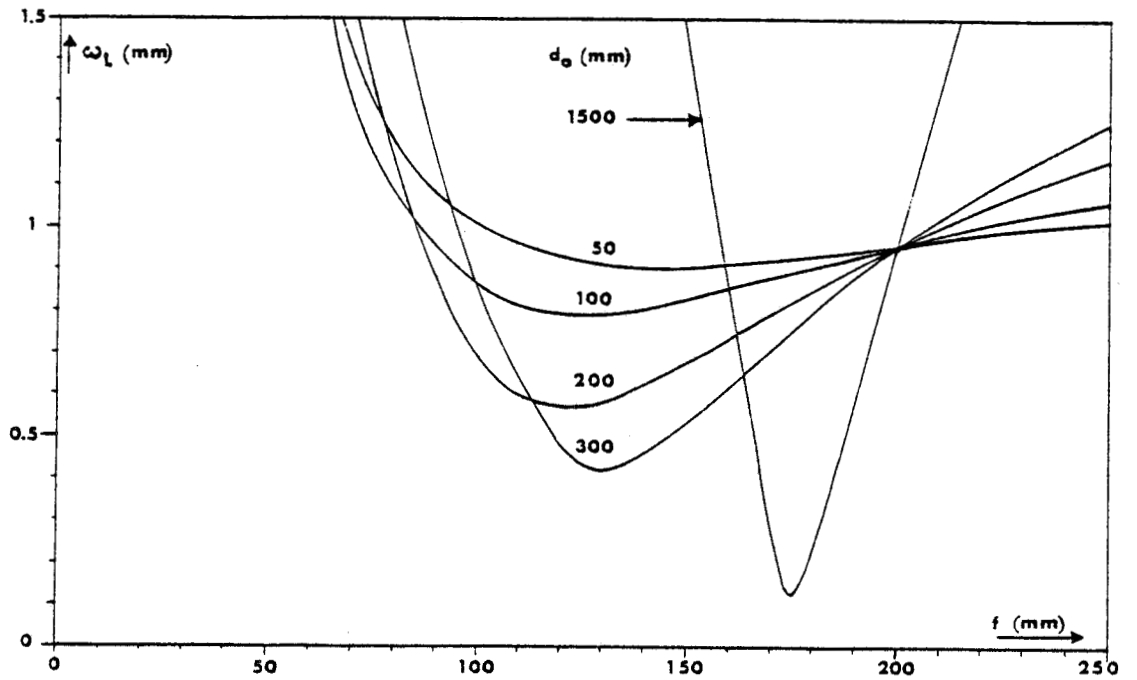


Figure IV.5. : Rayon d'un faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7032 \text{ mm}$ ) à une distance  $L = 200 \text{ mm}$  de la lentille pour plusieurs valeurs de  $d_0$ .

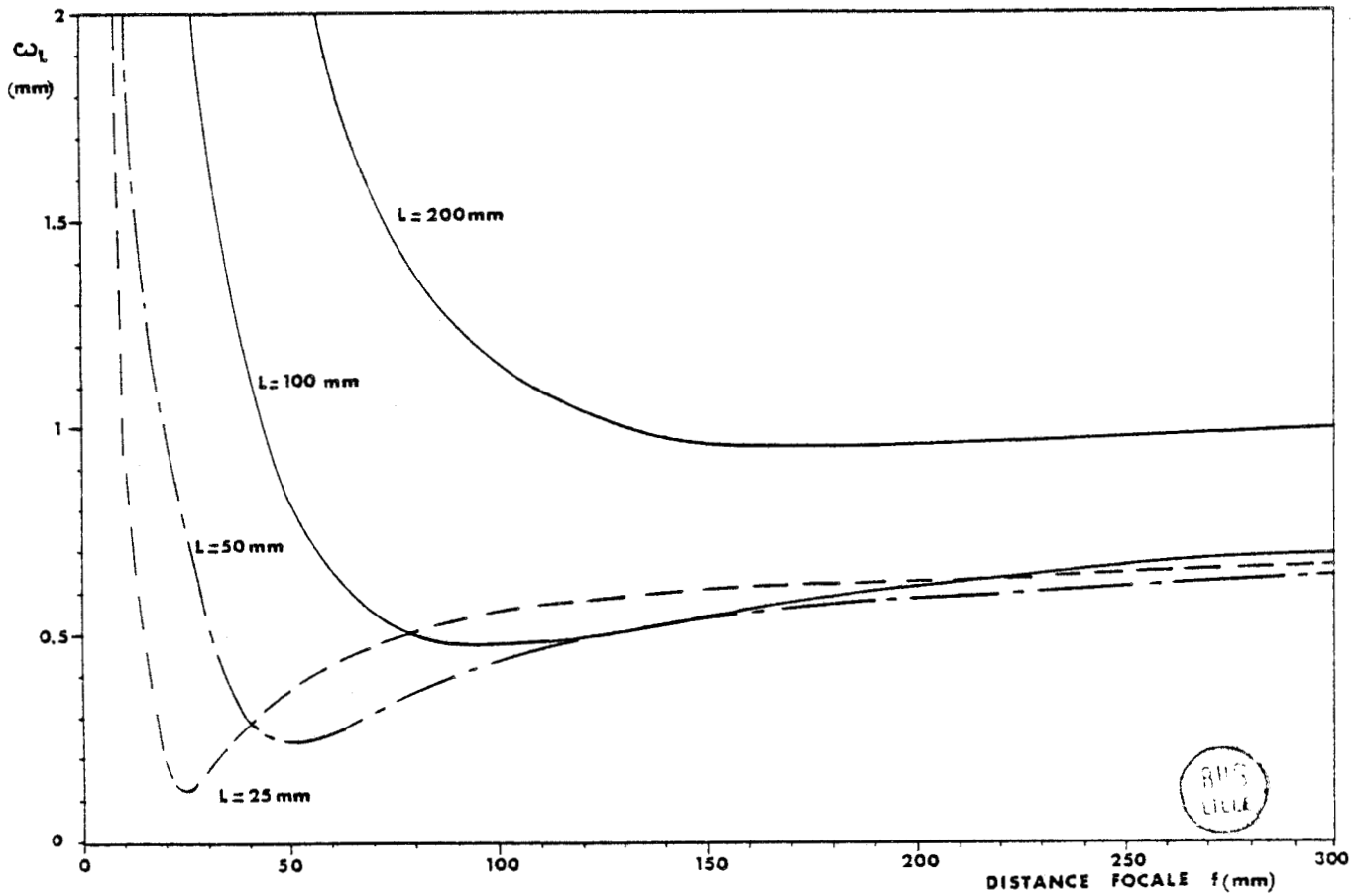


Figure IV.6. : Rayon du faisceau à une distance  $L$  de la lentille en fonction de la distance focale de la lentille ( $\omega_0 = 0,7032 \text{ mm}$  et  $d_0 = 10 \text{ mm}$ ).

La courbe IV.5 représente  $\omega_L$  en fonction de la focale pour  $L = 200$  mm. On notera que la valeur minimale de rayon de la tache décroît fortement quand la distance  $d_0$  augmente. La miniaturisation de la source (distance  $d_0$  minimisée) affecte donc la qualité de la focalisation. Pour  $d_0 = 10$  mm, la courbe IV.6 représente le rayon du faisceau d'un guide carré de 2 mm de côté pour différentes valeurs  $L$ .

Le diamètre minimum du faisceau est de  $250 \mu$  pour  $f = 25$  mm et augmente rapidement pour des focales supérieures à  $f = 50$  mm.

## B) FOCALISATION DES QUATRE FAISCEAUX DU GUIDE - D'ONDE MULTICANAUX PAR UNE LENTILLE MINCE

Dans le cas des guides décrits au chapitre III, les axes des quatre faisceaux sont décentrés par rapport à l'axe optique principal de la lentille de focalisation. Les rayons restent cependant suffisamment proches de cet axe pour que l'hypothèse des rayons paraxiaux puisse être employée.

La puissance délivrée par chacun des canaux (mode  $HE_{11}$ ) est supposée identique et la propagation de chaque faisceau est toujours assimilée à celle d'une onde gaussienne de paramètre  $\omega_0 = 0,7032$  mm.

### 1) Dimension de la tache de focalisation

Si on néglige les aberrations de la lentille, les axes principaux des quatre faisceaux se rencontrent au foyer  $F$  de la lentille. La superposition des faisceaux et le maximum de densité de puissance sont donc obtenus à cette distance (figure IV.7).

Cette étude étant limitée aux lentilles de distances focales supérieures à 20 mm, l'angle  $\alpha$  est très faible et peut être négligé. Le rayon de la tache dans le plan de focalisation est alors approximativement donné par l'expression :

$$\omega_F \approx \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (\text{cf. figure IV.4}) \quad (8)$$

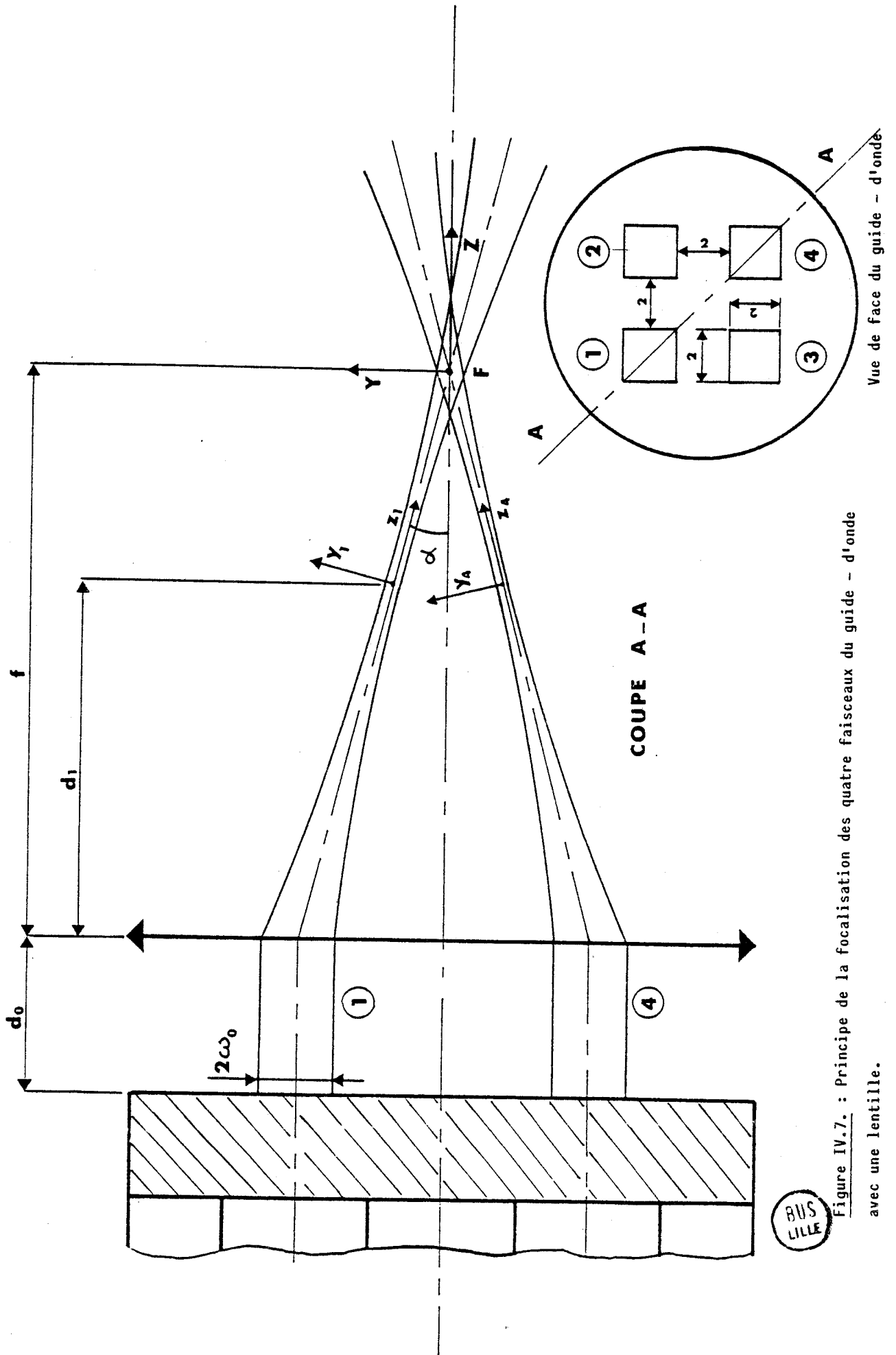


Figure IV.7. : Principe de la focalisation des quatre faisceaux du guide - d'onde avec une lentille.

BUS LILLE

Suivant la valeur du rapport  $d_0/f$ , le waist des faisceaux (après la lentille) est situé d'un côté ou de l'autre du foyer. La superposition des quatre ondes à leur waist n'est réalisée que pour la valeur  $d_0 = f$ .

Ce résultat implique que la dimension de la tache focale du laser multicanaux est indépendante de la distance guide - lentille  $d_0$  et dépend uniquement de la dimension des guides amplificateurs et de la distance focale de la lentille.

Dans notre cas, la petite valeur de  $\omega_0$  (0,7032 mm) est défavorable à la qualité de la focalisation, particulièrement lorsque l'on utilise des lentilles de distances focales supérieures à 50 mm.

## 2) Répartition de l'intensité dans la tache focale

Il est intéressant d'étudier la répartition de l'intensité du rayonnement résultant des quatre faisceaux dans leur zone de recouvrement. Un programme de calcul numérique (annexe II) nous a permis de tracer la répartition spatiale de cette intensité dans plusieurs plans d'observation. Deux cas ont été envisagés :

- celui où les différents guides sont indépendants les uns des autres (longueurs d'onde d'émission différentes)
- celui où les quatre guides sont supposés couplés entre eux et osciller strictement à la même fréquence et en phase.

### a) Principe du calcul

Le champ  $E$  du mode  $HE_{11}$  de chacun des guides, assimilé au champ d'une onde gaussienne fondamentale, s'écrit (cf expression (4)) :

$$E \approx u_{00}(r,z) = K \frac{\omega_0}{\omega} \exp \left\{ -j(kz - \phi) - r^2 \left( \frac{1}{\omega^2} + \frac{jk}{2R} \right) \right\}$$

$$\text{avec } \phi = \arctg \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}$$

$$\text{et } r^2 = x^2 + y^2$$

Si le champ  $u$ , à la sortie de chaque guide, est choisi tel que :  $u(0,0) = 1$  ; alors le champ de chacun des faisceaux du guide - d'onde,

numérotés de 1 à 4, peut s'exprimer par :

$$U_n(x_n, y_n, z_n) = \frac{\omega_0}{\omega_1} \left[ 1 + \frac{\lambda z_n}{\pi \omega_1^2} \right]^{-1/2} \exp \left[ -j \left( kz - \arctg \frac{\lambda z_n}{\pi \omega_1^2} \right) - (x_n^2 + y_n^2) \times \left( \frac{1}{\omega_1^2 \left[ 1 + \left( \frac{\lambda z_n}{\pi \omega_1^2} \right)^2 \right]} + j \frac{k}{2 z_n \left( 1 + \left( \frac{\pi \omega_1^2}{\lambda z_n} \right)^2 \right)} \right) \right]$$

où les coordonnées  $x_n, y_n, z_n$  se rapportent à des repères centrés sur le waist de chaque faisceau ( $n$  variant de 1 à 4) et tel que  $z_n$  soit orienté dans la direction de propagation de l'onde correspondante (figure IV.7), et où  $\omega_1$  représente la valeur du waist derrière la lentille, identique pour les quatre faisceaux.

Il est commode de définir un deuxième repère  $X, Y, Z$  centré au foyer de la lentille (figure IV.7). Suivant les faisceaux considérés, les coordonnées  $x_n, y_n, z_n$  s'expriment alors en fonction de  $X, Y, Z$  par :

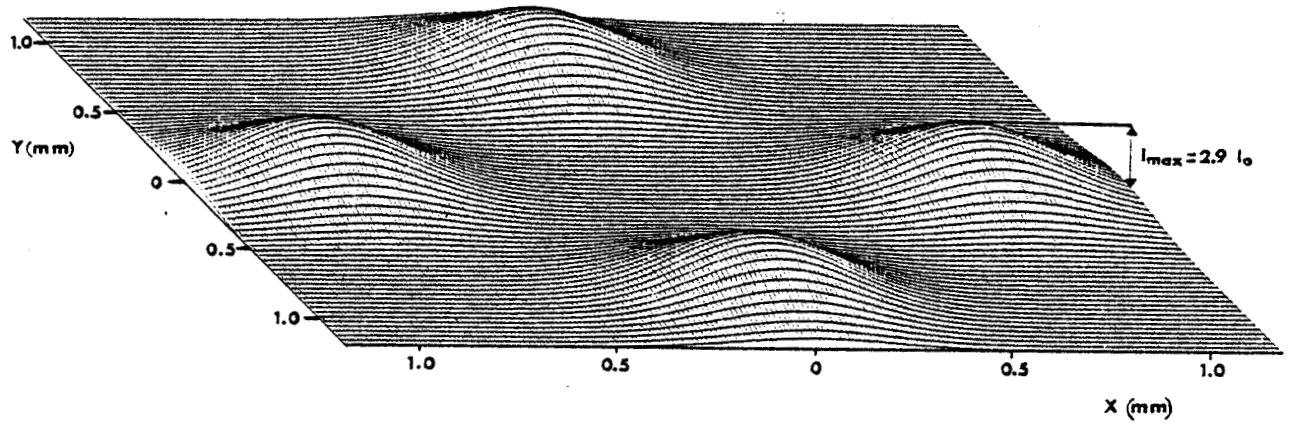
<p style="text-align: center;"><u>faisceau 1</u> :</p> $x_1 = X$ $y_1 = Y \cos \alpha + Z \sin \alpha$ $z_1 = \left[ Z \cos \alpha - Y \sin \alpha \right] + (f - d_1)$	<p style="text-align: center;"><u>faisceau 3</u> :</p> $x_3 = X \cos \alpha - Z \sin \alpha$ $y_3 = Y$ $z_3 = (X \sin \alpha + Z \cos \alpha) + (f - d_1)$
<p style="text-align: center;"><u>faisceau 2</u> :</p> $x_2 = X \cos \alpha + Z \sin \alpha$ $y_2 = Y$ $z_2 = (-X \sin \alpha + Z \cos \alpha) + (f - d_1)$	<p style="text-align: center;"><u>faisceau 4</u> :</p> $x_4 = X$ $y_4 = Y \cos \alpha - Z \sin \alpha$ $z_4 = (Y \sin \alpha + Z \cos \alpha) + (f - d_1)$

Ces expressions permettent de calculer numériquement le champ de chaque faisceau en un point  $(X, Y, Z)$  donné et de déterminer la répartition spatiale de l'intensité du rayonnement dans un plan perpendiculaire à l'axe central du guide - d'onde ( $Z = \text{constante}$ ).

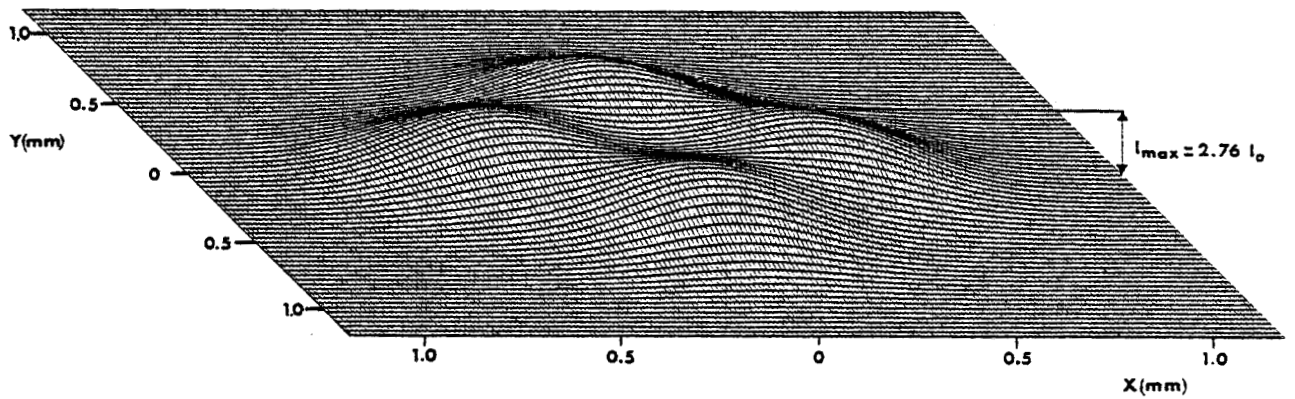
### b) Cas des faisceaux indépendants

C'est le cas général de tous les lasers multicanaux réalisés pour lesquels on observe plusieurs raies d'émission.

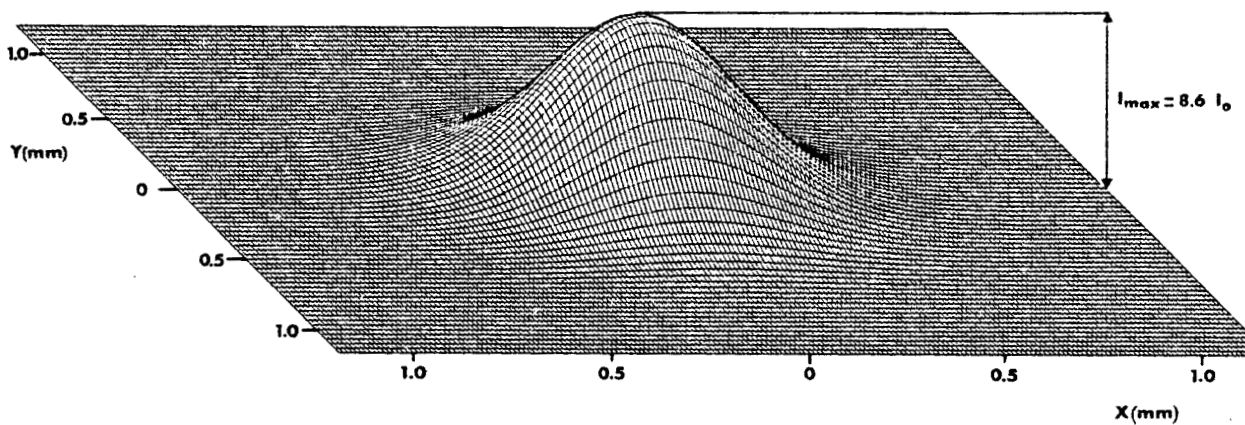
L'intensité résultante en un point quelconque de coordonnées  $(X, Y, Z)$  est la simple somme des intensités de chacun des qua-



(a) :  $Z = -30 \text{ mm}$



(b) :  $Z = -15 \text{ mm}$



(c) :  $Z = 0$

Figure IV.8. : Répartition spatiale de l'intensité pour plusieurs valeurs de  $Z$  avec une lentille de distance focale 101,6 mm. Cas des faisceaux indépendants.

$I_0$  : intensité maximale de chaque faisceau à la sortie du guide.

BUS  
LILLE

tre faisceaux.

$$I_{TOT}(X, Y, Z) = \sum_{n=1}^4 I_n(X, Y, Z) = \sum_{n=1}^4 U_n(x_n, y_n, z_n) U_n^*(x_n, y_n, z_n) = \sum_{n=1}^4 |U_n(x_n, y_n, z_n)|^2$$

où l'indice n se rapporte au faisceau considéré.

La série de courbes IV.8 (a, b, c), réalisée grâce à un traceur BENSON, montre la répartition spatiale de cette intensité pour trois valeurs de Z (Z = 0 au plan focal) pour une lentille de distance focale f = 101,6 mm et d<sub>0</sub> = 10 mm.

Au foyer de la lentille, l'intensité résultante est de forme quasi-gaussienne. Le diamètre du faisceau (≈ 960 μ) peut être retrouvé sur la courbe IV.4.

Le maximum d'intensité de chaque faisceau pris séparément se situe au waist (valeur proche de Z = - 30 mm) puis diminue pour Z = - 15 mm et Z = 0. La valeur de l'intensité au foyer de la lentille (plan de superposition des quatre faisceaux) est donc inférieure à la sommation des intensités maximales.

Le tableau IV.9 donne les valeurs relatives de l'intensité maximale du rayonnement au waist et au foyer de la lentille pour plusieurs valeurs de f. On peut noter la diminution notable de cette intensité pour les valeurs de distances focales supérieures à 50 mm.

f (mm)	d <sub>1</sub> (mm)	ω <sub>1</sub> (mm)	Intensité maximale de chacun des faisceaux (distance d <sub>1</sub> )	ω <sub>F</sub> (mm)	Intensité maximale au foyer
25,4	25	0,120	34,3 I <sub>0</sub>	0,120	137,4 I <sub>0</sub>
50,8	45	0,230	9,35 I <sub>0</sub>	0,240	34,3 I <sub>0</sub>
101,6	70	0,400	3,09 I <sub>0</sub>	0,480	8,6 I <sub>0</sub>
203,2	68	0,590	1,42 I <sub>0</sub>	0,960	2,15 I <sub>0</sub>

Tableau IV.9

Principales caractéristiques des faisceaux d'un guide multicanaux suivant la distance focale de la lentille utilisée (distance guide - lentille d<sub>0</sub> = 10 mm), I<sub>0</sub> : intensité maximale de chacun des faisceaux en sortie de guide.



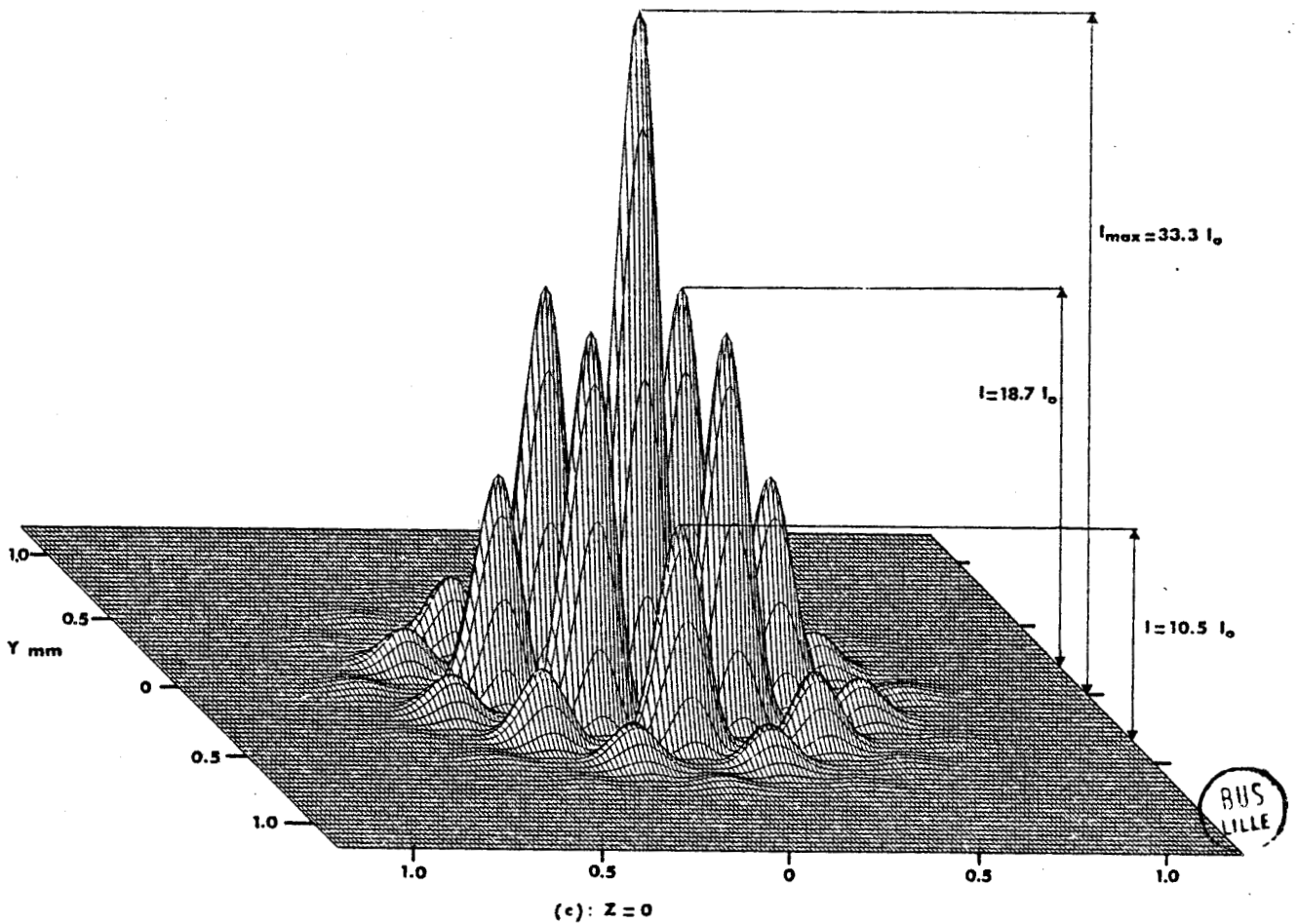
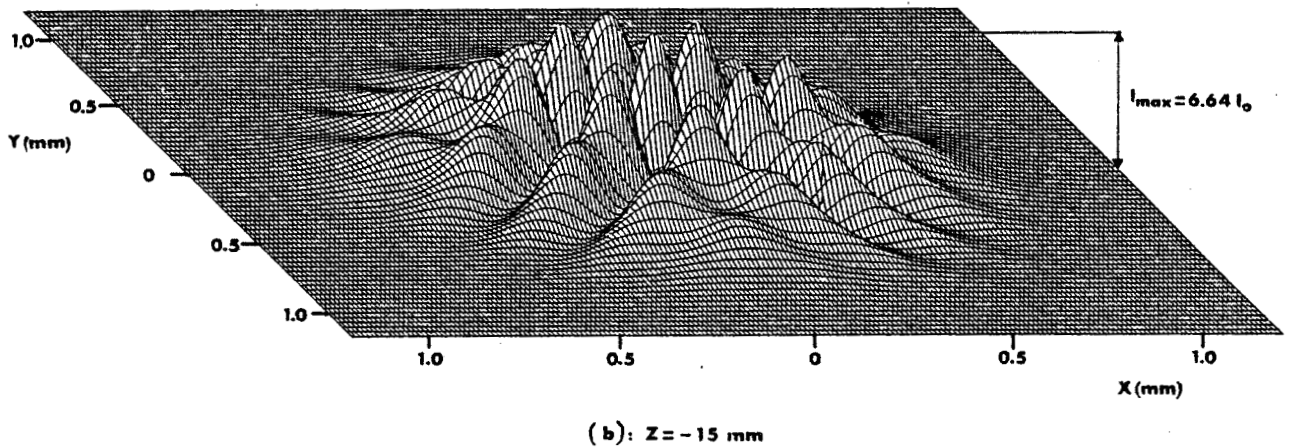
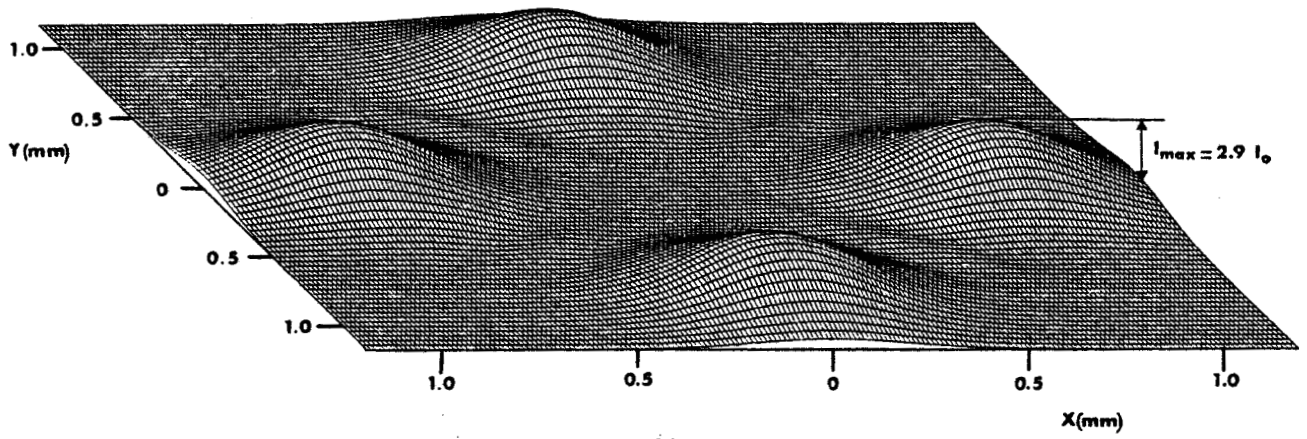


Figure IV.10. : Répartition spatiale de l'intensité pour plusieurs valeurs de  $Z$ . ( $f = 101,6 \text{ mm}$ )  
Cas des faisceaux couplés.

c) Cas des faisceaux couplés

Ce cas suppose qu'il existe un couplage entre les canaux susceptible d'imposer une fréquence d'émission commune aux quatre guides.

L'intensité résultante s'écrit alors :

$$I_{TOT}(X, Y, Z) = \sum_{n=1}^4 U_n(x_n, y_n, z_n) \times \sum_{n=1}^4 U_n^*(x_n, y_n, z_n)$$

Les trois courbes IV.10 (a, b, c) montrent la répartition spatiale de l'intensité pour une lentille de distance focale  $f = 101,6$  mm et pour  $d_0 = 10$  mm. La puissance émise par chacun des faisceaux du guide est identique à celle du cas précédent pour permettre la comparaison des deux séries de courbes.

On observe un phénomène d'interférences caractérisé par un pic central intense et plusieurs pics secondaires ; la dimension de la tache de focalisation est identique au cas des faisceaux indépendants mais les maximums d'intensité sont plus élevés.

Ce résultat met en évidence l'avantage qu'il y aurait à coupler les différents guides entre eux en vue d'obtenir une cohérence entre les quatre émissions.

Bien que les solutions technologiques (liaison entre les canaux, optiques permettant de renvoyer une partie de chaque onde dans les trois autres canaux) s'avèrent particulièrement délicates, ce couplage peut représenter une voie de développement du laser multicanaux.

### C) MESURE DE LA TACHE FOCALE

La principale difficulté réside dans la mesure exacte de la tache de focalisation.

La méthode que nous avons utilisée est basée sur la mesure de la trace du faisceau sur un papier de faible épaisseur (80  $\mu$ m). Le laser est fixé sur un support tandis que le papier est déplacé rapidement devant le faisceau à une distance  $d$  de la lentille.

La mesure est effectuée sur un binoculaire muni d'une règle ; l'erreur de mesure est principalement liée à la mauvaise défini-

tion de  $I/e^2$  ( $I$  : intensité de l'onde) et du seuil de carbonisation du papier. Tous les essais ont été réalisés à forte puissance sur le guide n° 4 pour se rapprocher au plus des conditions d'utilisation.

1) Mesure de la tache de focalisation d'un faisceau unique

Le guide - d'onde émet uniquement sur un seul canal avec une puissance de sortie de 7 Watts. L'intensité de l'émission à la sortie du guide présente alors quatre maximums, situés dans les coins de la cavité, qui sont caractéristiques du mode  $HE_{22}$  (ou  $EH_{22}$ ).

Les mesures de la largeur de la trace du faisceau (notée  $\ell$ ) sont rassemblés dans le tableau IV.11 pour trois lentilles de distances focales différentes. A titre de comparaison, les résultats théoriques relatifs au mode gaussien fondamental (et par extension au mode  $HE_{11}$ ) sont également mentionnés. Les mesures ont été réalisées à deux distances  $d$  de la lentille : l'une pour  $d = f$  ; l'autre pour  $d = d_1$  (position théorique du waist des faisceaux gaussiens).

f (mm)	d = f			d = d <sub>1</sub>			
	$\ell$ ( $\mu_m$ )	$\rho_\ell$ (kW/cm <sup>2</sup> )	$2 \times \omega_F$ ( $\mu_m$ ) théorique $HE_{11}$	d <sub>1</sub> (mm)	$\ell$ ( $\mu_m$ )	$\rho_\ell$ (kW/cm <sup>2</sup> )	$2 \times \omega_1$ ( $\mu_m$ ) théorique $HE_{11}$
25,4	250 ± 25	14,3	240	25	250 ± 25	14,3	240
50,8	500 ± 25	3,56	480	45	480 ± 25	3,87	460
101,6	1000 ± 50	0,89	960	70	800 ± 50	1,4	800

Tableau IV.11

Mesures de la tache de focalisation d'un faisceau de mode  $HE_{22}$  pour plusieurs lentilles à deux distances  $d$  de la lentille.

( $d_0$ , (distance guide - lentille) = 10 mm) - P = 7 Watts.

La densité de puissance moyenne à ces deux distances a été calculée grâce à l'expression :

$$\rho_\ell = \frac{4 P}{\pi \ell^2} \quad \text{pour la puissance de sortie } P = 7 \text{ Watts.}$$

### Remarques

Bien que la répartition d'intensité du mode  $HE_{22}$  diffère de celle du mode gaussien fondamental, les valeurs mesurées sont très proches du calcul théorique. De plus, nous avons vérifié expérimentalement que le faisceau possédait effectivement son diamètre minimum à la distance  $d_1$  de la lentille.

L'explication de ces résultats est donnée par la décomposition du mode  $HE_{22}$  sur la base des modes gaussiens. En effet, le champ de ce mode (cf. chapitre I) peut être assimilé à celui du mode  $\Psi_{11}$  pour un paramètre  $\omega_0 = 0,7032 a$  ; ce qui implique que la valeur et la position du waist d'un tel faisceau sont identiques à celles du faisceau gaussien fondamental.

La répartition du champ (donc de l'intensité) est simplement modulée par les polynômes d'Hermite d'ordre 1. Au voisinage du plan focal, la méthode de mesure ne permet pas de distinguer la légère extension du faisceau due à cette modulation.

Au foyer de la lentille, les densités de puissance sont inférieures aux densités obtenues à la distance  $d_1$ , de plus, elles diminuent notablement pour des distances focales élevées.

### 2) Mesure de la tache de focalisation des quatre faisceaux

Les quatre faisceaux du guide - d'onde délivrent une puissance totale de 28 Watts. Les intensités des émissions des quatre canaux sont également caractéristiques de modes d'ordres supérieurs (trois faisceaux de type  $HE_{22}$  et un faisceau de type  $HE_{12}$ ).

Les mesures des taches au foyer de la lentille (zone de recouvrement) ainsi que les densités de puissance moyennes calculées pour  $P = 28 W$  et  $P = 40 W$  sont rassemblées dans le tableau IV.12 pour une distance guide - lentille  $d_0 = 10 mm$ .

f (mm)	25,4	50,8	101,6
$\phi = 2 \omega_F$	$250 \mu \pm 50 \mu$	$500 \mu \pm 50 \mu$	$1000 \mu \pm 50 \mu$
densité de puissance pour P = 28 W kW/cm <sup>2</sup>	57,2	14,2	3,18
densité de puissance pour P = 40 W kW/cm <sup>2</sup>	81,5	20,4	5,1

Tableau IV.12

Mesure de la tache de focalisation du laser "multicanaux" pour trois lentilles différentes ( $d_0 = 10$  mm).

Des mesures identiques, effectuées pour une distance  $d_1 = 400$  mm ont donné les mêmes résultats, ce qui démontre que, conformément au calcul théorique, la dimension de la tache au foyer de la lentille est indépendante de la distance  $d_0$ .

La largeur de la tache de focalisation est identique à celle qui a été mesurée au foyer de la lentille pour un faisceau unique de mode  $HE_{22}$ . Elle correspond, là encore, à la dimension théorique calculée pour une onde gaussienne fondamentale bien que les quatre émissions soient de modes d'ordre supérieur.

Ce résultat peut être interprété de la même manière que celui du paragraphe précédent puisque le mode  $HE_{12}$ , tout comme le mode  $HE_{22}$  (cf chapitre I), peut être assimilé à un faisceau gaussien de paramètre  $\omega_0 = 0,7032 a$ .

La densité de puissance moyenne obtenue dépasse 80 kW/cm<sup>2</sup> pour la puissance de sortie maximale du laser et une lentille de distance focale de 25,4 mm. Elle décroît cependant très rapidement en fonction de cette distance focale puisqu'elle est divisée par 16 pour  $f = 101,6$  mm.

## D) COMPARAISON DU GUIDE - D'ONDE MULTICANAUX ET DU LASER BASSE PRESSION

Les diamètres d'impact avancés par les constructeurs de lasers basses pressions à usage médical sont de 100  $\mu\text{m}$  et de 200  $\mu\text{m}$  pour des lentilles de distances focales de 50 mm et de 125 mm contre 500  $\mu\text{m}$  et 1200  $\mu\text{m}$  pour les guides - d'ondes décrits.

Les performances de focalisation du guide multicanaux sont donc très inférieures à celles du laser basse pression. Ainsi, à puissance de sortie égale et pour une distance de travail (distance lentille - cible) de 50 mm, la densité de puissance obtenue par une source conventionnelle est environ 25 fois plus élevée que celle obtenue avec le guide - d'onde.

En fait, ce résultat s'explique par la valeur plus élevée du waist des lasers basses pressions ( $1,5 < \omega_0 < 4 \text{ mm}$ ) ; la divergence du faisceau à la sortie du laser ( $\theta = \frac{\lambda}{\pi \omega_0}$ ) s'en trouve considérablement diminuée, ce qui a pour effet de réduire la dimension du faisceau au foyer de la lentille ( $\omega_F = \frac{\lambda f}{\pi \omega_0}$ ).

On peut également remarquer que le bras optique des sources conventionnelles augmente considérablement la distance entre le laser et la lentille ( $1 \text{ m} < d_0 < 2 \text{ m}$ ). Aux distances focales utilisées, le waist se trouve rejeté au delà de F ( $d_1 > f$ ) ; ce qui permet de bénéficier du diamètre minimal du faisceau en un point situé au delà du foyer de la lentille.

Pour améliorer les performances du guide "multicanaux", il est envisageable :

- soit d'augmenter les dimensions des canaux et ainsi la valeur du waist  $\omega_0$ ,
- soit d'utiliser un système optique de focalisation plus élaboré.

## E) SYSTÈME DE FOCALISATION COMPRENANT DEUX LENTILLES

Il est théoriquement possible de diminuer les dimensions de la tache focale du laser multicanaux en utilisant un système de focalisation composé de deux lentilles (figure IV.13).

Dans cette configuration, les quatre faisceaux du guide - d'onde sont envoyés sur une lentille divergente de courte focale  $f_1$  avant d'être repris par une lentille convergente de distance focale  $f_2$ .

Le schéma du trajet des faisceaux met alors en évidence la possibilité de régler la distance de focalisation (notée L) par la distance de séparation des deux lentilles.

Le principal problème réside dans l'encombrement du système optique et la minimisation des distances  $l_1$  et  $l_2$ . D'autre part, l'hypothèse des rayons paraxiaux n'est plus vérifiée, ce qui oblige à prendre en compte les aberrations des deux lentilles.

Les valeurs théoriques des dimensions de la tache (au point de recouvrement des quatre faisceaux) et de la densité de puissance moyenne (pour  $P = 40$  Watts) sont regroupées dans le tableau IV.14 pour deux lentilles de distance focale  $f_1 = - 12,7$  mm et  $f_2 = 16$  mm. Ces valeurs de focales permettent de régler continûment la distance L entre 25 et 200 mm sans modifier considérablement la distance  $l_2$ .

Les quatre faisceaux du guide ont, là encore, été assimilés à des faisceaux gaussiens de paramètre  $\omega_0 = 0,7032$  mm. Le calcul se réfère à un système optique "parfait" (sans aberrations) et le diamètre du "spot" doit donc être pris en tant que valeur minimale réalisable.

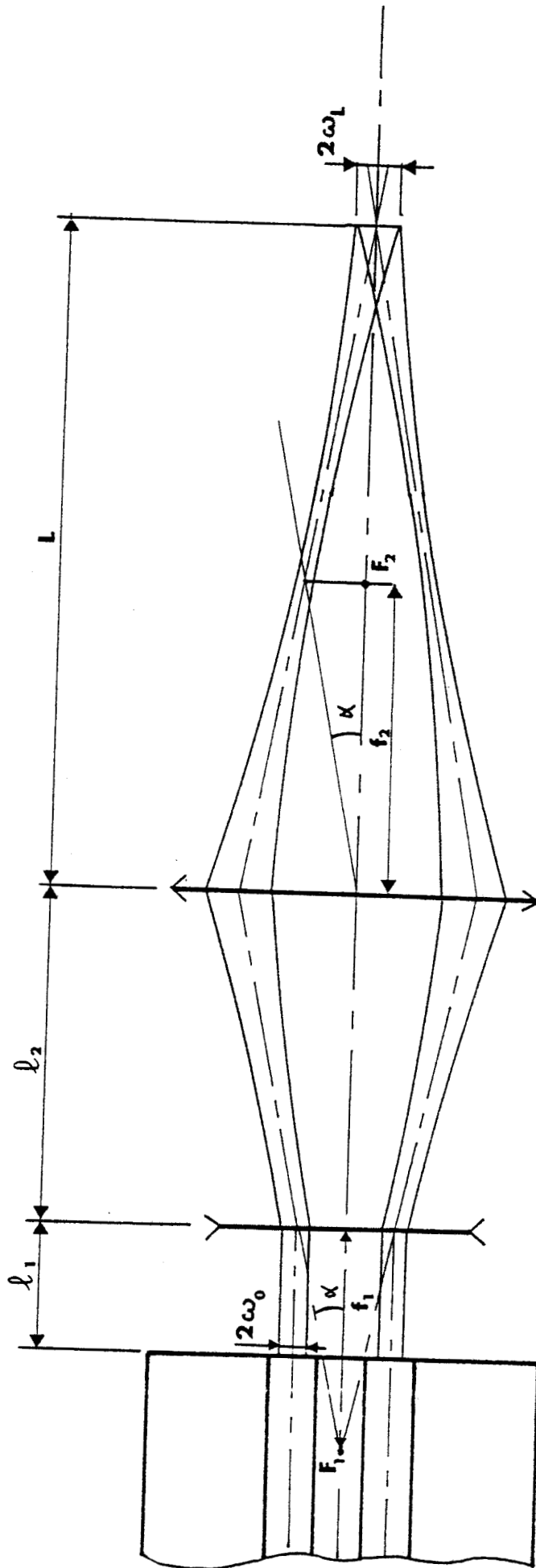


Figure IV.13. : Schéma du trajet des faisceaux avec un système de focalisation comprenant deux lentilles.





$\lambda_2$ (mm)	L (mm)	$2 \times \omega_L$ ( $\mu_m$ )	$\rho_L$ pour $P = 40 \text{ W}$ ( $\text{KW}/\text{cm}^2$ )
31,7	25	68	1100
10,8	50	260	75,34
6,3	100	640	12,4
4,7	200	1400	2,6

Tableau IV.14

Diamètre théorique de la tache focale au point de recouvrement des quatre faisceaux (distance L) pour un système composé de deux lentilles de focale  $f_1 = - 12,7 \text{ mm}$  et  $f_2 = 16 \text{ mm}$  séparés d'une distance  $\lambda_2$  ( $\lambda_1 = 7 \text{ mm}$ ).

Dans le meilleur des cas (aberrations négligées), les dimensions de la tache focale, quoiqu'améliorées par rapport au cas précédent, restent supérieures à celles du laser basse pression.

Le rapport des densités de puissance est en effet ramené de 25 à 6,8 pour une distance  $L = 50 \text{ mm}$ .

## CHAPITRE V : ADAPTATION DU LASER A L'UTILISATION MEDICALE ET EXPERIMENTATIONS ANIMALES

Afin de réaliser une première expérimentation animale, nous avons été amenés à regrouper les différents composants du laser dans un appareil mobile.

Cet ensemble, réalisé avec la collaboration d'un médecin et d'un chirurgien est équipé d'une potence à laquelle est raccordé le guide - d'onde. La commande du laser, ainsi que le système de focalisation ont été adaptés à l'utilisation médicale.

### A) DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

#### 1) La baie d'alimentation

Elle se compose d'un bâti mobile à plusieurs étages qui regroupe le système de vide, l'alimentation électrique, les résistances ballast et les différents organes de commande (figure V.1).

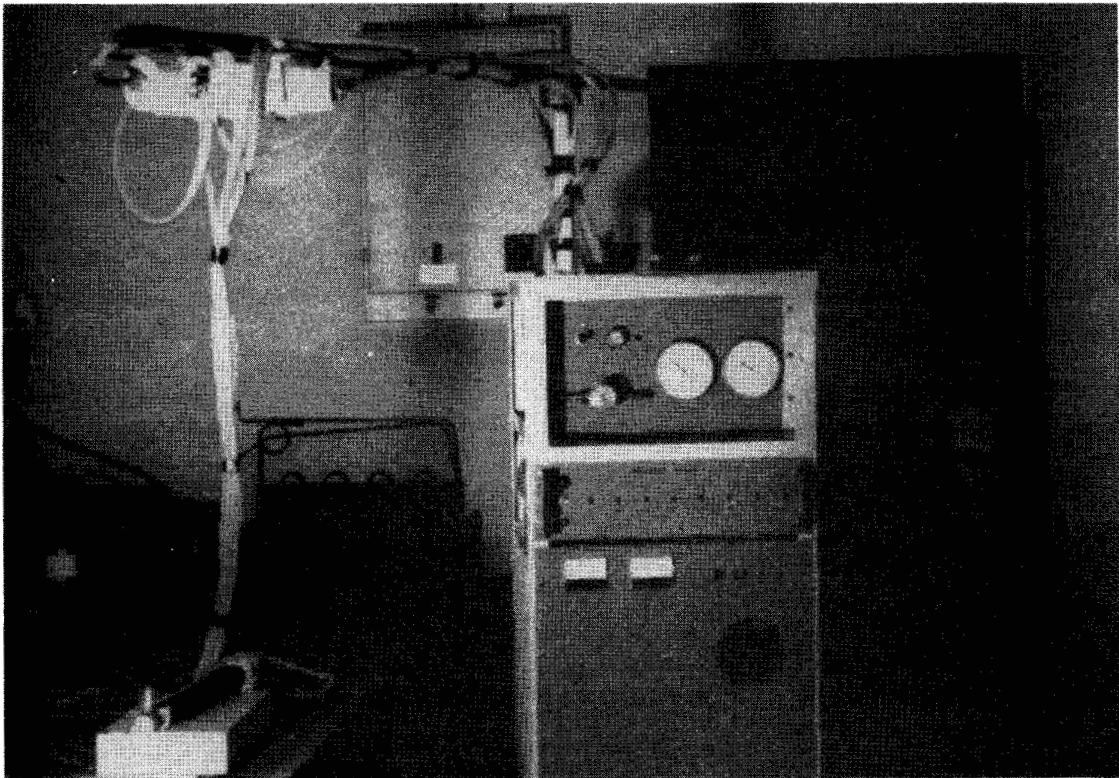
- Le mélange gazeux  $\text{CO}_2$  : 1 ;  $\text{N}_2$  : 1,5 ;  $\text{H}_e$  : 9 ; provient d'une bouteille de grande capacité (type B 50) munie d'un détendeur qui est maintenue à l'arrière du bâti.

- Une vanne et une microvanne, situées en façade, permettent de régler les pressions amont et aval du laser qui peuvent être contrôlées sur deux manomètres gradués de 0 à 200 torrs.

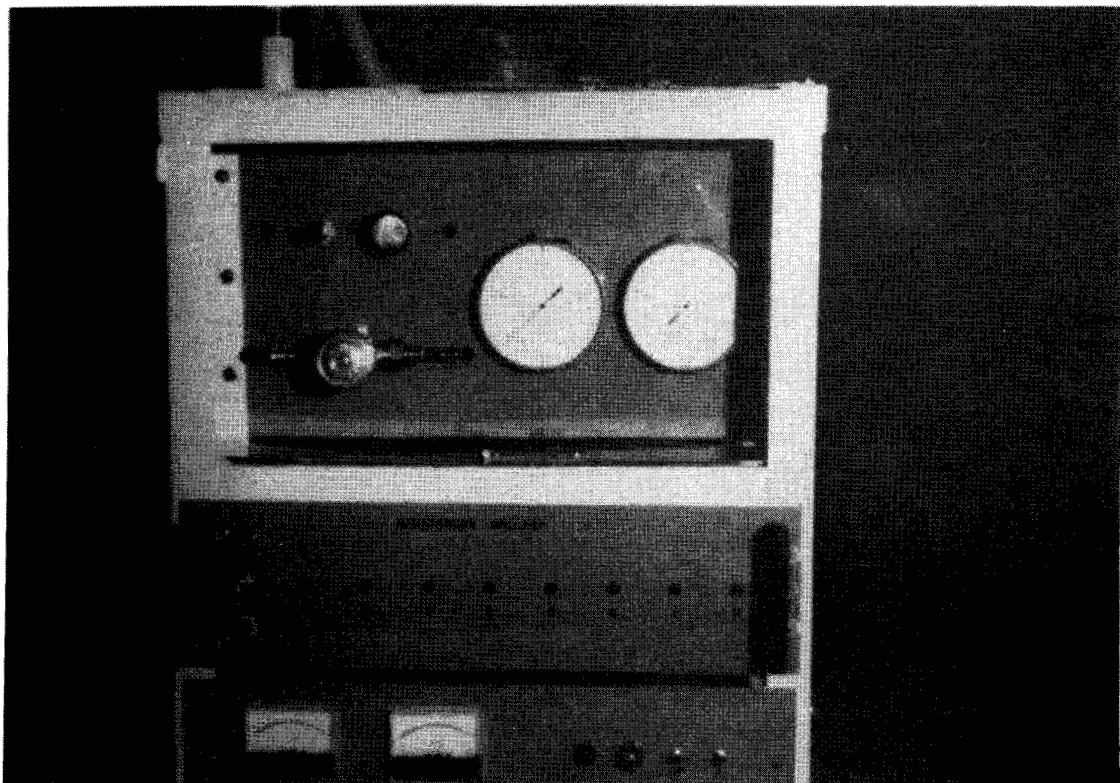
- Le système de pompage est composé d'une pompe LEYBOLD - HERAEUS équipée d'un filtre qui repose sur le plancher inférieur du bâti.

- L'alimentation électrique 15 kV - 100 mA a été entièrement conçue au laboratoire.

- Les huit résistances ballast de 470 k $\Omega$  chacune sont regroupées dans un rack. L'allumage de chaque décharge est visualisé par une diode électroluminescente. Une sécurité coupe l'alimentation dès que l'intensité du courant dans une des résistances dépasse une valeur seuil réglable.



Vue générale de l'appareil expérimental



Détail du panneau de commande

Figure V 1 : Appareil expérimental



- Le refroidissement du laser est branché sur le circuit d'eau courante et le débit d'eau ajusté au moyen d'une vanne de précision. Enfin, le bâti reçoit dans sa partie supérieure une potence mobile, qui soutient les boîtes de séparation déjà décrites auxquelles sont connectées les gaines souples du guide. Les tuyaux d'alimentation d'eau descendent également de cette potence, ce qui accroît la maniabilité du laser.

Cet ensemble peut recevoir indifféremment chacun des prototypes présentés dans le chapitre III et doit uniquement être raccordé au réseau triphasé 380 V et à une prise d'eau courante.

## 2) La commande du laser

### a) Déclenchement par pédale

Lors d'une intervention, il est indispensable pour le praticien de pouvoir commander de manière pratique l'émission du laser. Deux solutions étaient envisageables :

- soit l'obturation du faisceau de sortie au moyen d'un cache commandé manuellement,
- soit une commutation de la tension d'alimentation.

Nous avons préféré cette dernière solution qui permet de déclencher le laser au moyen d'une pédale.

La commutation est réalisée au moyen d'un relai dans le circuit primaire de l'alimentation (figure V.2). L'altermostat, étalonné sur la position 230 V de l'enroulement primaire du transformateur est préalablement réglé par l'opérateur à une tension de travail, choisie en fonction de la pression du mélange gazeux.

La mise sous tension du relai permet d'alimenter le transformateur sur la position 220 V de son enroulement primaire. La tension de sortie est alors supérieure de 2 kV environ à la tension de travail ; ce qui assure l'allumage simultané des huit décharges.

Un second relai, temporisé (environ 2s), commande alors le passage à la position 230 V du transformateur, abaissant ainsi la tension de sortie à la valeur de travail désirée. (figure V.3).

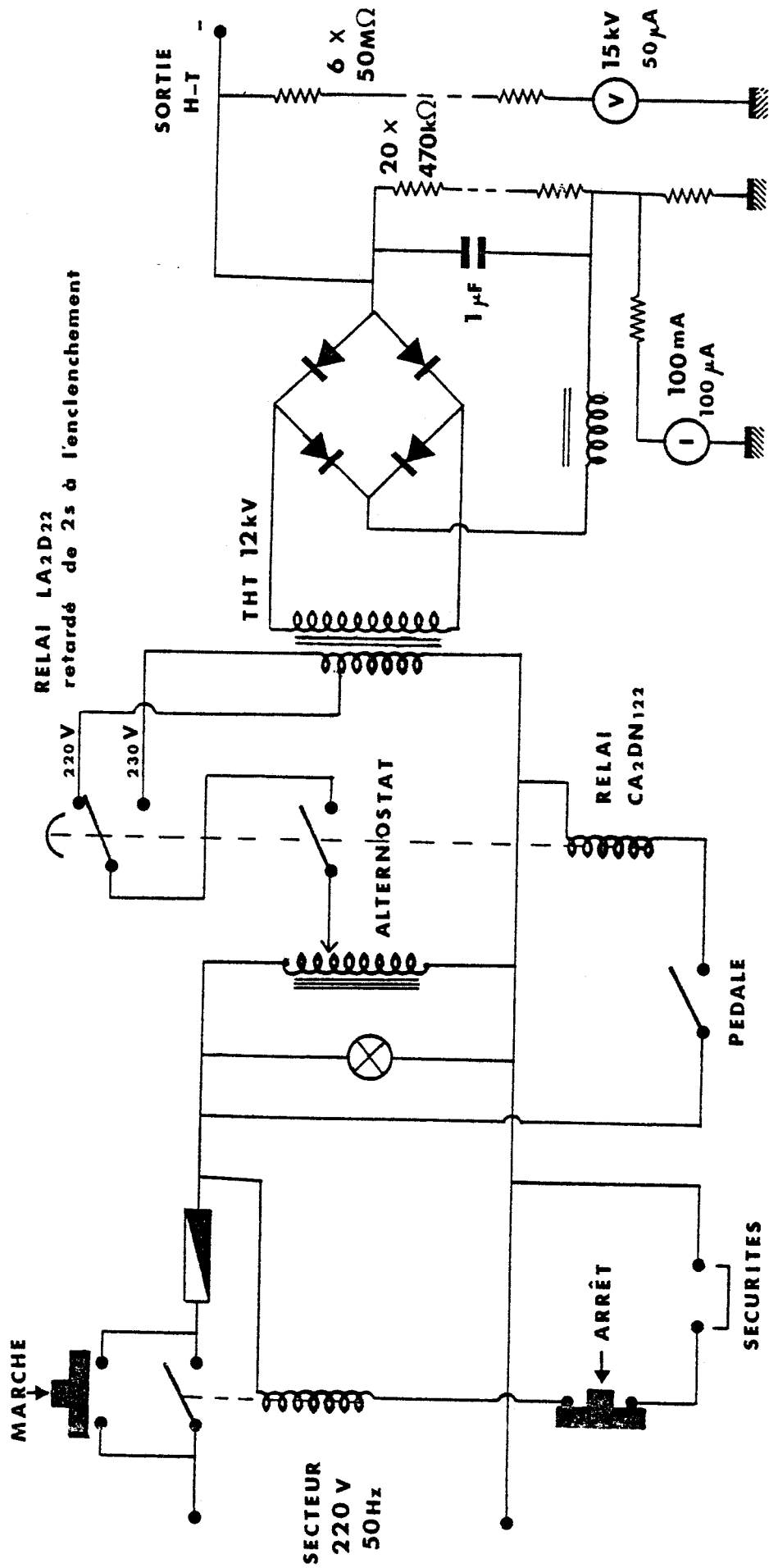


Figure V.2. : Schéma de l'alimentation électrique conçue au laboratoire.



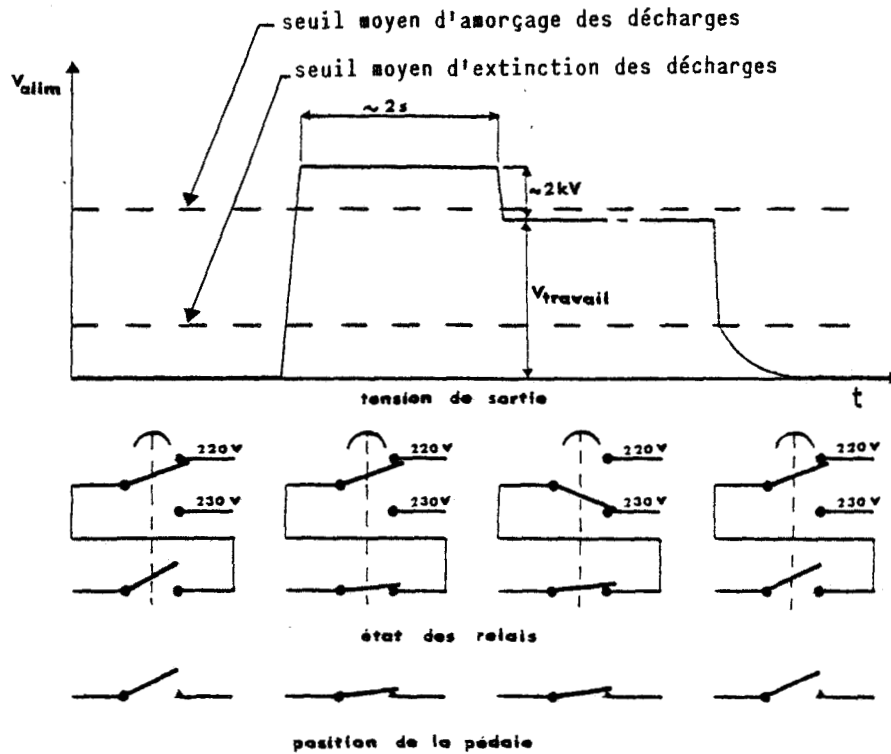


Figure V.3. : Principe de commande du laser au moyen de la pédale - état des relais et tension de sortie.

Dès que la pédale est passée sur la position arrêt, l'alimentation du transformateur est coupée et l'émission laser arrêtée instantanément. La décharge du condensateur du circuit secondaire s'effectue alors à travers une résistance de  $9,4 \text{ M}\Omega$  montée en parallèle pour éviter de conserver une tension élevée dans le guide.

Ce système a l'avantage de commuter des basses - tension et ne réclame donc pas d'interrupteurs H - T coûteux et très volumineux.

### b) régulation de la puissance

La puissance de sortie est réglable à partir de la tension d'alimentation, de la pression d'entrée du mélange et de sa pression de sortie. La variation de ces deux derniers paramètres a cependant l'inconvénient de perturber les seuils d'allumage des décharges ; ce qui oblige à régler de nouveau l'alternostat en cas de déclenchement par pédale.

Le domaine de variation de la puissance de sortie se situe entre 8 et 35 Watts. Au-dessous de 8 Watts le réglage est plus délicat car proche du seuil d'extinction des décharges.

Il est néanmoins possible de débrancher les résistances "ballast" correspondant à deux canaux ; ce qui permet de conserver la symétrie du refroidissement du laser et d'obtenir des puissances allant jusque 4 Watts.

Une autre possibilité intéressante de réglage de la puissance consiste à faire varier simultanément les valeurs de huit résistances "ballast" ce qui a pour effet de modifier le courant circulant dans les décharges, sans changer pour cela la tension d'alimentation. Un essai a été réalisé dans ce sens sur un seul canal (deux décharges) et nous a permis de diminuer la puissance de sortie à 1,5 W (soit par extension 6 Watts pour les quatre canaux). Les valeurs élevées des résistances nécessaires à l'obtention de ces puissances augmentent cependant considérablement les dimensions du "ballast".

Enfin, l'absence de mesure de puissance en continu sur le guide oblige actuellement l'utilisateur à utiliser un mesureur de puissance externe au système.

### 3) Le système de focalisation

Ce système, monté sur les deux derniers prototypes, assure à la fois le maintien de la lentille de focalisation, son refroidissement et la matérialisation de la tache focale (figure V.4).

Il est composé de trois pièces filetées :

- La première, en leucoflex, est vissée sur une bague collée à l'extrémité avant du guide. Elle sert à l'amenée de l'azote utilisé comme gaz de refroidissement ainsi qu'à la fixation de la seconde pièce.
- La pièce n° 2, en aluminium, supporte l'optique et comporte quatre trous destinés au passage de l'azote vers l'avant du système.
- La pièce n° 3 est un simple cône en aluminium, fendu pour augmenter la visibilité de la zone de travail. Son extrémité correspond exactement à la focale de la lentille, ce qui permet à l'utilisateur d'amener la pièce en contact avec la cible (figure V.5).

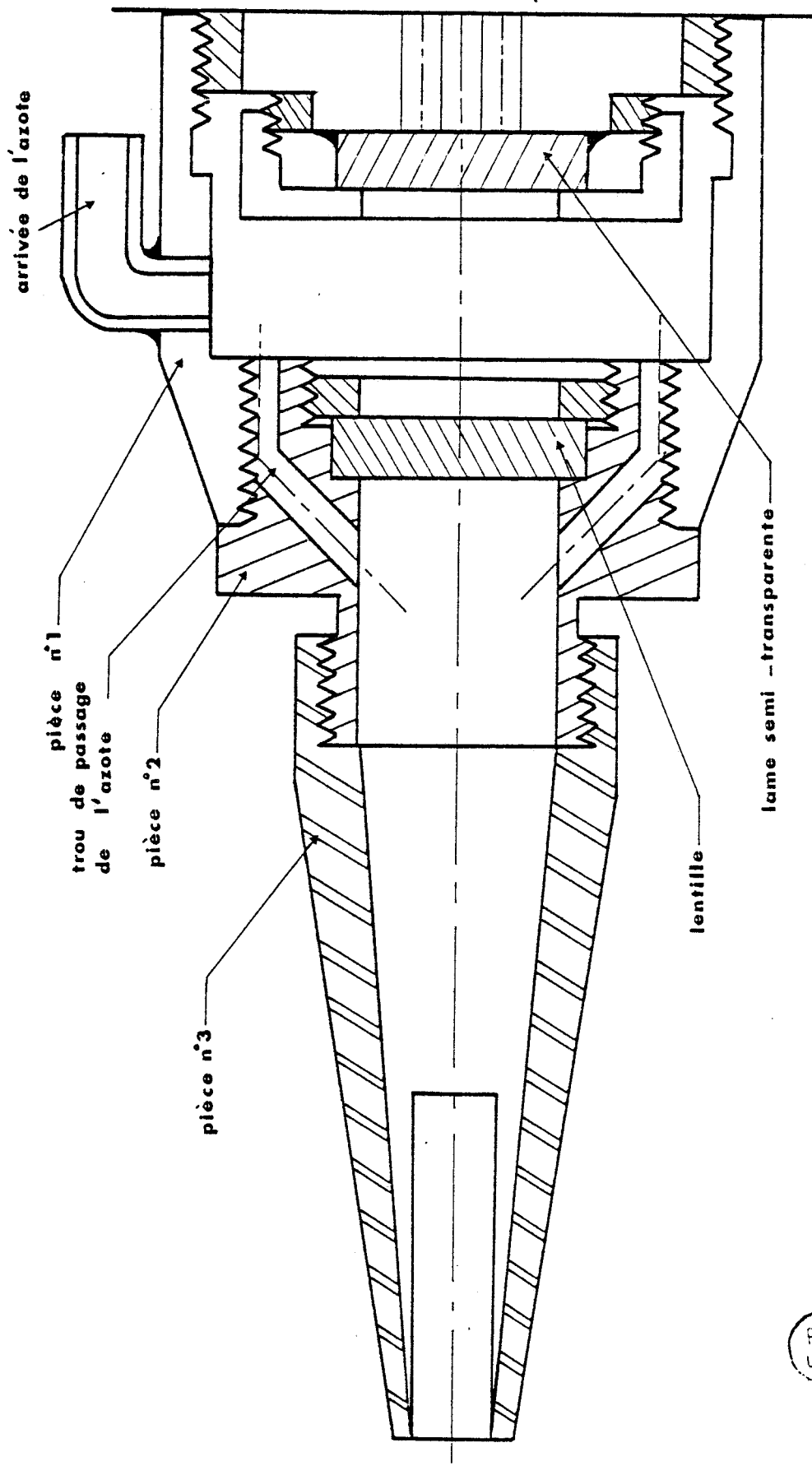


Figure V.4. : Schéma du système de focalisation.







UNIVERSITÄT  
DUISBURG  
ESSEN  
LILLE

Figure V 5 : Prototype n° 3 équipé de son système de focalisation

Le jet de gaz est également destiné à empêcher la remontée des projections et de la fumée dégagée lors de la coupe vers la lentille.

Chacune des lentilles (de distances focales 25,4 mm ; 50,8 mm et 101,6 mm) est montée sur un tel support pour être rapidement interchangeable en cours de manipulation.

## **B) LES EXPÉRIMENTATIONS**

Une première expérimentation animale du guide - d'onde multicanaux a été faite par des chercheurs du laboratoire de médecine expérimentale du Centre Hospitalier de Lille. Elle a été réalisée sur deux lapins de 2,5 kg chacun, anesthésiés au carbonate d'éthyle.

Ces essais ne constituent cependant qu'un travail préliminaire, plus destiné à une mise au point du matériel, qu'à une réelle évaluation clinique du guide - d'onde.

### **1) Remarques générales sur ces expériences**

Le rayonnement du laser CO<sub>2</sub> est très fortement absorbé par les tissus de tous les organes sur lesquels nous avons travaillé soit : la peau, le foie, les reins et la vessie.

Dans tous les cas, nous avons observé la formation d'un cratère de largeur approximativement égale à la tache de focalisation. L'élévation de température très localisée vaporise l'eau tissulaire et produit une carbonisation des marges de l'incision. La zone de nécrose latérale est limitée à 0,5 mm environ de part et d'autre de la coupe, même quand la densité de puissance dépasse 40 kW/cm<sup>2</sup>.

La profondeur de coupe dépend essentiellement du temps d'exposition du tissu au rayonnement. La vitesse de coupe est inférieure à celle du bistouri électrique mais peut être augmentée en maintenant le tissu sous tension.

Le faisceau provoque une hémostase quasi-instantanée des vaisseaux de diamètres inférieurs à 0,5 mm. Cette particularité permet de réaliser une coupe pratiquement exsangue des zones hautement vascularisées telles que le foie ou les reins.

Les meilleurs résultats sont obtenus pour des densités de puissance supérieure à  $20 \text{ kW/cm}^2$ , ce qui nécessite l'utilisation des lentilles de faibles distances focales (25 et 50 mm).

## 2) Evaluation du guide

Ces premiers essais nous ont permis de tirer quelques remarques quant à l'évolution possible de ce type de laser :

- La maniabilité générale du guide est satisfaisante mais pourrait être augmentée par une structure externe de section circulaire. Nous avons également remarqué une inertie des gaines d'alimentation qui oblige l'utilisateur à maintenir le laser près de la lentille, il serait donc utile à l'avenir de ramener le centre de gravité du système plus avant.

- Malgré la forte puissance de sortie disponible, l'effet de coupe du guide multicanaux est limité par la qualité de sa focalisation. Il est donc nécessaire, en l'état actuel, d'utiliser des lentilles de courtes distances focales ( $< 50 \text{ mm}$ ) si on veut disposer d'une forte densité de puissance. Cet impératif a l'inconvénient de ramener la lentille très près de la zone de travail ; ce qui l'expose davantage aux pollutions. La lentille de 25,4 mm de distance focale se salit ainsi rapidement, la fumée et les projections dégagées lors de la coupe parvenant à remonter la pièce de focalisation malgré le jet de gaz.

- Ce phénomène est moins perceptible pour la lentille de distance focale 50 mm mais il se pose alors le problème de la dimension de la tache focale.

- Enfin, le réglage de la puissance de sortie est assez fastidieux puisqu'il n'existe pas de mesure de puissance en continu sur le guide - d'onde.

## C O N C L U S I O N

Nous avons conçu et réalisé un laser composé de plusieurs guides - d'onde parallèles. Cette structure multicanaux, ainsi que l'optimisation des paramètres tels que le mélange gazeux, l'intensité de décharge et la pression de fonctionnement nous ont permis d'atteindre une puissance de sortie de 40 Watts avec une source de très faible encombrement (23 x 25 x 277 mm).

La puissance par unité de longueur ainsi obtenue (0,41 W/cm de décharge) est, à notre connaissance, l'une des plus importantes atteinte jusqu'à présent par un guide - d'onde.

Le choix des matériaux et la technologie employée permettent une prise en main directe du laser malgré l'excitation haute tension du mélange gazeux en écoulement. La souplesse d'utilisation s'en trouve augmentée ; ce qui représente un avantage certain par rapport aux sources basses pressions habituellement utilisées en médecine.

Les quatre guides fonctionnent actuellement sur des modes d'ordres supérieurs et sur des raies d'émission différentes. Il n'existe pas de couplage entre les canaux, ce qui interdit tout phénomène d'interférence au niveau de la tache focale.

Lorsque les quatre faisceaux sont focalisés au moyen d'une simple lentille, les densités de puissance au point focal, quoique supérieures à  $80 \text{ kW/cm}^2$  pour des lentilles de courtes focales, sont inférieures à celles obtenues avec un laser basse pression de puissance identique. Cet inconvénient est lié au faible diamètre de sortie des faisceaux et à la structure multicanaux. Il est théoriquement possible d'améliorer les performances en augmentant artificiellement les dimensions des faisceaux avec une première lentille divergente mais la densité de puissance reste néanmoins inférieure à celle d'une source conventionnelle.

L'utilisation médicale de ces prototypes s'est limitée à une expérimentation animale. Nous avons ainsi vérifié l'effet hémostatique du laser  $\text{CO}_2$  et sa faculté à la découpe de zones vascularisées. Si sa vitesse d'incision est inférieure à celle du bistouri électrique, il

permet cependant une destruction tissulaire très localisée. Notre concertation avec le milieu médical a abouti à la mise au point d'un premier appareillage. Celui-ci devrait permettre une investigation du champ d'application du guide - d'onde  $\text{CO}_2$  dans plusieurs disciplines médicales.

L'avenir de ce type de guide très compact passe, à notre avis, par une augmentation des dimensions des canaux amplificateurs ; ce qui permettrait de diminuer les dimensions de la tache focale.

Pour ce qui concerne l'excitation du mélange gazeux une augmentation du nombre de décharges par canal amplificateur diminuerait la tension de fonctionnement et, par là les épaisseurs d'isolement et le volume total du guide.

Une autre possibilité consisterait à employer une excitation de type radio-fréquence. Nous disposons de premiers résultats prometteurs au laboratoire [62]. Les très faibles tensions mises en oeuvre (environ 200 V) permettraient ainsi de réaliser des lasers de puissances identiques encore plus miniaturisés.

A N N E X E N° 1

CALCUL DES MODES D'UN GUIDE DE SECTION RECTANGULAIRE

L'équation que doit vérifier la fonction de Bromwich

U est :

$$\Delta U = \mu \epsilon \frac{\partial^2 U}{\partial^2 t} \quad (1)$$

et la solution recherchée de la forme :

$$U = f(x) g(y) e^{\pm(\gamma z - j\omega t)}$$

où  $\frac{\gamma}{j}$  représente la constante de propagation sur l'axe z.

La structure étant symétrique par rapport aux plans  $x = 0$  et  $y = 0$ , les modes doivent être symétriques ou anti-symétriques par rapport à ces plans.

1) Fonctions symétriques en x et y

a) Expression de la fonction de Bromwich et des champs dans chaque région du guide

L'expression de la fonction U, dans chaque région du guide, peut être trouvée par tâtonnement. Pour des fonctions symétriques, une solution simple consiste à choisir une variation en  $\text{ch } x$  et  $\text{ch } y$  à l'intérieur du guide et une variation exponentielle décroissante dans le diélectrique.

En introduisant  $\gamma_x$  et  $\gamma_y$ , composantes du vecteur de propagation suivant x et y, la fonction U dans la région 1 prend la forme :

$$U_1 = \frac{A_1}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t} \quad (2)$$

où  $A_1$  est une constante

d'après l'équation (1) :

$$\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma^2 = -k^2 \quad (3)$$

avec  $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$  : constante de propagation dans le vide.

En remplaçant U par la valeur  $U_1$  dans les systèmes d'équation (2) et (3) définis au chapitre I les expressions des champs s'écrivent :

- pour le champ transverse magnétique  $H^X E^Y$

$$\begin{aligned} E_x &= A_1 \frac{\gamma_x \gamma_y}{k^2} \text{sh}(\gamma_x x) \text{sh}(\gamma_y y) \\ E_y &= A_1 \frac{\gamma_y^2 + k^2}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \\ E_z &= -A_1 \frac{\gamma \gamma_y}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \text{sh}(\gamma_y y) \\ H_x &= j A_1 \frac{\gamma}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \text{ch}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \\ H_y &= 0 \\ H_z &= j A_1 \frac{\gamma_x}{k} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \text{sh}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \end{aligned}$$

- pour le champ transverse électrique  $E^X H^Y$

$$\begin{aligned} E_x &= -j A_1 \frac{\gamma}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{ch}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \\ E_y &= 0 \\ E_z &= -j A_1 \frac{\gamma_x}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{sh}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \\ H_x &= A_1 \frac{\gamma_x \gamma_y}{k^2} \text{sh}(\gamma_x x) \text{sh}(\gamma_y y) \\ H_y &= A_1 \frac{\gamma_y + k^2}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \text{ch}(\gamma_y y) \\ H_z &= -A_1 \frac{\gamma_y \gamma}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \text{sh}(\gamma_y y) \end{aligned}$$

- Dans les régions 2 et 4 du guide - d'onde on prend :

$$U_2 = \frac{A_2}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_y^2 (|y| - b) \right] e^{-\gamma z + j\omega t} \quad (4)$$

En reportant dans (1), on obtient :

$$\gamma_x^2 + \gamma_y^2 + \gamma^2 = -n^2 k^2 \quad (5)$$

avec  $n = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} = \epsilon' - j\epsilon''$  (indice de réfraction du matériau diélectrique), et  $\gamma_{y_2}$  : composante du vecteur de propagation selon  $y$  dans les régions 2 et 4 du diélectrique.

Les expressions des champs dans ces deux régions s'écrivent alors :

- pour le champ  $H^X E^Y$

$$\left| \begin{aligned} E_x &= \pm A_2 \frac{\gamma_x \gamma_{y_2}}{k^2} \text{sh}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ E_y &= A_2 \left[ \frac{\gamma_{y_2}^2 + n^2 k^2}{k^2} \right] \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ E_z &= \mp A_2 \gamma \frac{\gamma_{y_2}}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ H_x &= j A_2 \gamma \frac{\gamma_{y_2}}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ H_y &= 0 \\ H_z &= j A_2 n \frac{\gamma_x}{k} \frac{\epsilon}{\mu_0} \text{sh}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \end{aligned} \right.$$

- pour le champ  $E^X H^Y$

$$\left| \begin{aligned} E_x &= -A_2 j n \frac{\gamma}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ E_y &= 0 \\ E_z &= -A_2 j n \frac{\gamma_x}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \text{sh}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ H_x &= \pm A_2 \frac{\gamma_x \gamma_{y_2}}{k^2} \text{sh}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ H_y &= A_2 \frac{\gamma_{y_2}^2 + k^2 n^2}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \\ H_z &= \mp A_2 \frac{\gamma_{y_2} \gamma}{k^2} \text{ch}(\gamma_x x) \exp \left[ -\gamma_{y_2} (|y| - b) \right] \end{aligned} \right.$$

Lorsque le signe est double dans ces expressions, le signe inférieur correspond à la région 2 et le signe supérieur à la région 4.



- De la même façon, dans les régions 3 et 5 du guide on prend :

$$U_3 = \frac{A_3}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t} \quad (6)$$

qui s'annule lorsque  $|x|$  devient grand.

En reportant dans (1), on obtient :

$$\gamma_{x_3}^2 + \gamma_y^2 + \gamma^2 = -n^2 k^2 \quad (7)$$

$$\text{avec } n = \sqrt{\epsilon' - j\epsilon''}$$

et  $\gamma_{x_3}$  : composante du vecteur de propagation selon  $x$  dans les régions 3 et 5 du diélectrique.

Les expressions des champs dans ces régions s'écrivent :

- pour le champ  $H^X E^Y$

$$E_x = \pm \frac{A_3}{k^2} \gamma_{x_3} \gamma_y \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{sh} (\gamma_y y)$$

$$E_y = A_3 \frac{\gamma_y^2 + n^2 k^2}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

$$E_z = -A_3 \frac{\gamma \gamma_y}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{sh} (\gamma_y y)$$

$$H_x = A_3 n j \frac{\gamma}{k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

$$H_y = 0$$

$$H_z = \pm A_3 j n \frac{\gamma_{x_3}}{k} \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu_0}} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

- pour le champ  $E^X H^Y$

$$E_x = -j A_3 \frac{n \gamma}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

$$E_y = 0$$

$$E_z = \mp j A_3 \frac{n \gamma_{x_3}}{k} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

$$H_x = \pm j A_3 \frac{\gamma_{x_3} \gamma_y}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{sh} (\gamma_y y)$$

$$H_y = A_3 \frac{\gamma_y^2 + k^2 n^2}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{ch} (\gamma_y y)$$

$$H_z = -A_3 \frac{\gamma_y \gamma}{k^2} \exp \left[ -\gamma_{x_3} (|x| - a) \right] \operatorname{sh} (\gamma_y y)$$

de même, lorsque le signe est double, le signe inférieur correspond à la région 3 et le signe supérieur à la région 5.

b) Conditions aux limites

Nous négligeons, dans cette partie, les conditions aux limites dans les régions notées 6 où les champs sont faibles. Nous faisons également les approximations suivantes :

$$\left| \frac{\gamma_x}{k} \right| \ll 1 \quad \left| \frac{\gamma_y}{k} \right| \ll 1 \quad \text{et} \quad \gamma \approx j k \quad (8)$$

qui reviennent à ne considérer que les modes de faibles pertes.

$$\begin{aligned} \text{On a d'autre part : } \gamma_x &= \gamma_{x_2} = \gamma_{x_4} \\ \text{et } \gamma_y &= \gamma_{y_3} = \gamma_{y_5} \end{aligned}$$

En tenant compte de la continuité des composantes tangentielles des champs sur les parois, on aboutit aux expressions :

- pour  $|y| = b$  (entre les régions 1 et 2 ou 1 et 4)

pour les modes  $H^X E^Y$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x &: A_2 \gamma_{y_2} = - A_1 \gamma_y \operatorname{sh}(\gamma_y b) \\ E_z &: A_2 \gamma_{y_2} = - A_1 \gamma_y \operatorname{sh}(\gamma_y b) \\ H_x &: n^2 A_2 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) \\ H_z &: n^2 A_2 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) \end{aligned} \right.$$

et pour les modes  $E^X H^Y$

$$\left\{ \begin{aligned} E_x &: A_2 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) \\ E_z &: A_2 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_y b) \\ H_x &: A_2 \gamma_{y_2} = - \gamma_y A_1 \operatorname{sh}(\gamma_y b) \\ H_z &: A_2 \gamma_{y_2} = - \gamma_y A_1 \operatorname{sh}(\gamma_y b) \end{aligned} \right.$$

- pour  $|x| = a$  (entre les régions 1 et 3 ou 1 et 5)

pour les modes  $H^X E^Y$

$$\left\{ \begin{aligned} E_y &: n^2 A_3 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_x a) \\ H_z &: n^2 \gamma_{x_3} A_3 = A_1 \gamma_x \operatorname{sh}(\gamma_x a) \end{aligned} \right.$$

La continuité de la composante  $E_z$  est négligée d'après l'équation (8).

pour les modes  $E^X H^Y$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_z : \gamma_{x3} A_3 = A_1 \gamma_x \operatorname{sh}(\gamma_x a) \\ H_y : n^2 A_3 = A_1 \operatorname{ch}(\gamma_x a) \end{array} \right.$$

De même, la continuité de  $H_z$  est négligée d'après (8).

Les conditions aux limites se réduisent finalement aux équations caractéristiques suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{pour } H^X E^Y & \text{pour } E^X H^Y \\ \left\{ \begin{array}{l} \gamma_{x3} = \gamma_x \operatorname{th}(\gamma_x a) \\ \gamma_{y2} = -n^2 \gamma_y \operatorname{th}(\gamma_y b) \end{array} \right. & \left\{ \begin{array}{l} \gamma_{x3} = n^2 \gamma_x \operatorname{th}(\gamma_x a) \\ \gamma_{y2} = -\gamma_y \operatorname{th}(\gamma_y b) \end{array} \right. \end{array}$$

Les équations (5), (7) et (8) permettent d'écrire, d'autre part :

$$\begin{aligned} \gamma_{x3}^2 &= -n^2 k^2 - \gamma_y^2 - \gamma^2 \approx k^2 (1 - n^2) \\ \gamma_{y2}^2 &= -n^2 k^2 - \gamma_x^2 - \gamma^2 \approx k^2 (1 - n^2) \end{aligned}$$

Le système d'équation peut se mettre sous la forme :

$$\begin{array}{l} \text{pour } H^X E^Y \\ \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{th}^2(\gamma_x a) \approx \frac{k^2 (1 - n^2)}{\gamma_x^2} = \frac{(1 - n^2) (ka)^2}{(\gamma_x a)^2} \\ \operatorname{th}^2(\gamma_y b) \approx \frac{k^2 (1 - n^2)}{n^4 \gamma_y^2} = \frac{(1 - n^2) (kb)^2}{n^4 (\gamma_y b)^2} \end{array} \right. \end{array}$$

$$\begin{array}{l} \text{pour } E^X H^Y \\ \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{th}^2(\gamma_x a) \approx \frac{(1 - n^2) (ka)^2}{n^4 (\gamma_x a)^2} \\ \operatorname{th}^2(\gamma_y b) \approx \frac{(1 - n^2) (kb)^2}{(\gamma_y b)^2} \end{array} \right. \end{array}$$

c) Résolution des équations caractéristiques par une méthode de perturbation

Si les dimensions du guide sont grandes devant la longueur d'onde (ce qui est vérifié pour un guide - d'onde à  $\lambda = 10,6 \mu$ ), alors :

$$\left| \frac{(n^2 - 1) (ka)^2}{(\gamma_x a)^2} \right| \gg 1 \quad \text{et} \quad \text{th}^2 (\gamma_x a) \gg 1$$

et on peut écrire  $\gamma_x a$  sous la forme :

$$\gamma_x a = j \frac{\pi}{2} (2p - 1) - \epsilon \quad \text{avec } p : \text{entier}$$

on peut également écrire :

$$\text{th} (\gamma_x a) = \text{th} \left( j \frac{\pi}{2} (2p - 1) - \epsilon \right) = \frac{\text{th} \left( j \frac{\pi}{2} (2p - 1) \right) - \text{th} \epsilon}{1 - \text{th} \left( j \frac{\pi}{2} (2p - 1) \right) \text{th} \epsilon} \approx \frac{1}{\text{th} \epsilon} \approx -\frac{1}{\epsilon}$$

$$\text{soit : } \frac{1}{\epsilon^2} = \frac{(n^2 - 1) (ka)^2}{\frac{\pi^2}{4} (2p - 1)^2} \Rightarrow \epsilon = \frac{\pi (2p - 1) (n^2 - 1)^{-1/2}}{2 ka}$$

Le calcul est similaire pour  $\gamma_y b$ , ce qui détermine :

- pour  $H^X E^Y$

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_x a = - (2p - 1) \frac{\pi}{2 ka} \text{Re} \left[ (n^2 - 1)^{-1/2} \right] + j (2p - 1) \frac{\pi}{2} \left[ 1 - \text{Im} \left[ (n^2 - 1)^{-1/2} \right] / ka \right] \\ \gamma_y b = - (2q - 1) \frac{\pi}{2 kb} \text{Re} \left[ (n^2 - 1)^{-1/2} \right] + j (2q - 1) \frac{\pi}{2} \left[ 1 - \text{Im} \left[ (n^2 - 1)^{-1/2} \right] / kb \right] \end{array} \right.$$

- pour  $E^X H^Y$  il suffit de permuter x et y et a et b dans les expressions ci-dessus.

Finalement, la constante de propagation  $\gamma = \alpha + i\beta$  peut se déduire de l'expression (3) en remplaçant  $\gamma_x$  et  $\gamma_y$  par leurs valeurs.

- pour  $H^X E^Y$   
 $p_1 q_1$

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left[ \frac{p_1 \pi}{2ka} \right]^2 \text{Re} (N_1) + \frac{1}{b} \left[ \frac{q_1 \pi}{2ka} \right]^2 \text{Re} (N_2) \\ \beta = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{p_1 \pi}{2ka} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{ka} \text{Im} (N_1) \right) + \left( \frac{q_1 \pi}{2kb} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{kb} \text{Im} (N_2) \right) \right] \right\} \end{array} \right.$$

- et pour  $E^X H_{p_1 q_1}^Y$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = \frac{1}{a} \left( \frac{p_1 \pi}{2ka} \right)^2 \operatorname{Re} (N_2) + \frac{1}{b} \left( \frac{q_1 \pi}{2kb} \right)^2 \operatorname{Re} (N_1) \\ \beta = k \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{p_1 \pi}{2ka} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{ka} \operatorname{Im} (N_2) \right) + \left( \frac{q_1 \pi}{2kb} \right)^2 \left( 1 - \frac{2}{kb} \operatorname{Im} (N_1) \right) \right] \right\} \end{array} \right.$$

expressions dans lesquelles  $p_1$  et  $q_1$  sont des entiers impairs ;

$$N_1 = (n^2 - 1)^{-1/2} \quad \text{et} \quad N_2 = n^2 (n^2 - 1)^{-1/2}$$

## 2) Fonctions anti-symétriques en x ou en y

La fonction  $U_1$  peut être prise sous la forme :

$$U_1 = \frac{A_1}{k^2} \operatorname{sh} (\gamma_x x) \operatorname{ch} (\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

$$\text{ou } U_1 = \frac{A_1}{k^2} \operatorname{ch} (\gamma_x x) \operatorname{sh} (\gamma_y y) e^{-\gamma z + j\omega t}$$

suivant que les modes sont anti-symétriques en x ou en y.

Le calcul de la constante de propagation est similaire, il suffit de changer  $\operatorname{sh} (\gamma_x x)$  par  $\operatorname{ch} (\gamma_x x)$  et inversement.

L'expression de la constante de propagation est identique, les coefficients  $p_1$  et  $q_1$  étant remplacés par des entiers pairs  $p_2$  et  $q_2$  (puisque c'est alors  $\operatorname{cth} (\gamma_x a) \gg 1$ ).

On peut rassembler l'expression des champs des modes de propagation en un seul tableau.

pour les modes  $H^X E_{pq}^Y$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x \approx 0 \quad \text{d'après (8)} \\ E_y = A \left\{ \begin{array}{l} \cos \left( \frac{\pi p_1 x}{2a} \right) \\ \sin \left( \frac{\pi p_2 x}{2a} \right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos \left( \frac{\pi q_1 y}{2b} \right) \\ \sin \left( \frac{\pi q_2 y}{2b} \right) \end{array} \right\} \\ E_z = j \frac{\pi}{2kb} A \left\{ \begin{array}{l} \cos \left( \frac{\pi p_1 x}{2a} \right) \\ \sin \left( \frac{\pi p_2 x}{2a} \right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} q_1 \sin \left( \frac{\pi q_1 y}{2b} \right) \\ - q_2 \cos \left( \frac{\pi q_2 y}{2b} \right) \end{array} \right\} \approx 0 \end{array} \right.$$

$$\begin{aligned}
 H_x &= -\sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_y \\
 H_y &= 0 \\
 H_z &= j \frac{\pi}{2ka} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} A \left\{ \begin{array}{l} p_1 \sin\left(\frac{\pi}{2a} p_1 x\right) \\ - p_2 \cos\left(\frac{\pi}{2a} p_2 x\right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2b} q_1 y\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{2b} q_2 y\right) \end{array} \right\} \approx 0
 \end{aligned}$$

pour les modes  $E^X H_{pq}^Y$

$$E_x = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} A \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2a} p_1 x\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{2a} p_2 x\right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2b} q_1 y\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{2b} q_2 y\right) \end{array} \right\}$$

$$E_y = 0$$

$$E_z = j \frac{\pi}{2ka} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} A \left\{ \begin{array}{l} p_1 \sin\left(\frac{\pi}{2a} p_1 x\right) \\ - p_2 \cos\left(\frac{\pi}{2a} p_2 x\right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2b} q_1 y\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{2b} q_2 y\right) \end{array} \right\} \approx 0$$

$H_x \approx 0$  d'après (8)

$$H_y = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_x$$

$$H_z = j \frac{\pi}{2kb} A \left\{ \begin{array}{l} \cos\left(\frac{\pi}{2a} p_1 x\right) \\ \sin\left(\frac{\pi}{2a} p_2 x\right) \end{array} \right\} \times \left\{ \begin{array}{l} q_1 \sin\left(\frac{\pi}{2b} q_1 y\right) \\ - q_2 \cos\left(\frac{\pi}{2b} q_2 y\right) \end{array} \right\}$$

où  $p_1$  et  $q_1$  sont des entiers impairs

et  $p_2$  et  $q_2$  sont des entiers pairs.

Suivant l'ordre du mode considéré, on multiplie une des expressions de l'accolade de gauche par une expression de l'accolade droite.

A N N E X E N° 2

PROGRAMME DE CALCUL DE LA REPARTITION D'INTENSITE  
AU NIVEAU DE LA TACHE FOCAL DU LASER MULTICANAUX.

# PROGRAMME PRINCIPAL

```
DIMENSION T(177,63),TAB(5000)
SK=0.593
A0=703.2
PI=3.1416
ALF=0.1109
SA=0.1107
CA=0.9939
OL=10.6
F=25400.
D1=10000.
W1=W0*SQRT(1.+((OL*D1)/(PI*W0**2))**2)
R1=D1*(1.+((PI*W0**2)/(OL*D1))**2)
R12=R1*F/(F-R1)
W01=W1/SQRT(1.+((PI*W1**2)/(OL*R12))**2)
W4=1./W01**2
W5=W4*3.374
Z1=0.
KI=0
D010L=0,868,14
PL=L
Y1=(PL*0.6)-260.4
I=0
KI=KI+1
D010M=0,880,5
PM=M
X1=(PM*0.6)-264.
I=I+1
J=0
U3=0.
T3=0.
T4=0.
Z=(Z1*CA)-(Y1*SA)
R2=((Y1*CA)+(Z1*SA))**2+X1**2
1  V1=W5*Z
   V2=1./((1.+V1**2)**0.5)
   V3=(V2**2)*W4
   IF(V1.EQ.0.)GOTO2
   V4=1.+(1./V1)**2
   V5=(R2*SK)/(2.*Z*V4)
   GOTO3
2  V5=0.
3  U=V2*(EXP(-R2*V3))*(W0/W01)
   TT=ATAN(V1)-(SK*Z)-V5
   T1=U*COS(TT)
   T2=U*SIN(TT)
   U2=U**2
   U3=U3+U2
   T3=T3+T1
   T4=T4+T2
   J=J+1
   IF(J.EQ.1)GOTO21
```





```
IF(J.EQ.2)GOTO22
IF(J.EQ.3)GOTO23
IF(J.EQ.4)GOTO24
21 Z=(Y1*SA)+(Z1*CA)
R2=X1**2+((Y1*CA)-(Z1*SA))**2
GOTO1
22 Z=(Z1*CA)-(X1*SA)
R2=((X1*CA)+(Z1*SA))**2+Y1**2
GOTO1
23 Z=(X1*SA)+(Z1*CA)
R2=((X1*CA)-(Z1*SA))**2+Y1**2
GOTO1
24 UC3=(I3**2)+(I4**2)
I(1,KI)=UC3
10 CONTINUE
NX=177
NZ=63
IX=1
IZ=1
PAPX=20.
PAPZ=10.
AL=135.
ECHY=12.
KOULEUR=0
CALL SURFIRA(T,NX,NZ,IX,IZ,PAPX,PAPZ,AL,ECHY,KOULEUR,TAB,1,5000)
END
```

### SUBROUTINES DE TRACÉ DE COURBE

```
SUBROUTINE SURFTRACT(NX,NZ,IX,IZ,PAPX,PAPZ,TETA,ECHY,KOULEUR,
*TABTRA,KOD,N)
DIMENSION I(1)
DIMENSION TABTRA(1)
N1=NX*9
IF(KOD.EQ.0)GOTO 10
N1=N-6*NX
N1=N1/2+6*NX
10 CALL SURFACECT(NX,NZ,IX,IZ,PAPX,PAPZ,TETA,ECHY,KOULEUR,
*TABTRA(1),TABTRA(NX+1),TABTRA(3*NX+1),TABTRA(5*NX+1),TABTRA(6*NX+
*1),TABTRA(N1+1)
)
RETURN
END
```

```
SUBROUTINE SURFACE(POINT,NX,NZ,IKX,IPZ,LPAPX,LPAPZ,TETA,ECHY,  
*KOULEUR,TABX,TABY,FRONTINF,FRONTSUP,IX,TY)  
DIMENSION POINT(NX,1),TABX(1),TABY(1),FRONTINF(1),FRONTSUP(1),  
*IX(1),IY(1)  
DIMENSION NBUF(269)  
REAL LPAPZ,LPAPX,LX,LZ  
ECHX=FLOAT(LPAPX)/(NX-1.)  
TETA=TETA*3.14159265/180.  
STETA=SIN(TETA)  
CTETA=COS(TETA)  
J=ABS(CTETA)*LPAPZ/(NZ-1.)/ECHX+.5  
NJ=J  
LPAPZ=J/ABS(CTETA)*ECHX*(NZ-1.)  
IIX=1  
ABM=0.  
DO 20 IZ=1,NZ  
DO 20 IX=1,NX  
YI=POINT(IX,IZ)  
AB=ABS(YI)  
IF(AB.LE.ABM)GOTO 20  
ABM=AB  
FRS=YI  
20 CONTINUE  
DO 30 IX=1,NX  
DO 30 IZ=1,NZ  
30 POINT(IX,IZ)=POINT(IX,IZ)/ABM  
LTOT=20.+LPAPZ*STETA  
IF(LTOT.GT.70.)STOP'DEBO'  
CALL IBENA(NBUF,269,15)  
NCOUR=1  
FLZ=FLOAT(LPAPZ)  
DELZ=LPAPZ/(NZ-1.)  
FLX=-5.  
IF(FRS.LT.0.)FLX=-ECHY  
FLX=FLOAT(LPAPX)  
CALL PNUMA(0.,0.,NCOUR,-LPAPZ,FLX)  
IF(KOULEUR.GT.0)CALL PLUMA(KOULEUR)  
DX=DY=0.  
CX=CTETA*DELZ  
SX=STETA*DELZ  
DO 2000 I=1,NX  
2000 FRONTINF(I-1)=FRONTSUP(I-1)=POINT(I,1)  
NVIS=ABS(CX)/ECHX/[IIX+.5  
PROF=SX/ECHY  
IPX=0  
DO 1100 J=1+IPZ,NZ,IPZ  
RZ=PROF*(J-1)  
IDEP=(J-1)*ABS(CX)/ECHX/[IIX+.5  
IDEP=-IDEP  
ID=1  
DO 1200 II=IDEP,IDEP+NVIS
```



```
FRONTINF(II)=FRONTSUP(II)=POINT(ID,J)+RZ
1200 ID=ID+IIX
FRSAV=FRIAV=FRONTINF(II-1)
4001 FORMAT(13E10,4)
DO 1300 JJ=ID,NX,IIX
FRS=FRONTSUP(II)
FRI=FRONTINF(II)
PD=POINT(JJ,J)+RZ
Y1=POINT(JJ-IIX,J)
IF(PD-FRS)1310,1320,1320
1320 FRONTSUP(II)=PD
ITOP=1
IF(Y1+1.)1340,3020,3020
1340 IPX=IPX+1
Y1=Y1+101.
POINT(JJ-IIX,J)=RNTERP(Y1,PD,FRSAV,FRS,RZ,IPX ,TX(IPX),JJ-1,TY(IPX
*),IIX)
TY(IPX)=Y1
GOTO 3020
1310 IF(PD-FRI)1350,1350,1360
1350 FRONTINF(II)=PD
ITOP=0
IF(Y1+1.)1370,3020,3020
1370 IPX=IPX+1
Y1=Y1+101.
POINT(JJ-IIX,J)=RNTERP(Y1,PD,FRIAV,FRI,RZ,IPX ,TX(IPX),JJ-1,TY(IPX
*),IIX)
TY(IPX)=Y1
GOTO 3020
1360 IF(ABS(Y1)-1.)1485,1485,1390
1485 IF(ITOP-1)1490,1480,1490
1490 IPX=IPX+1
POINT(JJ,J)=RNTERP(Y1,PD,FRIAV,FRI,RZ,IPX,TX(IPX),JJ-1,
*TY(IPX),IIX)
GOTO 3020
1390 POINT(JJ,J)=-101.+PD-RZ
GOTO 3020
1480 IPX=IPX+1
POINT(JJ,J)=RNTERP(Y1,PD,FRSAV,FRS,RZ,IPX,TX(IPX),JJ-1,TY(IPX),IIX
*)
3020 FRSAV=FRS
FRIAV=FRI
1300 II=II+1
1100 CONTINUE
6001 FORMAT(13E10,4)
DO 50 IZ=1,NZ
IF((IZ-1)/IPZ*IPZ.NE.IZ-1)GOTO 55
CALL ECHEL(ECHX,ECHY,DX,DY)
ID=1
540 IP=0
DO 60 IX=ID,NX,IIX
```

845  
1112

```
RZ=POINT(IX,IZ)
IF(RZ+1.)510,500,500
500 IF(RZ -99.)544,550,550
544 IP=IP+1
TABX(IP)=IX-1.
TABY(IP)=RZ
GOTO 60
550 IPX=RZ/100.
IPX=IPX-1
551 IP=IP+1
TABX(IP)=IX(IPX)
TABY(IP)=RZ-100.*IPX-101.
IF(IP.GT.1)GOTO 510
60 CONTINUE
510 IF(IP-1)520,520,530
530 CALL BSCURV(TABX,TABY,IP,1,0,0.,0.,1,1,1.,1.,1.)
520 ID=IX+IIX
IF(ID.LT.NX)GOTO 540
55 DX=DX+CX
DY=DY+SX
50 CONTINUE
C
C NOUVELLE ECHELLE EN X
LX=LPAPX
LZ=LPAPZ
DELX=-LZ*CTETA/(NZ-1.)
DELY=LZ*STETA/(NZ-1.)
DO 100 IZ=1,NZ
DEL=DELY*(NZ-IZ)/ECHY
DO 110 IX=1,NX,IKX
RZ=POINT(IX,NZ-IZ+1)
IF(RZ.GT.100.)GOTO 120
IF(RZ.LE.-99.)GOTO 130
POINT(IX,NZ-IZ+1)=RZ+DEL
GOTO 110
120 IPX=RZ/100.
POINT(IX,NZ-IZ+1)=IX(IPX-1)+DEL
GOTO 110
130 POINT(IX,NZ-IZ+1)=RZ+101.+DEL
110 CONTINUE
100 CONTINUE
DO 150 II=0,-NZ+1,-1
FRONTINF(II)=POINT(1,-II+1)
150 FRONISUP(II)=POINT(1,-II+1)
IID=IKX*NJ
ID=IID
IPX=0
DO 160 I=1+IKX,NX,IKX
IS=I
IK=I
DO 170 II=IID,IID-ID,-1
```



```
FRONISUP(II)=POINT(I,IK)
FRONTINF(II)=POINT(IS,1)
IS=IS-1
170 IK=IK+1
FRIAV=FRONTINF(II+1)
FRSAV=FRONISUP(II+1)
DO 180 J=IK,NZ
FRS=FRONTSUP(II)
FRI=FRONTINF(II)
PD=POINT(J,J)
YI=POINT(I,J-1)
IF(PD-FRS)190,195,195
195 FRONTSUP(II)=PD
ITOP=1
IF(YI+1.)200,210,210
200 IPX=IPX+1
YI=YI+101.
POINT(I,J-1)=RINTERP(YI,PD,FRSAV,FRS,0.,IPX,IX(IPX),NZ-J,
TY(IPX),
*-1)
GOTO 210
190 IF(PD-FRI)220,220,230
220 FRONTINF(II)=PD
ITOP=0
IF(YI+1.)240,210,210
240 IPX=IPX+1
YI=YI+101.
POINT(I,J-1)=RINTERP(YI,PD,FRIAV,FRI,0.,IPX,IX(IPX),NZ-J,
TY(IPX),
*-1)
GOTO 210
230 IF(ABS(YI)-1.)250,250,260
250 IF(ITOP-1)270,280,270
270 IPX=IPX+1
POINT(I,J)=RINTERP(YI,PD,FRIAV,FRI,0.,IPX,IX(IPX),NZ-J,
TY(IPX),-1)
GOTO 210
260 POINT(I,J)=-101.+PD
GOTO 210
280 IPX=IPX+1
POINT(I,J)=RINTERP(YI,PD,FRSAV,FRS,0.,IPX,IX(IPX),NZ-J,
TY(IPX),-1)
210 FRSAV=FRS
FRIAV=FRI
180 II=II-1
IID=IID+ID
160 CONTINUE
DO 300 IX=1,NX,IKX
DX=CTE(A*LPAPZ+(IX-1.)*LX/(NX-1.))
CALL ECHEL(DELX,ECHY,DX,0.)
ID=1
310 IP=0
DO 320 IZ=10,NZ
RZ=POINT(IX,IZ)
IF(RZ+1.)410,400,400
```

```
400 IF(RZ-99.)444,450,450
444 IP=IP+1
    TABX(IP)=NZ-IZ
    TABY(IP)=RZ
    GOTO 320
450 IPX=RZ/100.
    IPX=IPX-1
    IP=IP+1
    TABX(IP)=IX(IPX)
    TABY(IP)=RZ-100.*IPX-101.
    IF(IP.GI.1)GOTO 430
320 CONTINUE
410 IF(IP-1)420,420,430
430 CALL BSCURV(TABX,TABY,IP,1,0,0,0,0,1,1,1,1,1,1)
420 ID=IZ+1
    IF(ID.LT.NZ)GOTO 310
300 CONTINUE
    NCUUR=9999
    CALL PNUMA(0.,0.,NCUUR,0.,0.)
    RETURN
END
```

```
FUNCTION RINTERP(Y1,PD,FRAV,FR,RZ,I,IX,JJM1,TY,II)
    TY=PD-RZ
    RINTERP=(PD*FRAV-FR*(Y1+RZ))/(PD+FRAV-FR-RZ-Y1)
    IF(ABS((PD-Y1-RZ)/PD).LT.1.E-5)GOTO 10
    IX=JJM1-(PD-RINTERP)/(PD-(Y1+RZ))*II
20 RINTERP=RINTERP+101.-RZ+100.*I
    RETURN
10 IX=JJM1-(FR-RINTERP)/(FR-FRAV)*II
    GOTO 20
END
```



LEGENDES DES TABLEAUX ET FIGURES

- Figure I.1. : Configurations de guide - d'onde généralement utilisées.
- Figure I.2. : Guide - d'onde diélectrique creux de section rectangulaire
- Figure I.3. : Ligne de champs des premiers modes  $H^X E^Y_{pq}$ .
- Figure I.4. : Efficacité du couplage du mode  $HE_{11}$  en fonction des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  caractérisant le guide et le miroir (d'après AVRILLIER [25]).
- Tableau I.5. : Valeurs des coefficients  $A^2_{mn}$  de la décomposition du mode  $HE_{11}$  pour  $r = 1,422$ , d'après HENDERSON [51].
- Figure I.6. : Géométrie utilisée pour le calcul des pertes de couplage d'un guide carré de côté  $2a$ .
- Figure I.7. : Pertes de couplage du mode  $HE_{11}$  en fonction du paramètre  $z/b'$  pour un guide carré de côté  $2a$   $\left( r = \frac{a}{\omega_0} = 1,422 \right)$ .
- Figure II.1. : Disposition des niveaux d'énergie des molécules  $N_2$  et de  $CO_2$  mis en jeu dans les différentes émissions.
- Figure II.2. : Puissance relative de l'émission laser pour les différentes bandes.
- Figure II.3. : Seuils d'oscillation pour les différents modes.
- Figure II.4. : Point de fonctionnement du laser pour un mode d'oscillation donné.
- Figure II.5. : Effet du coefficient de transmission du miroir semi - transparent sur la puissance de sortie.
- Figure II.6. : Effet du changement de longueur de la cavité sur l'émission d'un laser conventionnel de 35 cm de longueur (d'après SCHIFFNER [61]).



- Figure III.1. : Principe général de l'assemblage du laser multicanaux.
- Figure III.2. : Positionnement des électrodes et principe des décharges.
- Figure III.3. : Schéma général du laser et de ses alimentations.
- Figure III.4. : Schéma des boîtes de séparation entre les fils électriques et les gaz.
- Figure III.5. : Caractéristiques principales des trois céramiques habituellement utilisées pour la construction des guides - d'onde.
- Figure III.6. : Dessin des trois pièces composant le guide - d'onde.
- Figure III.7. : Schéma d'assemblage du laser.
- Figure III.8. : Schéma des décharges parasites entre deux anodes situées à une même extrémité du guide - d'onde.
- Figure III.9. : Principe de l'assemblage du deuxième prototype.
- Figure III.10. : Prototype n° 2.
- Figure III.11. : Caractéristique courant - tension pour une seule décharge du prototype n° 2.
- Figure III.12. : Puissance de sortie d'un canal en fonction du débit de courant total.
- Figure III.13. : Dessin des plaquettes et schéma d'assemblage des guides 3 et 4.
- Figure III.14. : Prototype n° 3.
- Figure III.15. : Caractéristiques courant - tension d'une décharge du laser n° 3 pour plusieurs pressions moyennes.
- Figure III.16. : Effet de la pression moyenne et du débit gazeux sur la puissance de sortie (guide n° 3).
- Figure III.17. : Effet de la pression moyenne et du débit gazeux sur la puissance de sortie (guide n° 4).
- Figure III.18. : Effet de l'intensité du courant total sur la puissance de sortie et sur le rendement des guides 3 et 4 (différence de pression amont - aval : 100 torrs).
- Figure III.19. : Effet de l'intensité du courant total sur la puissance de sortie et sur le rendement des guides 3 et 4 (différence de pression amont - aval : 40 torrs).



- Figure III.20. : Effet de la pression partielle d'Hélium dans le mélange gazeux sur la puissance de sortie du laser.
- Figure III.21. : Photographie des modes du guide - d'onde.
- Figure III.22. : Dispositif de mesure de l'intensité des faisceaux du guide - d'onde.
- Figure III.23. : Répartition d'intensité à deux mètres du guide - d'onde (1 seul canal fonctionnant sur le mode  $HE_{11}$ ).
- Figure III.24. : Répartition d'intensité à deux mètres du guide - d'onde (4 canaux fonctionnant sur le mode fondamental  $HE_{11}$ ).
- Figure IV.1. : Assimilation de la propagation du faisceau de sortie du guide - d'onde à celle d'une onde gaussienne fondamentale.
- Figure IV.2. : Transformation d'un faisceau gaussien pour une lentille mince de focale  $f$ .
- Figure IV.3. : Distance entre le spot minimum et la lentille en fonction de  $f$  pour plusieurs valeurs de  $d_0$  : cas du faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7932$  mm).
- Figure IV.4. : Rayon du faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7032$  mm) à la focale ( $\omega_f$ ) et au waist ( $\omega_1$ ) pour plusieurs valeurs de  $d_0$ .
- Figure IV.5. : Rayon d'un faisceau de mode gaussien fondamental ( $\omega_0 = 0,7032$  mm) à une distance  $L = 200$  mm de la lentille pour plusieurs valeurs de  $d_0$ .
- Figure IV.6. : Rayon du faisceau à une distance  $L$  de la lentille en fonction de la distance focale de la lentille ( $\omega_0 = 0,7032$  mm et  $d_0 = 10$  mm).
- Figure IV.7. : Principe de la focalisation des quatre faisceaux du guide - d'onde avec une lentille.
- Figure IV.8. : Répartition spatiale de l'intensité pour plusieurs valeurs de  $Z$  ( $f = 101,6$  mm) cas des faisceaux indépendants.
- Figure IV.9. : Principales caractéristiques des faisceaux d'un guide multicanaux suivant la distance focale de la lentille utilisée.

- Tableau IV.10. : Répartition spatiale de l'intensité pour plusieurs valeurs de Z ( $f = 101,6$  mm). Cas des faisceaux couplés.
- Tableau IV.11. : Mesures de la tache de focalisation d'un faisceau de mode  $HE_{2,2}$  pour plusieurs lentilles à deux distances  $d$  de la lentille.
- Tableau IV.12. : Mesure de la tache de focalisation du laser "multicanaux" pour trois lentilles différentes ( $d_0 = 10$  mm).
- Tableau IV.13. : Schéma du trajet des faisceaux avec un système de focalisation comprenant deux lentilles.
- Figure IV.14. : Diamètre théorique de la tache focale au point de recouvrement des quatre faisceaux pour un système composé de deux lentilles.
- 
- Figure V.1. : Appareil expérimental
- Figure V.2. : Schéma de l'alimentation électrique conçue au laboratoire.
- Figure V.3. : Principe de commande du laser au moyen de la pédale état des relais et tension de sortie.
- Figure V.4. : Schéma du système de focalisation.
- Figure V.5. : Prototype n° 3 équipé de son système de focalisation.

B I B L I O G R A P H I E

---

Utilisation du laser en médecine.

Articles généraux

- [ 1 ] GOLDMAN-ROCKWELL Lasers in Medicine - Gordon and Breach  
New-York - London - Paris (1971).
- [ 2 ] WOLBARSHT Laser Applications in Medicine and Biology  
London 1 (1971).
- [ 3 ] WOLBARSHT Laser Applications in Medicine and Biology  
Plenum - Press - New-York 2 (1974).
- [ 4 ] WOLBARSHT Laser Applications in Medicine and Biology  
Plenum - Press - New-York 3 (1977).

Le laser CO<sub>2</sub> en médecine

- |   |                        |
|---|------------------------|
| [ 5 ] HALL Brit. J. Surg <u>58</u> , 7 (1971)   | Effet hémostatique     |
| [ 6 ] HALL Brit. J. Surg <u>58</u> , 3 (1971)   | Guérison des tissus    |
| [ 7 ] NIMSAKUL Proceed - 1 <sup>st</sup> Inter - Symp<br>on laser surgery -<br>Israël - 5-6 Nov. (1975) | Chirurgie plastique    |
| [ 8 ] HAGGAI Proceed 1 <sup>st</sup> Intern. Symp on<br>laser surgery - Israël -<br>5-6 Nov. (1975)     | " "                    |
| [ 9 ] REME Chirurgie <u>103</u> , 705 (1977)  | Chirurgie générale     |
| [ 10 ] KAPLAN Isr. J. Med. Sci <u>9</u> , 1 (1973)  |                        |
| [ 11 ] JAKO Eye, Ear, Nose, Throat Mon <u>52</u> ,<br>36 (1973)   | Oto-rhino-laryngologie |



[ 12]	FRECHE Opto 80 Comm. Masson (Septembre 1980)	Oto-rhino-laryngologie
[ 13]	JAKO Laryngoscope 2204 (1971)	" " "
[ 14]	TOAFF Laser Surgery Ed. Isaac Kaplan p. 64 (1975)	Gynécologie
[ 15]	COUPEZ Opto 80 Comm. Masson (Septembre 1980)	"
[ 16]	SADOUL Opto 80 Comm. Masson (Septembre 1980)	"
[ 17]	STELLAR - POLANYI Med. biol. Engng <u>8</u> , 549 (1970)	Neuro-chirurgie
[ 18]	ASHER Laser Surgery Ed. Isaac Kaplan p. 134 (1975)	
[ 19]	STELLAR - LEVINE The Lancet 8/05/1971	chirurgie des brûlés
[ 20]	HALL - HILL - BEACH Ann. Roy. Coll. Surg. Engl <u>48</u> , 181 (1971)	Réalisation d'un laser chirur- gical

Caractéristiques de l'émission du guide - d'onde.

[ 21]	KRAMMER I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE 12</u> , 505 (1976)	Calcul des modes
[ 22]	LAAKMANN - STEIER Appl. Opt. <u>15</u> , 5 (1976)	" "
[ 23]	GOELL B.S.T.J <u>48</u> , 2133 (1969)	" "
[ 24]	MARCATILI B.S.T.J <u>48</u> , 2071 (1969)	" "
[ 25]	AVRILLIER Thèse de Doctorat d'Etat Univ. Paris Nord (1978)	" "
[ 26]	STEFFEN - KNEUBUHL Phys. Lett. <u>27</u> , 9 (1968)	" "

[27]	MARCATILI - SCHMELTZER	B.S.T.J <u>43</u> , 1783 (1964)	Calcul des modes
[28]	DEGNAN	Appl. Phys. <u>11</u> , 1 (1976)	Article général
[29]	SMITH	Laser Spectroscopy pp. 247-261 Brewer Mooradian	" "
[30]	ABRAMS	Appl. Phys. Lett. <u>25</u> , 5 (1974)	Elargissement de la plage d'accord
[31]	ABRAMS	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE8</u> , 838 (1973)	" " " "

Réalisations de guides - d'onde.

[32]	BRIDGES - BURKHARDT	Appl. Phys. Lett <u>20</u> , 10 (1972)	Lasers guides - d'onde à écoule- ment gazeux
[33]	JENSEN - TOBIN	Appl. Phys. Lett <u>20</u> 12, (1972)	" " " "
[34]	BURKHARDT - BRIDGES - SMITH	Opt. Comm. <u>6</u> , 2 (1972)	" " " "
[35]	KLEIN - ABRAMS	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE11</u> , 8 (1975)	" " " "
[36]	SMITH - MALONEY - WOOD	Appl. Phys. Lett <u>13</u> , 9, (1973)	" " " "
[37]	LISZYK	Thèse de 3ème cycle - Univ. de Lille I (1978)	" " " "
[38]	CARTER - MARCUS	Appl. Phys. Lett <u>35</u> , 2 (1979)	" " " "
[39]	PAPAYOANOU	I.E.E.E. J. Quant. Elect. Janvier (1977)	" " " "
[40]	FRIART	Thèse de 3ème cycle - Univ. de Paris VI (1977)	" " " "

[41]	HALL - JENKINS	Appl. Phys. <u>10</u> , p. 1 (1977)	Lasers guide - d'onde scellés excités par courant continu
[42]	ABRAMS - BRIDGES	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE9</u> , 9 (Septembre 1973)	" " " "
[43]	DEGNAN - WALKER	I.E.E.E. J. Quant. Electron. (Avril 1973)	" " " "
[44]	WILLETTS - HARTWRIGHT	Appl. Phys. <u>11</u> (1978)	" " " "
[45]	MOCKER	S.P.I.E. Practical application of Low Power Laser <u>92</u> (1976)	" " " "
[46]	COHEN	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE12</u> , 4, pp. 237-244 (Avril 1976)	" " " "
[47]	LAAKMANN	Proceed - Intern. Conf. on Lasers (Décembre 1978)	Lasers guides - d'onde excités par radio-fréquences
[48]	ALLCOCK - HALL	Opt. Comm. <u>37</u> , 1 (Avril 1981)	" " " "

Calcul des pertes dans les cavités guides - d'onde.

[49]	DEGNAN	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE9</u> , 9, pp. 901-910 (Sept. 1973)	Calcul de diffraction
[50]	ABRAMS	I.E.E.E. J. Quant. Electron. <u>QE8</u> , 11, (Nov. 1972)	Décomposition sur les modes gaussiens
[51]	HENDERSON	Appl. Opt. <u>15</u> , 4 (Avril 1976)	" " "

Etude du gain dans un laser.

- [ 52] MITCHELL - ZEMANSKY Cambridge - Univ. Press U.S.A. (1961)
- [ 53] RIGROD J. Appl. Phys. 36, 2487 (1965)
- [ 54] JUDD Hughes - Research - Lab. Intern. Research Report n° 452 (1971)
- [ 55] DEGNAN J. Appl. Phys. 45, 1 (Janvier 1974)
- [ 56] CHANG Principles of Quantum - Electronics (1969)
- [ 57] DEUTSCH I.E.E.E. J. Quant. Electron. QE3, 151 (1967)

Focalisation des faisceaux gaussiens.

- [ 58] KOGELNICK-LI Appl. Opt. 5, 10 (Octobre 1966)
- [ 59] DULEY CO<sub>2</sub> Lasers Effects and applications  
Quant. Electronics - Academic Press (1976)

Signature des Lasers.

- [ 60] WALKSBERG I.E.E.E. J. Quant. Electron. QE7 n° 1 (Janvier 1971)
- [ 61] SCHIFFNER I.E.E.E. J. Quant. Electron. QE8 n° 12 (Décembre 1972)

Excitation haute - fréquence d'un laser guide - d'onde.

- [ 62] KHELKHAL Thèse de 3ème cycle - Université de Lille I (1982).





Mots clés : Laser guide - d'onde CO<sub>2</sub> de puissance Technologie/ Application médicale.

Chirurgie expérimentale/Laser multiguides CO<sub>2</sub>.

Résumé : La technologie du laser "guide - d'onde" a été appliquée à la construction d'un laser CO<sub>2</sub> de puissance, maniable, destiné à des applications médicales.

La source réalisée, de très petites dimensions (23 x 25,4 x 277 mm) est composée de plusieurs guides parallèles et a permis d'obtenir une puissance de sortie de 40 Watts.

Le calcul théorique et les mesures de la tache focale sont présentés.

Le laser et ses alimentations ont finalement été rassemblés dans un appareil mobile pour effectuer une première expérimentation animale.