

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET METIERS

PARIS

MEMOIRE

présenté en vue d'obtenir

le DIPLOME D'INGENIEUR C.N.A.M.

en

ECLAIRAGE - OPTIQUE - IMAGES

par

Raymond FELDER

ETUDE DE PARAMETRES AFFECTANT LA REPRODUCTIBILITE
ET LA REPETABILITE DE FREQUENCE DES LASERS A HELIUM-NEON ASSERVIS,
EN CUVE INTERNE, SUR UNE RAIE D'ABSORPTION SATUREE

soutenu le 11 juillet 1985

JURY

PRESIDENT : Mr C. CARLES, Professeur

MEMBRES : Mr P. BOUCHARÉINE, Professeur
Mr Y. GOIBERT
Mr P. GIACOMO, Professeur
Mr J.-M. CHARTIER
Mr P. CERÉZ

CONSERVATOIRE NATIONAL DES ARTS ET METIERS

PARIS

MEMOIRE
présenté en vue d'obtenir
le DIPLOME D'INGENIEUR C.N.A.M.

en

ECLAIRAGE - OPTIQUE - IMAGES

par

Raymond FELDER

ETUDE DE PARAMETRES AFFECTANT LA REPRODUCTIBILITE
ET LA REPETABILITE DE FREQUENCE DES LASERS A HELIUM-NEON ASSERVIS,
EN CUVE INTERNE, SUR UNE RAIE D'ABSORPTION SATUREE

soutenu le 11 juillet 1985

JURY

PRESIDENT : Mr C. CARLES, Professeur

MEMBRES : Mr P. BOUCHARINE, Professeur
Mr Y. GOIBERT
Mr P. GIACOMO, Professeur
Mr J.-M. CHARTIER
Mr P. CEREZ

Sommaire

Dans ce mémoire, nous caractérisons les performances des lasers à He-Ne asservis, en cuve interne, sur une raie d'absorption saturée grâce à l'étude de paramètres qui affectent la répétabilité et la reproductibilité de fréquence de ces étalons.

L'élaboration d'un modèle théorique simple, tenant compte du phénomène de dispersion saturée dans les milieux absorbant et amplificateur, permet d'établir les critères de construction des cavités qui conduisent à la réduction de certains effets généralement observés sur ce type de laser.

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
I.- DESCRIPTION DES LASERS A He-Ne ASSERVIS, EN CUVE INTERNE, SUR UNE RAIE D'ABSORPTION SATUREE	4
I.1.- <u>Le phénomène d'absorption saturée</u>	5
I.2.- <u>Réalisation des lasers asservis</u>	6
I.2.1. Généralités	6
I.2.2. La cavité laser	7
I.2.3. L'électronique d'asservissement	7
I.3.- <u>Application à la radiation à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$</u>	9
I.3.1. Description du laser	9
I.3.1.1. La cavité	9
I.3.1.2. Le tube amplificateur	10
I.3.1.3. La cuve à méthane	11
I.3.1.4. Les ensembles miroir-céramique piézoélectrique	11
I.3.1.5. Le détecteur d'asservissement	12
I.3.1.6. Caractéristiques du pic d'absorption saturée	13
I.3.2. Description de l'électronique d'asservissement	14
II.- MESURE DES CARACTERISTIQUES DES LASERS ASSERVIS	17
II.1.- <u>Généralités</u>	18
II.2.- <u>Mesure des fréquences de battement</u>	19
II.2.1. Mesure d'une fréquence de battement quelconque	19
II.2.2. Mesure d'une fréquence de battement quasiment nulle	20
II.2.2.1. Introduction	20
II.2.2.2. Principe du comptage-décomptage	20
II.2.2.3. Principe du décalage de fréquence	21
II.2.2.4. Conclusion	22

II.3.- <u>Définition des paramètres étudiés</u>	23
II.3.1. Introduction	23
II.3.2. L'effet de puissance	23
II.3.3. L'effet de pression	24
II.3.4. L'effet de modulation	24
II.4.- <u>Caractérisation des variations de fréquence du laser</u> ..	24
II.4.1. Introduction	24
II.4.2. Stabilité de fréquence	25
II.4.3. Répétabilité de fréquence	26
II.4.4. Reproductibilité de fréquence	26
II.5.- <u>Rôle des comparaisons internationales et conclusion</u> ...	26
III.- <u>PERFORMANCES DES LASERS "CLASSIQUES" A $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$</u>	28
III.1.- <u>Introduction</u>	29
III.2.- <u>Description générale de l'expérience</u>	29
III.3.- <u>Description des mesures</u>	32
III.4.- <u>Etude des effets technologiques</u>	33
III.4.1. Introduction	33
III.4.2. Effet de servomécanisme	34
III.4.2.1. Déroulement des mesures	34
III.4.2.2. Tableau de résultats et courbes	34
III.4.2.3. Analyse des résultats et conclusion	36
III.4.3. Effet de céramique piézoélectrique	36
III.4.3.1. Déroulement des mesures	36
III.4.3.2. Tableau de résultats et courbes	37
III.4.3.3. Analyse des résultats et conclusion	39
III.4.4. Conclusion sur les effets technologiques	39

III.5.- <u>Etude de l'effet de modulation</u>	40
III.5.1. Introduction	40
III.5.2. Tableaux de résultats et courbes	40
III.5.3. Analyse des résultats	45
III.6.- <u>Etude de l'effet de puissance</u>	45
III.6.1. Introduction	45
III.6.2. Tableau de résultats et courbes	46
III.6.3. Analyse des résultats	49
III.7.- <u>Conclusions sur les effets de puissance et de modulation</u>	50
III.8.- <u>Etude de la répétabilité de fréquence</u>	52
III.8.1. Introduction	52
III.8.2. Tableaux de résultats et courbes	52
III.8.3. Analyse des résultats et conclusion	56
III.9.- <u>Conclusion</u>	56
IV.- LE LASER A CAVITE OPTIMALE	59
IV.1.- <u>Introduction</u>	60
IV.2.- <u>L'effet de lentille dans les gaz</u>	61
IV.3.- <u>Etude théorique de la cavité optimale</u>	63
IV.3.1. Représentation schématique du laser asservi	63
IV.3.2. Principe du modèle théorique	64
IV.3.3. Mise en équation du modèle	64
IV.3.3.1. Méthode des matrices ABCD	64
IV.3.3.2. Simplification de Baues	66
IV.3.3.3. Matrices de transfert des éléments du résonateur	66
IV.3.3.4. Calcul de l'expression générale de $\Delta \underline{w}/\underline{w}_0$	68

IV.3.4. Etude des solutions physiquement réalisables	71
IV.3.4.1. Introduction	71
IV.3.4.2. Cavité de type h�miph�rique	72
IV.3.4.3. Cavité symétrique	72
IV.3.4.4. Cavité asymétrique	73
IV.4.- <u>Etude expérimentale de la cavité optimale</u>	75
IV.4.1. Introduction	75
IV.4.2. Description du laser "OPTIMAL"	77
IV.4.2.1. La cavité	77
IV.4.2.2. Le tube à décharge	78
IV.4.2.3. La cuve à méthane	79
IV.4.2.4. La chaîne d'asservissement	80
IV.4.2.5. Conclusion	81
IV.4.3. Détermination des longueurs optiques $\underline{\lambda}_a$ et $\underline{\lambda}_o$	82
IV.4.3.1. Détermination de $\underline{\lambda}_a$	82
IV.4.3.2. Détermination de $\underline{\lambda}_o \text{ min}$	83
IV.4.3.3. Détermination de $\underline{\lambda}_o \text{ opt}$	85
IV.4.4. Résultats expérimentaux	85
IV.4.4.1. Généralités	85
IV.4.4.2. Tableaux de résultats et courbes	86
IV.4.4.3. Analyse des résultats et conclusion	88
V.- CONCLUSION GENERALE	92
VI.- BIBLIOGRAPHIE	96

Remerciements

Je remercie les professeurs du Conservatoire National des Arts et Métiers pour l'enseignement qu'ils m'ont dispensé tout au long de ma scolarité et notamment Monsieur le Professeur C. CARLES pour la confiance qu'il m'a témoignée en acceptant de patronner ce mémoire.

J'ai conscience que l'aboutissement de ces études est lié à l'environnement exceptionnel dont j'ai pu bénéficier au Bureau International des Poids et Mesures et j'exprime toute ma gratitude à Messieurs J. TERRIEN et P. GIACOMO. La lourde tâche que constitue la direction de l'établissement n'a pas empêché Monsieur le Professeur GIACOMO de s'intéresser constamment à mes travaux ce dont je lui sais gré.

Je dois beaucoup à J.-M. CHARTIER, chef de la section "lasers" du BIPM qui grâce à ses compétences et à son dynamisme est toujours intervenu, de manière opportune, dans les moments difficiles.

P. CERIZ, maître de recherches au CNRS, Laboratoire de l'Horloge Atomique (Orsay), a été tout au long de ce travail plus qu'un conseiller : il m'a aidé, guidé et encouragé pendant ces quatre années et je l'en remercie très sincèrement.

Les conclusions développées dans ce mémoire ont nécessité de nombreuses mesures dont on n'aurait probablement pas pu tirer toute la quintessence sans le secours de Monsieur P. CARRE, physicien chercheur principal au BIPM ; ses compétences tant sur le plan de la physique que sur les problèmes d'informatique ont permis la mise au point de programmes performants qui m'ont été d'une aide très précieuse ; je lui en suis très reconnaissant.

Madame A. CHARTIER a accompli avec stoïcisme et abnégation la tâche ingrate que constituait la mise en fichiers des nombreuses données expérimentales ; elle a de plus assuré la réduction des mesures ce qui m'a déchargé d'un travail considérable : qu'elle trouve ici l'expression de ma sympathie.

L'atelier de mécanique du BIPM a contribué largement au bon déroulement de ce travail et notamment Messieurs B. BODSON et J.-P. DEWA dont le savoir-faire a permis le montage des expériences. Je les en remercie.

C. VEYRADIER a participé à la mise en valeur de ce mémoire par la précision des dessins qu'il a exécutés et grâce aux excellentes photographies qu'il a tirées : je lui en suis très reconnaissant.

Madame M. PETIT a assuré la frappe de ce mémoire avec rapidité, goût et bonne humeur malgré le côté rébarbatif de certaines parties, ce dont je la remercie très sincèrement.

Enfin, je ne saurais oublier le rôle important tenu par ma femme, Evelyne, qui a suivi avec patience le déroulement de mes études et la complicité joyeuse de mes filles Nathalie, Anne et Alexandra qui ont supporté, ces derniers mois, une vie familiale quelque peu perturbée par l'échéance que je m'étais fixée.

INTRODUCTION

"Le mètre est la longueur du trajet parcouru dans le vide par la lumière pendant une durée de $1/299\,792\,458$ de seconde".

La nouvelle définition du mètre qui a été adoptée le vingt octobre 1983 par la 17^e Conférence Générale des Poids et Mesures, nécessite pour sa mise en pratique, dans le domaine des mesures de longueur par interférométrie, l'utilisation de radiations recommandées dont la liste, à ce jour, repose principalement sur les lasers à He-Ne asservis sur des raies d'absorption saturée dans l'iode ($\lambda = 633$ nm, $\lambda = 612$ nm) ou dans le méthane ($\lambda = 3,39$ μ m) [1].

Les premiers lasers utilisant cette technique ont été mis au point il y a une quinzaine d'années [2, 3]. Il a donc fallu de nombreuses expériences dans les différents laboratoires à travers le monde et des confrontations fréquentes entre spécialistes pour étudier et définir les caractéristiques de ces étalons.

Leurs performances et l'éventail sans cesse grandissant des sources lasers utilisables en métrologie ont été des facteurs décisifs dans la mise au point et l'établissement de cette nouvelle définition.

Le BIPM a, pour sa part, contribué largement à son élaboration par les comparaisons internationales qu'il a organisées ou auxquelles il a participé [4]. Sa section "lasers" s'est fixée pour objectif de maintenir des étalons en état de fonctionnement quasi permanent pour faire face aux demandes ou aux propositions des laboratoires des pays adhérents à la Convention du Mètre. Cela explique en partie qu'elle se soit limitée à l'étude des lasers à He-Ne avec une cuve d'absorption intérieure à la cavité, tout en sachant que des performances supérieures pouvaient être atteintes avec des montages plus sophistiqués. Il était en effet indispensable que les appareils construits soient 1°) robustes et compacts pour ne pas souffrir des voyages effectués, quelquefois, dans des conditions difficiles ; 2°) rapidement opérationnels pour profiter au maximum du temps extrêmement court que dure une comparaison internationale ; 3°) fiables pour que les interventions des expérimentateurs pendant les mesures soient aussi rares que possible.

Malgré ces contraintes, les étalons qui ont été développés (au BIPM comme ailleurs) ont des performances remarquables : on peut en effet réaliser le mètre avec une incertitude dix fois plus faible que celle qui résultait de l'emploi de l'ancien étalon primaire de longueur d'onde [5].

La métrologie a pour but de définir les conditions de fonctionnement d'un étalon qui lui assurent un niveau d'exactitude donné. Dans le domaine qui nous préoccupe cela consiste à étudier les paramètres qui influent sur la reproductibilité et la stabilité de fréquence de la radiation émise par le laser.

Le travail qui a été effectué depuis quatre ans dans le laboratoire et dont on a résumé les principales phases dans ce mémoire fait le bilan des facteurs susceptibles de perturber la fréquence d'un laser portable. Son originalité réside dans la mise en évidence expérimentale de faits nouveaux non expliqués à ce jour et dans l'établissement d'un modèle théorique simple qui permet de comprendre l'existence de phénomènes connus depuis longtemps.

Le premier chapitre de ce mémoire traite des réalisations pratiques de lasers asservis avec cuve d'absorption intérieure à la cavité et plus particulièrement des étalons à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$.

Le deuxième chapitre fait le bilan des mesures que l'on peut effectuer tant dans la vie quotidienne du laboratoire que dans les comparaisons internationales.

Dans le troisième chapitre, nous analysons les résultats de mesures récentes faites sur les lasers "classiques" à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$.

Le quatrième chapitre nous permet d'introduire la notion de laser "optimal" pour lequel certains effets perturbateurs sont minimisés. La validité du modèle théorique que l'on y développe est confirmée par les mesures de fréquence.

Le cinquième chapitre conclut le travail effectué et propose quelques idées pour la réalisation d'étalons plus performants.

CHAPITRE I

DESCRIPTION DES LASERS A He-Ne ASSERVIS,
EN CUVE INTERNE, SUR UNE RAIE D'ABSORPTION SATUREE

I.1. - Le phénomène d'absorption saturée

Dans un gaz formé de molécules ayant pour fréquence de transition \underline{f}_0 , on fait se propager une onde lumineuse dont la fréquence \underline{f}_λ est réglable et voisine de \underline{f}_0 . Du fait de l'agitation thermique, les molécules qui absorbent ce rayonnement sont celles dont la composante de vitesse (\underline{u}_1) sur l'axe du faisceau satisfait à la relation :

$$\underline{u}_1 = \frac{c (\underline{f}_\lambda - \underline{f}_0)}{\underline{f}_\lambda}, \quad c \text{ étant la vitesse de la lumière.}$$

Si l'onde est suffisamment intense, l'absorption, qui est maximale à la fréquence $\underline{f}_\lambda = \underline{f}_0$, tend à se saturer parce que les populations des niveaux d'énergie de la transition s'égalisent. Cette onde est alors appelée onde pompe ou onde saturante.

Considérons maintenant une deuxième onde, colinéaire avec la première, de même fréquence, mais voyageant en sens contraire. Pour des fréquences $\underline{f}_\lambda \neq \underline{f}_0$ son rayonnement est absorbé par des molécules autres que celles qui interagissent avec l'onde saturante, puisque leur composante de vitesse (\underline{u}_2) sur l'axe du faisceau satisfait à la relation

$$\underline{u}_2 = \frac{c (\underline{f}_0 - \underline{f}_\lambda)}{\underline{f}_\lambda}. \quad \text{Les courbes d'absorption, en fonction de la fréquence,}$$

des deux rayonnements ont donc, dans ce cas, des allures semblables.

Lorsque $\underline{f}_\lambda = \underline{f}_0$, par contre, les deux ondes interagissent avec les mêmes molécules, celles dont le déplacement est perpendiculaire aux faisceaux ($\underline{u}_1 = \underline{u}_2 = 0$). La deuxième onde ne subit donc pas d'altération puisque l'absorption est saturée par l'onde pompe, et sa courbe d'absorption présente alors un creux très pointu à la fréquence \underline{f}_0 .

Cette deuxième onde est appelée onde sonde parce qu'elle permet de mettre en évidence la saturation de l'absorption créée par l'onde saturante.

Ce phénomène, dont une théorie a été développée depuis par H. Greenstein [6], a été observé pour la première fois par V.S. Letokhov [7] et P.H. Lee [8].

I.2. - Réalisation des lasers asservis

I.2.1. - Généralités

Pour utiliser les propriétés remarquables de l'absorption saturée, la solution la plus simple consiste à placer la cuve remplie de gaz dans une cavité laser. Les allers et retours du rayonnement à l'intérieur du résonateur fournissent les deux faisceaux de même fréquence et voyageant en sens contraire. Si le gaz possède une raie d'absorption dans le domaine d'émission du laser, on observe, superposé à la courbe de gain, un pic très pointu appelé pic d'absorption saturée dont le sommet correspond à la fréquence de transition des molécules du gaz.

La fréquence du rayonnement laser est ajustable, dans un domaine correspondant à la largeur d'un mode de cavité, et peut être maintenue égale à celle de la transition des molécules du gaz grâce à un traitement électronique approprié.

Le principe de réalisation d'un laser asservi sur un pic d'absorption saturée est donné par le schéma synoptique de la figure I.1

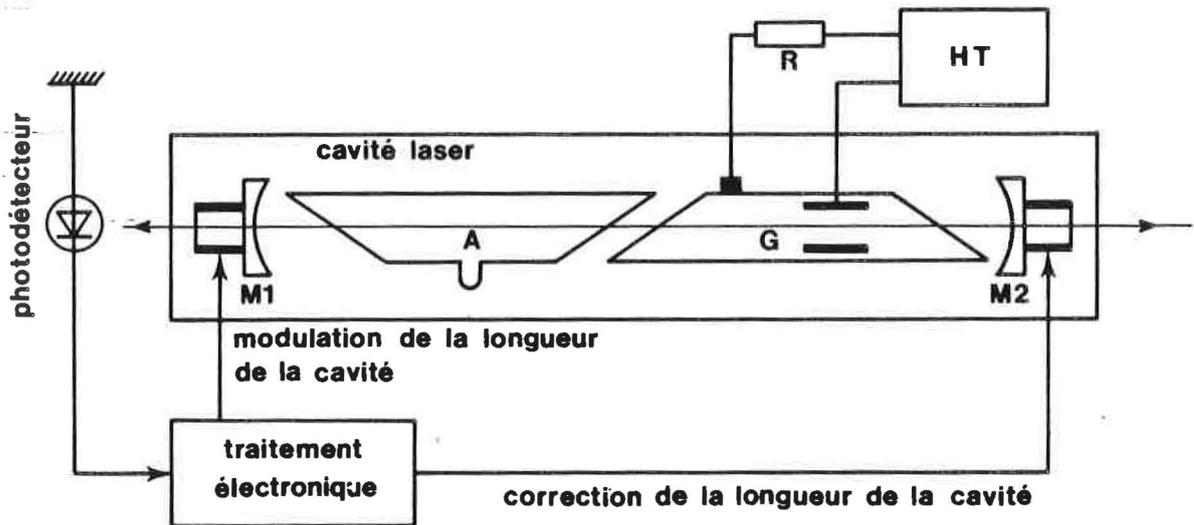


Fig. I.1.- Schéma de principe d'un laser asservi

I.2.2. - La cavité laser

Elle se compose d'un tube amplificateur (G) et d'une cuve d'absorption (A) alignés sur l'axe de révolution du résonateur formé par les deux miroirs en regard (M_1 , M_2).

Le tube (G) contient un mélange à basse pression composé d'hélium et de néon dans des proportions convenables. Par l'intermédiaire d'une résistance ballast d'une centaine de kilohms, on applique sur ses électrodes une tension continue de quelques kilovolts.

Le courant de décharge qui en résulte est de quelques milliampères et dépend, pour une tension d'alimentation donnée, de la géométrie du tube, de la pression totale des gaz qui composent le mélange, et de leur pression partielle.

La cellule (A) contient de l'iode pour les radiations visibles, ou du méthane pour la radiation infrarouge à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$.

Le tube amplificateur et la cellule d'absorption sont fermés par des fenêtres à l'incidence de Brewster ce qui minimise les pertes par réflexion et assure au rayonnement, une polarisation rectiligne parfaitement définie.

Le réglage de la fréquence de la radiation émise par le laser est obtenu en collant les miroirs M_1 et M_2 sur des céramiques piézoélectriques qui sont des transducteurs tension-déplacement.

Les fabricants proposent des miroirs à couches multidiélectriques pour les principales raies d'émission du néon ($\lambda = 633 \text{ nm}$, $\lambda = 1,15 \mu\text{m}$, $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$). Des transitions de gain plus faible peuvent cependant être utilisées en insérant un élément sélectif dans la cavité. Par ce procédé on a obtenu d'autres longueurs d'onde intéressantes utilisables en métrologie [9], [10].

I.2.3. - L'électronique d'asservissement

L'intensité lumineuse de la radiation émise par le laser n'est pas directement utilisable pour l'asservissement. Afin de se servir du pic d'absorption saturée comme référence il est nécessaire de le détecter,

de fabriquer un signal d'erreur dont la valeur nulle corresponde au sommet du pic et de supprimer la partie gênante que constitue la courbe de fond.

Un photodétecteur est placé sur l'un des faisceaux de sortie du laser. La détection du signal d'absorption saturée est réalisée en modulant la fréquence de la radiation émise par le laser au moyen d'une tension sinusoïdale, de fréquence f , appliquée sur l'une des céramiques piézoélectriques de la cavité.

Le profil du pic d'absorption saturée est considéré comme symétrique. Un calcul simple montre que lorsqu'une fonction de ce type passe par son maximum, seules les dérivées impaires s'annulent.

La courbe de fond peut être confondue avec une parabole. Son effet perturbateur sur le signal d'erreur ne peut être supprimé qu'en utilisant une dérivée d'ordre égal ou supérieur à deux.

Les exigences décrites précédemment imposent que l'on utilise la dérivée troisième du signal de puissance par rapport à la fréquence de la radiation émise, pour obtenir le signal d'erreur adéquat à la réalisation de l'asservissement du laser.

Le terme de fréquence $3f$ qui est contenu dans le signal électrique délivré par le photodétecteur, est proportionnel à la dérivée troisième de l'intensité lumineuse par rapport à la fréquence de la radiation émise par le laser [11]. Il suffit donc d'attaquer la voie "référence" d'un détecteur synchrone à l'aide d'un signal dont la fréquence est triple de celle de la modulation, pour obtenir le signal d'erreur cherché. Il est cependant nécessaire qu'une relation de phase constante existe avec le signal appliqué sur la céramique piézoélectrique.

Le signal de sortie du détecteur synchrone, convenablement filtré, est envoyé à l'entrée d'un amplificateur haute tension alimentant la deuxième céramique piézoélectrique.

Comme dans tout asservissement, des circuits de correction sont nécessaires pour optimiser les performances du système.

I.3. - Application à la radiation à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$

I.3.1. - Description du laser

I.3.1.1. La cavité

La cavité mécanique qui mesure environ 55 cm, est constituée de trois barres d'invar de diamètre 20 mm disposées à 120° et vissées, par leurs extrémités, sur deux flasques massives en acier. Une flasque intermédiaire en duralumin peut coulisser sur les trois barres et permet la fixation de l'une des extrémités du tube laser et de la cuve à méthane.

Les ensembles miroir-céramique piézoélectrique sont collés dans des supports, réglables en orientation par déformation élastique, que l'on visse sur chacune des flasques extrêmes de la cavité mécanique.

Le tube laser et la cuve à méthane sont munis, à leurs extrémités, de capots qui permettent leur fixation sur les flasques. Leur positionnement est assuré par trois vis à 120° travaillant radialement par rapport à l'axe géométrique de la cavité.

Le serrage des capots sur le tube, sur la cuve et sur les flasques est réalisé au moyen de joints toriques qui, d'une part, permettent les dilatations différentielles entre les divers matériaux et qui, d'autre part, assurent une protection contre la poussière qui viendrait se déposer sur les fenêtres ou qui perturberait le rayonnement laser. Grâce à l'étanchéité ainsi réalisée, la période entre deux nettoyages des parties optiques est d'environ un an.

La cavité est posée, par l'intermédiaire de bagues en téflon pouvant coulisser sur les barres d'invar, sur deux pieds en duralumin eux-mêmes fixés sur un socle très rigide fabriqué à partir d'un matériau à structure en nid d'abeille.

Le socle supporte également une cornière sur laquelle sont fixés tous les connecteurs d'alimentation nécessaires au fonctionnement et à l'asservissement du laser.

L'ensemble est protégé par un caisson dont les parois sont revêtues de matériaux absorbant les fréquences acoustiques. Ce caisson permet également de limiter l'importance des perturbations rapides telles que les fermetures des portes, les courants d'air, et assure en plus, après une période transitoire de quelques heures, une homogénéité de température qui procure une excellente stabilité naturelle de la fréquence de la radiation émise par le laser. Dans les conditions du laboratoire, favorables il est vrai, cette variation de fréquence, en effet, est inférieure à 5 MHz durant toute une nuit (5×10^{-8} en valeur relative).

I.3.1.2. Le tube amplificateur

Les pressions de remplissage du tube laser, avec lesquelles on obtient le gain optimal de la transition à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$, conduisent à un décalage de fréquence d'une centaine de mégahertz entre le maximum de la raie d'émission du néon naturel et le centre de la raie d'absorption du méthane. Ce décalage peut être annulé des deux façons suivantes :

La première, qui consiste à augmenter la pression totale du mélange hélium-néon, réduit considérablement la plage de courant correspondant à un fonctionnement sans bruit de la décharge. L'utilisation de tubes laser à capillaire tronçonné permet de pallier cet inconvénient [12].

La seconde solution consiste à utiliser du néon 22 à la place du néon naturel. Dans ce cas la pression de remplissage qui est nécessaire pour le positionnement du pic d'absorption saturée au sommet de la courbe de gain est beaucoup plus faible du fait de la quasi-coïncidence entre le maximum de la raie d'émission de cet isotope et le centre de la raie d'absorption du méthane. En conséquence la plage de courant "utile" de la décharge s'en trouve fortement augmentée. Il faut cependant dire que le néon 22 coûte deux fois plus cher, à l'achat, que le néon naturel.

Les tubes laser que nous utilisons dans nos expériences sont des modèles commerciaux dont la longueur est de 30 cm environ, et le diamètre du capillaire de 3,0 mm (JODON type CE-2902-3CS). Ces tubes

étaient malheureusement remplis avec un mélange non adapté à nos besoins dont les inconvénients majeurs se traduisaient par un pic du méthane non centré sur la courbe de gain et un courant de décharge très critique ($(5 \pm 0,5)\text{mA}$) ne permettant pas, par exemple, l'étude de l'effet de puissance. Leur défaillance récente nous a conduits à les ouvrir, à étudier un mélange gazeux optimal qui satisfasse les exigences décrites précédemment, et à en refaire le remplissage. Le mélange que nous avons adopté est composé de néon 20 ($p = 0,5 \text{ Pa}$), de néon 22 [$p(^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}) = 40 \text{ Pa}$] et d'hélium 3 [$p(^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne} + ^3\text{He}) = 320 \text{ Pa}$]. Le mélange de ^{20}Ne et ^{22}Ne permet d'augmenter légèrement la pression totale du remplissage tout en conservant les qualités de la décharge. De ce fait la durée de vie de ces tubes devrait être plus longue, d'autant plus qu'on les a munis de pompes à sorption régénérables jouant le rôle de getter.

Toutes les expériences que nous avons faites et qui sont décrites dans ce mémoire sont réalisées à partir de ces "nouveaux" tubes. Il reste cependant à résoudre le problème que constitue le diamètre du capillaire vis à vis de la dimension transversale du faisceau. Nous en reparlerons par la suite. Disons simplement qu'il assure un fonctionnement monofréquence de nos lasers grâce à des pertes par diffraction élevées.

I.3.1.3. La cuve à méthane

C'est une cuve scellée, d'une vingtaine de centimètres de longueur, dans laquelle la pression de méthane est comprise entre 1,2 et 1,5 Pa. Ceci correspond à un optimum (amplitude, largeur) du pic d'absorption saturée [3]. On utilise des cuves qui sont fabriquées pour le visible. De ce fait les pertes par réflexion et par absorption ne sont pas négligeables.

I.3.1.4. Les ensembles miroir-céramique piézoélectrique

Dans nos montages, la céramique piézoélectrique qui est fixée du côté de la cuve à méthane, reçoit le signal de modulation. Elle est de type cylindrique (VERNITRON, PZT4, sensibilité : 2 nm.V^{-1}) et sa

linéarité est excellente [13]. On colle dessus le miroir de plus grand rayon de courbure pour que le col du faisceau se trouve à l'intérieur, ou au plus près, de la cuve à méthane. L'autre céramique, qui reçoit la tension d'asservissement doit avoir une sensibilité suffisamment importante pour que la variation de la tension, nécessaire à l'excursion d'un mode de la cavité, ne soit pas déraisonnable. Nous en avons utilisé deux types. L'une, cylindrique (JODON, MD44) a une sensibilité de $4,4 \text{ nm.V}^{-1}$. L'autre, (QUARTZ & SILICE, P4 68) est constituée de deux empilements de disques séparés par une rondelle isolante. L'empilement de grande sensibilité (8 disques, 4 nm.V^{-1}) reçoit la tension d'asservissement. L'autre empilement, de sensibilité moitié, peut être utilisé, soit pour conférer au servomécanisme une réponse plus rapide, soit pour appliquer la tension de modulation.

Le grand gain de la transition du néon à $\lambda = 3,39 \text{ }\mu\text{m}$ permet l'utilisation de miroirs ayant une grande transmission (36 % sur l'un de nos lasers). Il faut cependant dire que les recommandations faites par le Comité International des Poids et Mesures pour la mise en pratique de la nouvelle définition du mètre stipulent que les puissances surfaciques des faisceaux, voyageant en sens contraire dans la cuve, ne doivent pas différer de plus de 5 pour cent [1].

1.3.1.5. Le détecteur d'asservissement

Le détecteur d'asservissement est solidaire de la cavité laser et est généralement placé sur le faisceau qui sort du côté de la cuve à méthane. Le modèle que nous utilisons (JUDSON type J12-LD) est monté dans un connecteur standard. Il est compact et fonctionne à la température ambiante. La partie active est constituée d'un cristal d'arseniure d'indium (In As) dont la détectivité, maximale à $\lambda = 3,4 \text{ }\mu\text{m}$, est importante ($D^* \approx 5 \times 10^{-9} \text{ cm.Hz}^{\frac{1}{2}}.\text{W}^{-1}$). En contrepartie, la faible surface utile ($s \approx 0,04 \text{ mm}^2$) nécessite l'utilisation d'une lentille de focalisation qui provoque bien des problèmes quant au couplage optique avec la cavité laser.

On peut s'affranchir de ces ennuis en utilisant un détecteur à large surface. Mais dans ce cas, on est pénalisé par la nécessité d'alimenter régulièrement, en azote liquide, le dewar qui sert à abaisser la température du cristal. De plus, ce détecteur est plus volumineux, très fragile, et deux fois plus cher que le détecteur que nous utilisons. Les conditions dans lesquelles s'effectue une comparaison internationale sont une raison supplémentaire à notre choix.

I.3.1.6. Caractéristiques du pic d'absorption saturée

Dans les conditions habituelles de fonctionnement précédemment décrites, la puissance des faisceaux de sortie est d'environ $100 \mu\text{W}$. La raie d'absorption du méthane possède une structure hyperfine [14] que l'on ne peut résoudre dans nos expériences en cuve intérieure à la cavité. Le signal physique à traiter se présente donc comme un pic unique superposé à la courbe de gain comme le montre la photographie de la figure I-2. Le contraste, défini comme le rapport de la variation de puissance due au pic d'absorption saturée (ΔP) à la puissance totale (P_0) est de l'ordre de 2 %. La demi-largeur à mi-hauteur du pic est d'environ 400 kHz.

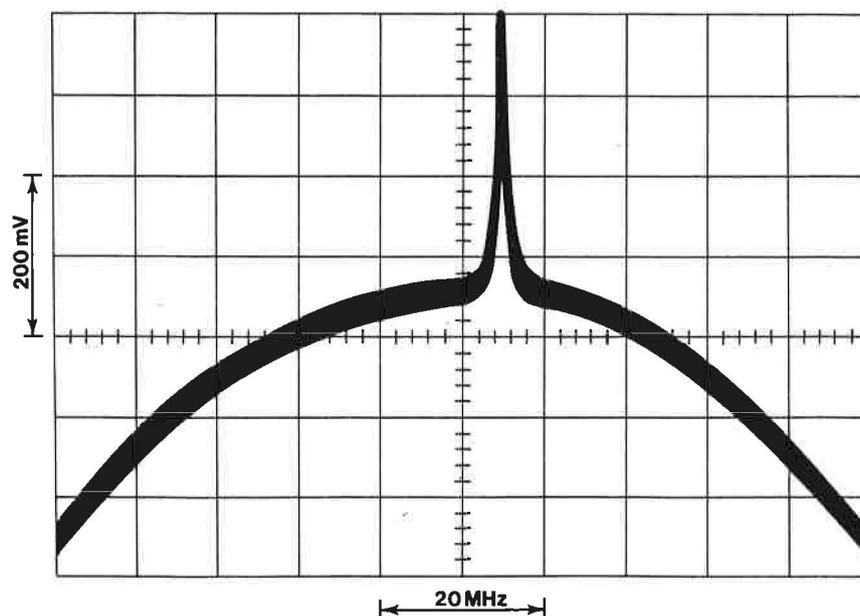


Fig. I-2.- Pic d'absorption saturée du méthane

I.3.2. - Description de l'électronique d'asservissement

L'électronique de l'asservissement est construite et mise au point par la section "lasers" du BIPM. Le principe général en est donné par le schéma de la figure I-3, et n'offre pas de particularité marquante par rapport à ce qui se fait dans les autres laboratoires.

Les résultats de nombreux travaux examinant les réalisations pratiques et décrivant les critères de qualité à observer ont été publiés [15], [16]. Si l'on respecte les principes énoncés, dans ces articles, pour la construction des servo-mécanismes, les performances des lasers portables ne sont pas limitées par les imperfections de l'électronique, tout au moins lors des mesures à court et moyen termes. Dans ce paragraphe, nous nous bornerons simplement à donner les grandes lignes qui conduisent à des systèmes de bonne qualité.

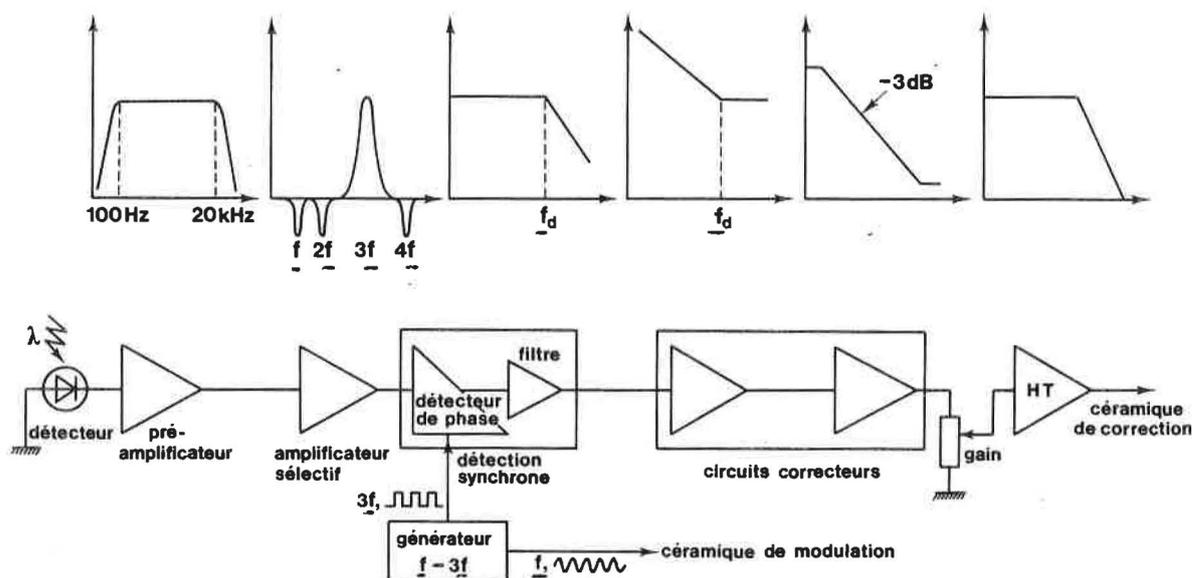


Fig. I-3.- Schéma général d'un asservissement de laser

L'amplificateur d'entrée se compose d'un transformateur blindé associé à un amplificateur différentiel de très faible bruit. L'ensemble présente une linéarité excellente (taux de distorsion harmonique $< 3 \times 10^{-4}$).

L'amplificateur sélectif permet d'isoler et d'amplifier la composante à la fréquence $3f$ qui est contenue dans le signal électrique délivré par l'amplificateur d'entrée. Des circuits réjectant les fréquences f , $2f$, $4f$ sont nécessaires pour éviter la saturation des étages de la chaîne et pour éliminer les composantes indésirables.

Les variations de la phase du signal à la fréquence $3f$, qui résultent du passage sur un pic d'absorption saturée, sont mises en évidence par le détecteur synchrone dont la sortie, convenablement filtrée, fournit le signal d'erreur nécessaire à l'asservissement du laser. Son allure typique est celle de la photographie de la figure I-4. On l'appelle également pic d'absorption saturée en dérivée troisième.

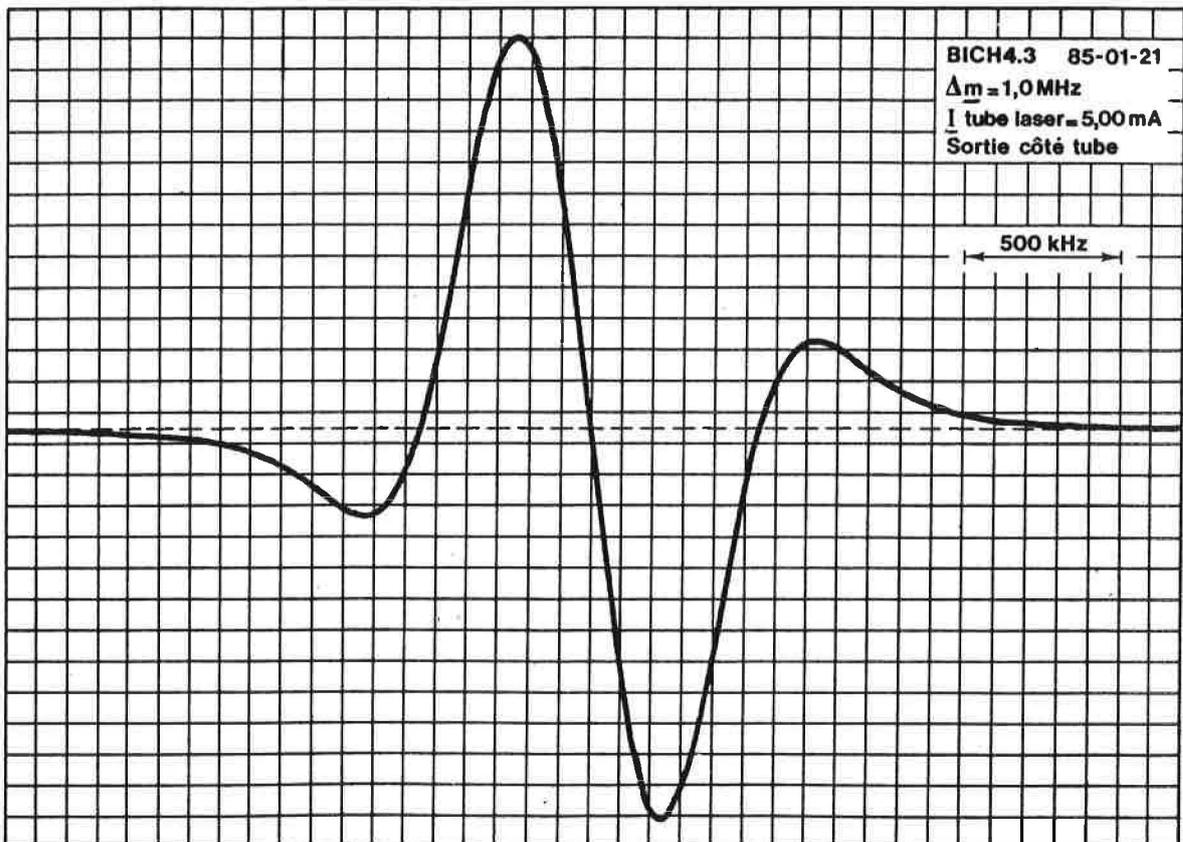


Fig. I-4.- Pic d'absorption saturée en dérivée troisième

Les caractéristiques du pic d'absorption saturée dépendent des conditions de fonctionnement du laser (intensité du courant dans le tube à décharge, pression du méthane, etc.). Pour un profil du pic donné, il existe une valeur optimale de l'amplitude de la tension sinusoïdale appliquée sur la céramique piézoélectrique, pour laquelle la pente du signal d'erreur ($\Delta V/\Delta F$), au voisinage de f_0 , est maximale [17], [18].

Les étalons portables, que l'on a pu étudier lors des comparaisons internationales, fonctionnent tous avec une amplitude de modulation crête à creux comprise entre 1 et 1,2 MHz.

Les conditions optimales de fonctionnement de l'asservissement sont obtenues par l'adjonction d'un circuit correcteur par avance de phase qui compense les effets du filtrage du signal provenant du détecteur de phase, et d'un correcteur de phase spécial appelé filtre à - 3 dB.

L'excursion de tension de l'amplificateur haute tension est d'environ 1000 volts. Cela permet de travailler sur deux modes consécutifs de la cavité. L'impédance de sortie relativement élevée (10 k Ω) de l'amplificateur constitue, avec la capacité de la céramique piézoélectrique qu'il alimente, un filtre passe-bas qui impose la fréquence de coupure, au gain unité, en boucle fermée, de l'asservissement. Elle est d'environ 200 Hz.

Le générateur $f - 3f$ fournit deux tensions dont la relation de phase constante, peut être ajustée de manière continue ou modifiée par pas caractéristique ($\pm \pi$; $\pm \pi/2$).

La tension, à la fréquence f , est sinusoïdale, de pureté maximale (taux de distorsion harmonique $< 5 \times 10^{-4}$) et son amplitude est réglable.

La tension à la fréquence $3f$ est un signal carré. Il pilote la voie "référence" du détecteur de phase.

Les fréquences de ces signaux sont respectivement de 1092 et 3276 Hz.

CHAPITRE II

MESURE DES CARACTERISTIQUES DES LASERS ASSERVIS

II.1.- Généralités

L'étude des paramètres qui influent sur la reproductibilité et la stabilité de fréquence de la radiation émise par un laser, nécessite la mise en oeuvre d'une méthode de mesure de fréquence par battement, au moyen d'un deuxième laser dont la longueur d'onde est voisine de celle du premier. Le principe de cette méthode est donné par le schéma de la figure II-1.

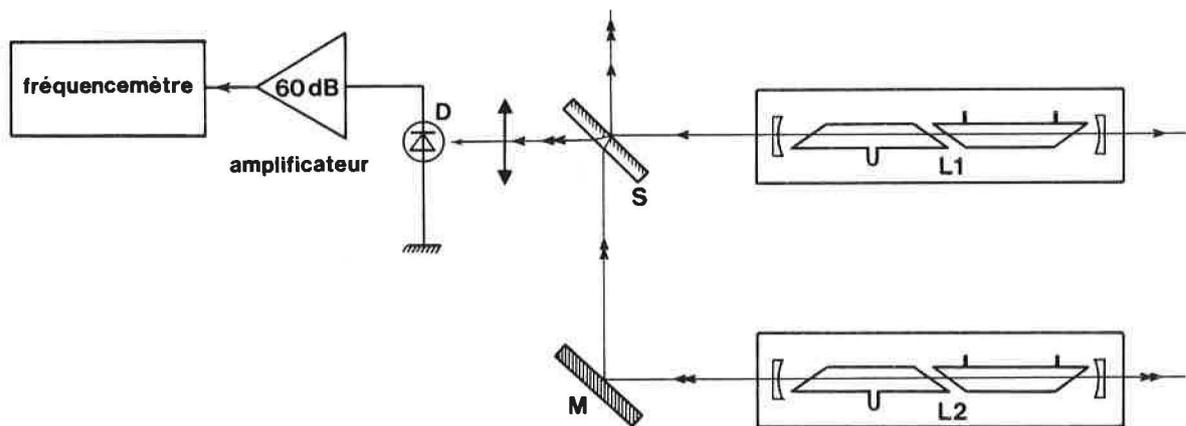


Fig. II-1.- Principe de la mesure de fréquence par battement

Les faisceaux provenant des deux lasers (L_1 , L_2) sont rendus colinéaires à l'aide d'un miroir de renvoi (M) et d'une lame semi-réfléchissante (S). Le photodétecteur (D) est placé sur le trajet commun des faisceaux et délivre un signal dont la fréquence est égale à la différence moyenne des radiations émises. Ce signal, convenablement amplifié, est envoyé à l'entrée d'un fréquencemètre.

Les deux lasers en présence ont des qualités comparables et peuvent donc servir, à tour de rôle, de laser de référence. Dans ce cas, leurs conditions de fonctionnement sont maintenues aussi stables que possible pour que les indications du fréquencemètre traduisent alors de manière significative, les variations de fréquence du laser sous test vis à vis du paramètre étudié.

II.2. - Mesure des fréquences de battement

II.2.1. - Mesure d'une fréquence de battement quelconque

Dans le domaine du visible, plusieurs pics d'absorption saturée sont généralement présents sur la courbe de gain du laser. L'utilisation du montage décrit au paragraphe II.1 permet alors de mesurer facilement les intervalles de fréquence entre ces différents pics.

Considérons, par exemple, deux composantes (a) et (b) dont les fréquences sont respectivement égales à $\underline{f}_a(0)$ et $\underline{f}_b(0)$. Lorsque les lasers L1 et L2 sont asservis sur chacune d'elles, les fréquences des radiations qu'ils émettent, du fait des perturbations de tous ordres, ne sont pas rigoureusement égales à $\underline{f}_a(0)$ et $\underline{f}_b(0)$ mais à $\underline{f}_a(1)$ et $\underline{f}_b(1)$ pour le laser L1 et à $\underline{f}_a(2)$ et $\underline{f}_b(2)$ pour le laser L2. Si l'on admet que pour un même laser, les perturbations sont constantes d'une composante à l'autre on peut écrire : $\underline{f}_a(1) = \underline{f}_a(0) + \underline{\varepsilon}(1)$, $\underline{f}_b(1) = \underline{f}_b(0) + \underline{\varepsilon}(1)$, $\underline{f}_a(2) = \underline{f}_a(0) + \underline{\varepsilon}(2)$ et $\underline{f}_b(2) = \underline{f}_b(0) + \underline{\varepsilon}(2)$.

En pratique on détermine dans une première série de mesures l'écart moyen $|\underline{f}_a(1) - \underline{f}_b(2)|$ et dans une deuxième série de mesures l'écart moyen $|\underline{f}_b(1) - \underline{f}_a(2)|$. L'intervalle de fréquence entre (a) et (b) est alors donné par la relation :

$$|\underline{f}_a(0) - \underline{f}_b(0)| = \frac{1}{2} \left[|\underline{f}_a(1) - \underline{f}_b(2)| + |\underline{f}_b(1) - \underline{f}_a(2)| \right].$$

Les décalages systématiques inévitables sont donc éliminés par cette méthode.

On mesure ainsi tous les intervalles de fréquence entre les deux lasers asservis chacun sur une composante différente. Le traitement statistique de l'ensemble des déterminations permet d'obtenir les valeurs les plus probables des intervalles de fréquence entre les différentes composantes du spectre de l'absorbant qui sont présentes dans le domaine d'émission du laser, et de calculer la différence de fréquence moyenne entre les deux lasers étudiés [19].

II.2.2. - Mesure d'une fréquence de battement quasiment nulle

II.2.2.1. Introduction

Lorsque les deux lasers (L1, L2) de la figure II.1 sont asservis sur une même composante, la fréquence moyenne du signal de battement est quasiment nulle alors que sa largeur spectrale est de quelques mégahertz. Il en résulte qu'un fréquencemètre classique ne peut pas mesurer la fréquence d'un tel signal. La détermination des caractéristiques des lasers à He-Ne asservis sur la raie d'absorption saturée dans le méthane nécessite donc l'emploi d'autres techniques que nous allons décrire.

II.2.2.2. Principe du comptage-décomptage

La méthode du comptage-décomptage a été mise au point par W.R.C. Rowley [20]. Elle utilise le déphasage entre les signaux de battement obtenus sur les deux faisceaux transmis et réfléchis par une lame légèrement absorbante. Le dispositif expérimental utilisant ce principe est donné par le schéma de la figure II.2.

Les faisceaux provenant des lasers L1 et L2 sont mélangés au moyen de la lame M. Les signaux électriques délivrés par les détecteurs D1 et D2 et convenablement amplifiés par les dispositifs A1 et A2, sont envoyés sur les deux entrées du compteur-décompteur qui affiche directement la différence de fréquence $|\underline{f}(L1) - \underline{f}(L2)|$.

Quelques contraintes sont cependant imposées par l'utilisation de cette méthode séduisante : 1°) il doit exister une relation de phase constante entre les signaux de modulation, de même fréquence, appliqués sur les céramiques piézoélectriques des deux lasers ; 2°) du fait de la bande passante limitée des dispositifs A1 et A2, et de manière à ce que l'affichage du compteur-décompteur ne soit pas entaché d'erreur systématique, la largeur spectrale résiduelle du battement de fréquence entre les deux lasers doit être aussi faible que possible. Cette technique n'est donc pas utilisable lorsque les caractéristiques de modulation des deux lasers en présence sont différentes, ce qui est généralement le cas lors des comparaisons internationales.

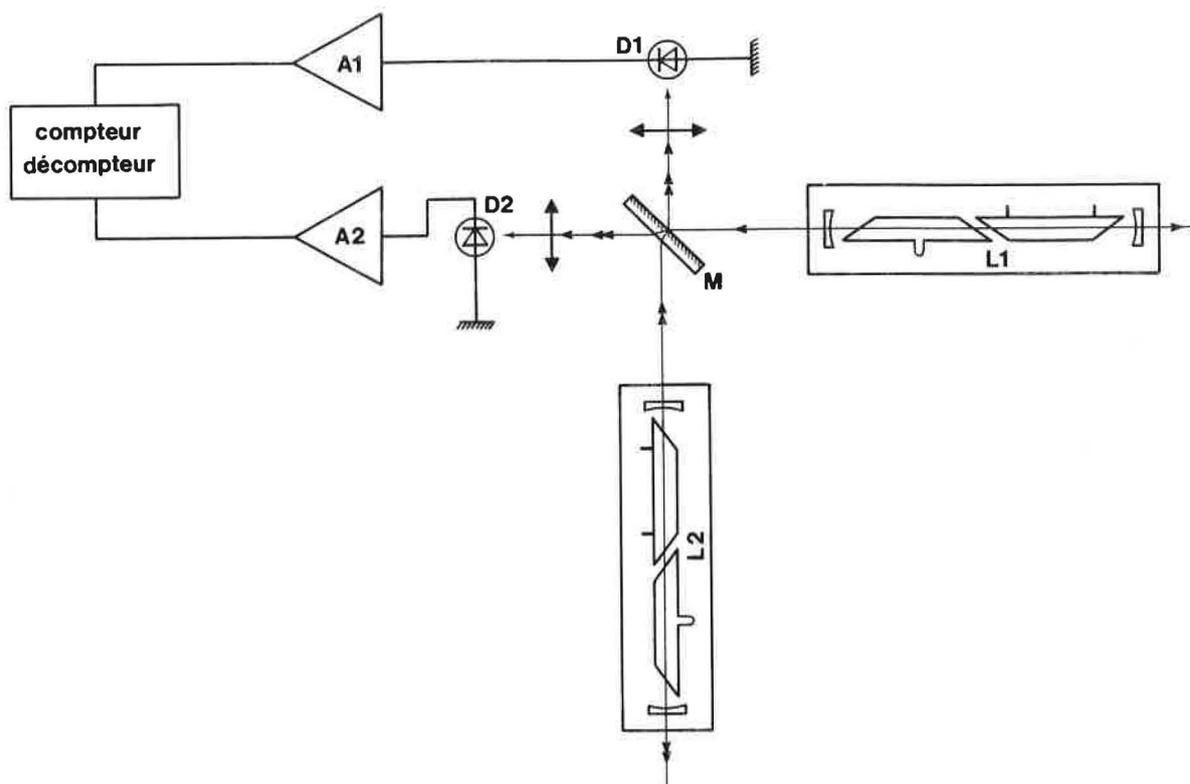


Fig. II.2.- Principe de la méthode de comptage-décomptage

II.2.2.3. Principe du décalage de fréquence

Cette méthode a été proposée par J.L. Hall [3]. Son principe repose sur l'utilisation d'un troisième laser dont on asservit la fréquence à suivre celle de l'un des deux lasers de référence, avec un décalage constant d'une dizaine de mégahertz. Les fréquences des battements entre les lasers de référence et le laser esclave sont mesurées simultanément et leur différence fournit l'écart de fréquence entre les deux lasers asservis sur la raie d'absorption saturée dans le méthane.

Le dispositif expérimental correspond au schéma de la figure II.3. Les mélanges des faisceaux sont réalisés selon le principe énoncé au paragraphe II.2.1. Le fréquencemètre F1 mesure la fréquence moyenne du battement entre le laser L1 et le laser esclave LE, soit $|\underline{f}(L1) - \underline{f}(LE)|$, de même F2 mesure celle du battement entre les lasers L2 et LE, donc $|\underline{f}(L2) - \underline{f}(LE)|$. Si les périodes de comptage des deux fréquencemètres sont égales et synchronisées on obtient, par soustraction des affichages, la différence de fréquence moyenne entre L1 et L2. Les fluctuations de fréquence du laser esclave sont éliminées par ce procédé.

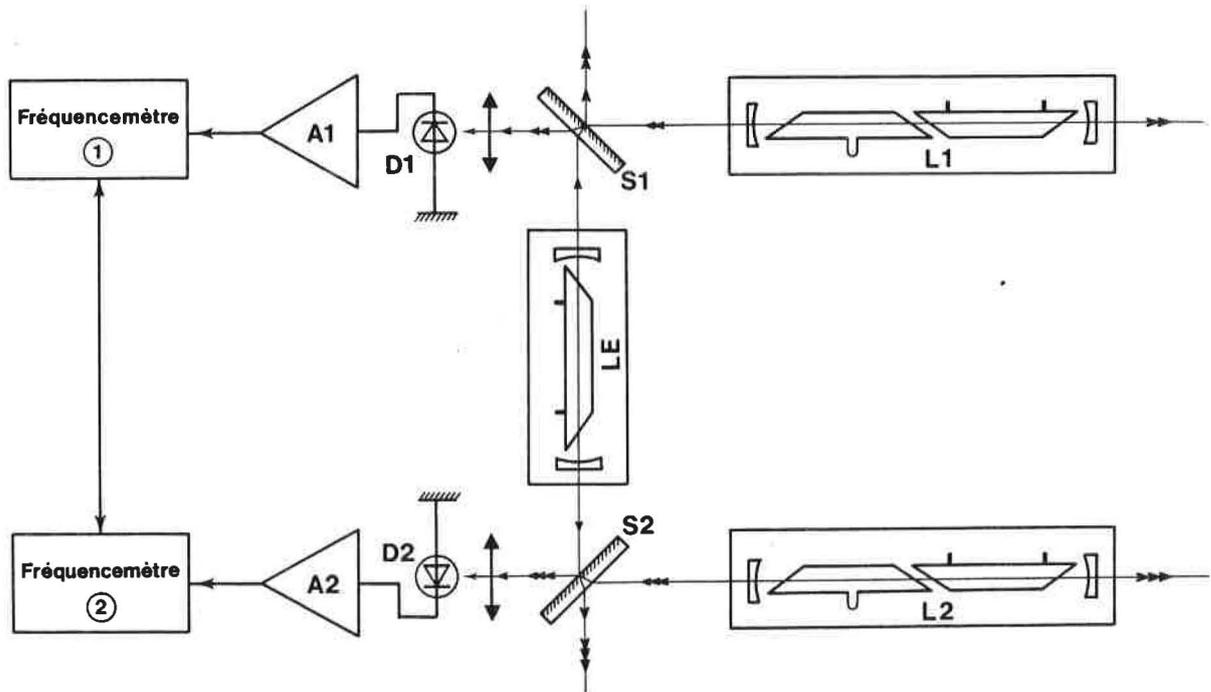


Fig. II.3.- Principe de la méthode du décalage de fréquence

II.2.2.4. Conclusion

L'étude des caractéristiques des lasers à He-Ne asservis sur la raie d'absorption saturée dans le méthane nécessite l'utilisation de l'une des deux méthodes que nous venons de décrire.

La technique du comptage-décomptage est la méthode la plus souple. Elle est malheureusement inutilisable pour l'étude de certains paramètres et lors des comparaisons internationales.

Celle du décalage de fréquence utilise un équipement plus important et pose des problèmes techniques quant à son utilisation pour l'étude de la stabilité de fréquence à moyen terme des lasers.

Le choix entre ces deux solutions sera donc fonction de l'expérience que l'on désire entreprendre.

II.3.- Définition des paramètres étudiés

II.3.1. - Introduction

L'étude des performances des lasers asservis comporte deux aspects. Le premier concerne l'approche théorique et la mise en évidence expérimentale de paramètres qui sont susceptibles de perturber la fréquence de la radiation émise. Leur connaissance permet de définir les conditions d'utilisation du laser pour lesquelles on détermine, et c'est le second aspect du problème, la stabilité et la reproductibilité de fréquence de l'étalon qui sont des caractéristiques essentielles pour l'utilisateur.

Dans un laser, avec cuve intérieure à la cavité, ces paramètres sont tous plus ou moins liés. On est donc astreint à mesurer des effets globaux qui traduisent la complexité du système que constitue le laser et sa chaîne d'asservissement.

Les effets qui ont été couramment étudiés sont au nombre de trois. On distingue l'effet de puissance, l'effet de pression, et l'effet de modulation. D'autres effets ont été plus ou moins mis en évidence mais n'ont pas fait l'objet d'études systématiques. Nous en reparlerons après.

II.3.2.- L'effet de puissance

C'est une variation de la fréquence de la radiation émise quand on change les intensités lumineuses des faisceaux se propageant dans la cavité. Le profil du pic d'absorption saturée se déforme sous l'action conjuguée des saturations différentes des composantes de la structure hyperfine [21], et des modifications des caractéristiques des faisceaux gaussiens dans la cuve à méthane [22]. Il n'est pas exclu que des causes d'origine électronique puissent contribuer à cet effet puisque l'amplitude du signal électrique délivré par le photodétecteur varie avec l'intensité lumineuse du faisceau incident.

II.3.3. - L'effet de pression

C'est une variation de la fréquence de la radiation émise lorsque l'on change la pression de l'absorbant. Cet effet traduit des variations des caractéristiques du pic d'absorption saturée (fréquence, amplitude et largeur) qui entraînent aussi des modifications de l'intensité lumineuse. Il en résulte donc simultanément un effet de puissance dont les origines probables ont été déjà énoncées.

II.3.4.- L'effet de modulation

C'est une variation de la fréquence de la radiation émise lorsqu'on modifie l'amplitude de la tension sinusoïdale, à la fréquence f , appliquée sur la céramique piézoélectrique de modulation de la longueur de la cavité. Cet effet met en évidence les différentes asymétries du pic d'absorption saturée qui ont pour cause principale les pertes par diffraction, variables avec la fréquence d'émission du laser, liées au phénomène de dispersion saturée dans l'absorbant [23].

Cet effet peut être également dû au déplacement des céramiques piézoélectriques qui ne s'effectue pas parfaitement selon l'axe du laser et qui engendre une modulation parasite du signal électrique délivré par le photodétecteur. Il peut être lié aussi à des imperfections électroniques de la chaîne d'asservissement.

II.4. - Caractérisation des variations de fréquence du laser

II.4.1 - Introduction

Les effets précédents peuvent être minimisés par un contrôle constant des paramètres qui les engendrent. Malgré cela, il existe des variations de fréquence qu'il faut caractériser et qui sont liées, d'une part aux perturbations non contrôlables intérieures au système laser-asservissement, et d'autre part à l'environnement dans lequel les mesures sont effectuées. On étudie donc la stabilité, la répétabilité et la reproductibilité de fréquence de la radiation émise par le laser.

II.4.2. - Stabilité de fréquence

La stabilité à court terme de deux oscillateurs indépendants est bien représentée par la variance d'Allan [24]. En pratique, pour des raisons de commodité, on s'intéresse à l'écart-type relatif d'Allan qui

est donné par la formule :
$$\sigma(2, \tau, \tau) = \frac{1}{f_0} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{i=n} (f_{i+1} - f_i)^2}{2n}}$$
,

où τ représente l'intervalle de temps entre deux mesures consécutives (f_i, f_{i+1}) effectuées sans temps mort par rapport au couple de mesures précédent (f_{i-1}, f_i) ; f_0 et n représentent respectivement la fréquence moyenne de la radiation et le nombre de couples de mesures. La courbe théorique $\sigma = f(\tau)$ est donnée par la représentation schématique de la figure II.4.

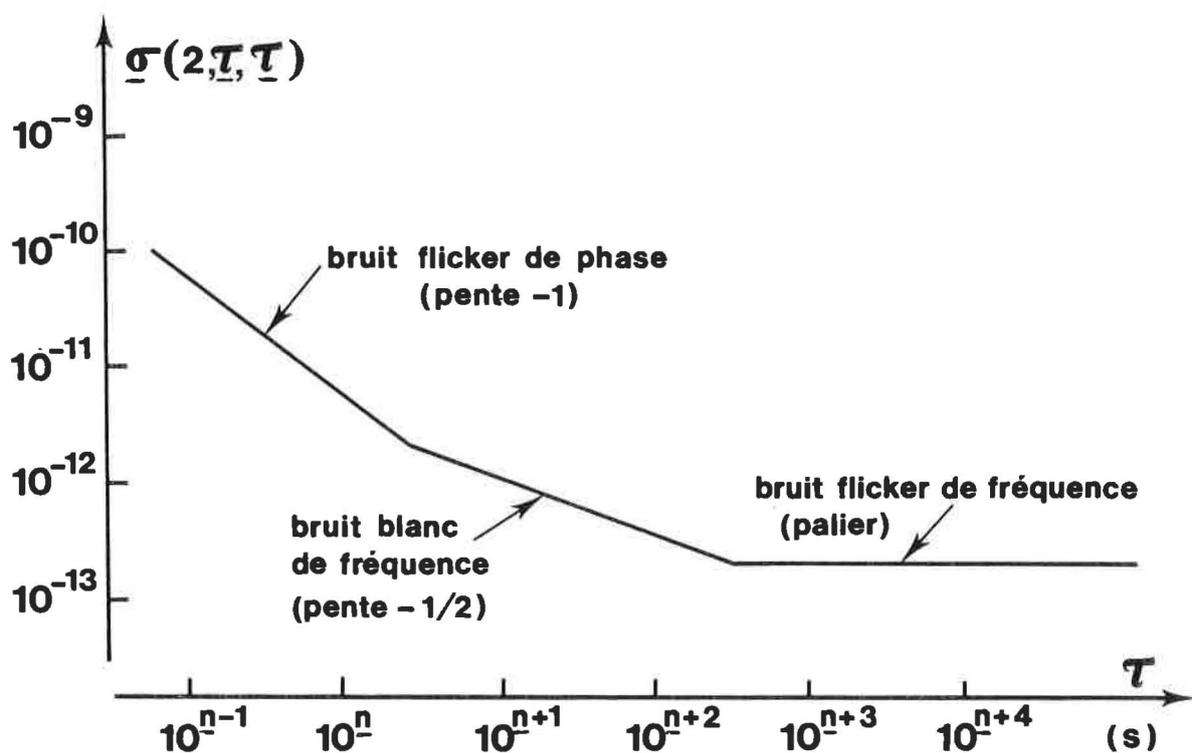


Fig. II.4.- Allure théorique de l'écart-type relatif d'Allan en fonction de τ .

La partie de la courbe dont la pente est -1 est caractéristique d'un bruit flicker de phase, celle de pente $-1/2$ d'un bruit blanc de fréquence. La partie horizontale traduit la dominance d'un bruit flicker de fréquence et correspond à la stabilité de fréquence maximale du laser.

II.4.3. - Répétabilité de fréquence

Les variations de la fréquence de battement, entre deux lasers qui opèrent dans des conditions correspondant à leur fonctionnement optimal, sont une bonne indication de la répétabilité de fréquence de ces étalons. Ce type de mesure est effectué journalièrement lors des comparaisons internationales. La répétabilité de fréquence ne tient pas compte des décalages systématiques constants qui peuvent exister entre deux lasers ; elle exprime la capacité qu'ont ces étalons de produire une même fréquence, pendant une période relativement courte que l'on a fixée de manière arbitraire (généralement une dizaine de jours).

II.4.4. - Reproductibilité de fréquence

Contrairement à la répétabilité, la reproductibilité de fréquence tient compte des décalages systématiques que l'on observe entre deux lasers provenant de laboratoires différents. Elle tient compte également des variations de fréquence à long terme qui sont inévitables et qui sont dues à l'évolution lente des systèmes sous l'effet du vieillissement. Elle nécessite de la part de chaque laboratoire une étude suivie des performances de ses étalons.

II.5.- Rôle des comparaisons internationales et conclusion

Les comparaisons internationales ont pour but de mettre en évidence les erreurs systématiques qui sont liées aux particularités des réalisations pratiques et qui n'apparaissent pas lors de mesures effectuées entre deux lasers fabriqués par un même laboratoire.

C'est ainsi que l'on a pu montrer que le défaut de reproductibilité de fréquence des lasers à $\lambda = 633$ nm était essentiellement dû à la qualité des cuves à iode. Les phénomènes de réaction entre l'absorbant d'une part, et les résidus de nettoyage de la cuve d'autre part, peuvent en effet conduire à un décalage systématique important de la fréquence de la radiation émise [25]. De même on a pu constater que le positionnement du détecteur d'asservissement des lasers à $\lambda = 3,39$ μ m n'était pas indifférent [26].

Les comparaisons internationales ont permis également de déterminer les coefficients moyens des variations de fréquence en fonction des paramètres définis au chapitre II.3, ainsi que la reproductibilité des lasers à He-Ne asservis [4].

Toutefois, il semble que la bonne collaboration entre les laboratoires, née de ces confrontations, a conduit à la réalisation d'étalons très semblables ce qui, dans une certaine mesure, a contribué à masquer les effets dont nous parlerons dans les chapitres III et IV.

CHAPITRE III

PERFORMANCES DES LASERS "CLASSIQUES"

A $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$

III.1.- Introduction

L'incertitude due à la reproductibilité de fréquence de la radiation émise par un laser asservi sur l'absorption saturée du méthane est évaluée à ± 5 kHz, lorsque les conditions suivantes sont respectées dans la cellule : pression du méthane < 3 Pa, puissance surfacique des faisceaux dans la cuve $< 10^4$ W.m⁻², rayon de courbure des surfaces d'onde > 1 m, différence relative de puissance entre les deux ondes se propageant en sens inverse l'une de l'autre < 5 % [27].

Les résultats obtenus lors des cinq comparaisons internationales que le BIPM a organisées, ou auxquelles il a participé, ont largement contribué à la détermination de cette incertitude. Cependant, probablement par manque de temps mais aussi parce que le fonctionnement très critique des lasers ne le permettait pas, peu d'efforts ont été consacrés à l'étude systématique des effets susceptibles de perturber la reproductibilité de fréquence de ces étalons, excepté l'effet de modulation.

Les interventions sur les tubes à décharge de nos lasers, dont nous avons parlé au paragraphe I.3.1.2., vont nous permettre d'étudier en détail l'effet de modulation et l'effet de puissance, ce que nous n'avions pu faire auparavant. Il nous a semblé intéressant, également, de voir ce qu'il se passait en utilisant le faisceau de sortie côté tube pour l'asservissement du laser. Ces nouvelles expériences devraient nous apporter des renseignements très utiles.

III.2.- Description générale de l'expérience

La fréquence de modulation du laser "OPTIMAL" est différente de celles des lasers BICH4.3 et BICH4.6. La méthode du décalage de fréquence, décrite au paragraphe II.2.2.3., est donc utilisée pour déterminer les différences de fréquence entre les lasers.

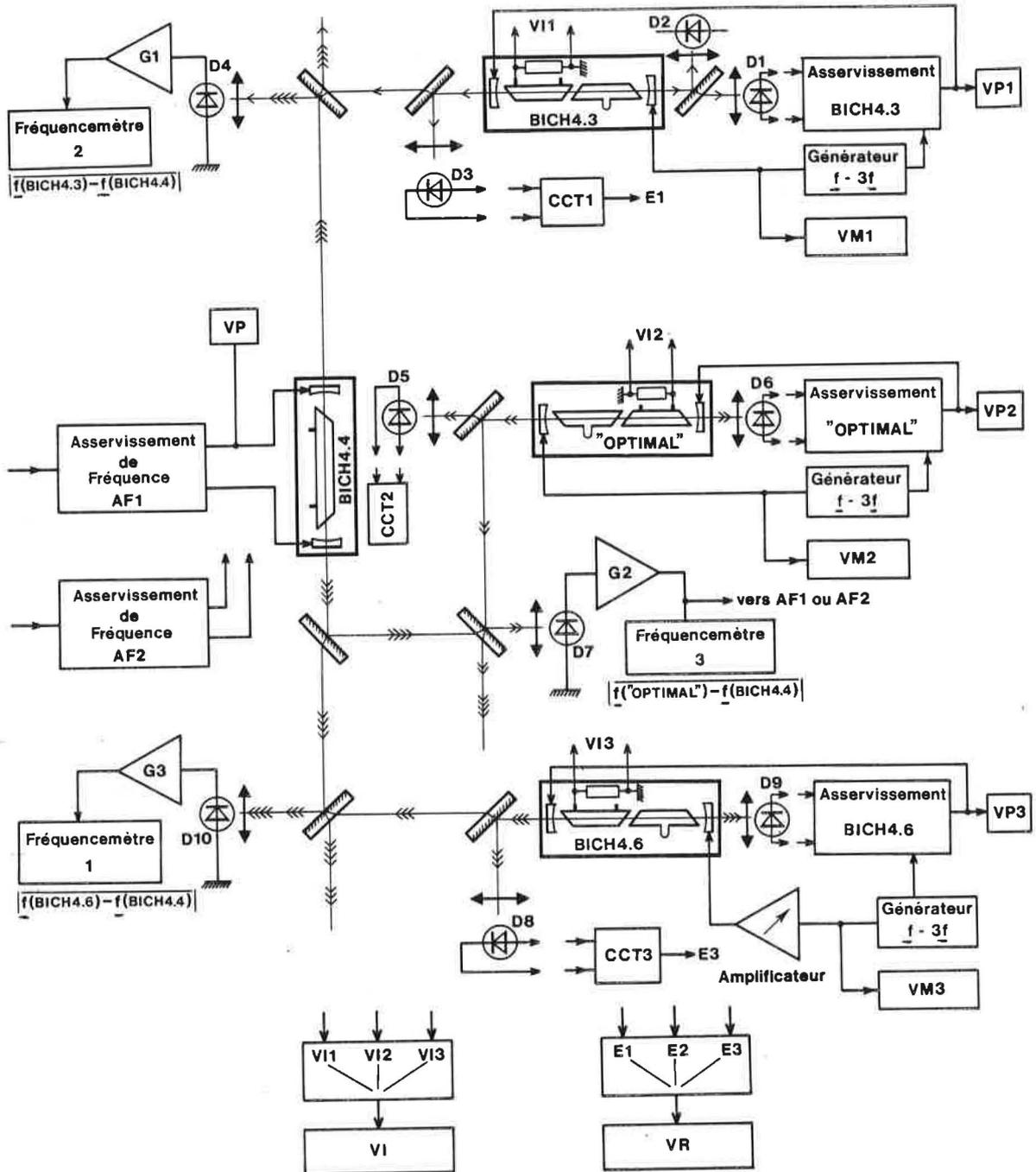


Fig. III.1.- Schéma général de l'expérience

Le schéma général de l'expérience est donné par la figure III.1. Les deux lasers asservis sur l'absorption saturée du méthane BICH4.3 et BICH4.6 ainsi que le laser esclave BICH4.4 ont déjà été décrits dans des rapports précédents [28, 29]. Le quatrième laser que l'on appelle "OPTIMAL" est également un laser asservi sur l'absorption saturée du

méthane. Les particularités de sa réalisation seront décrites dans le chapitre suivant. Chaque laser de référence peut être asservi par l'une ou l'autre de ses sorties au moyen de détecteurs fixes : D_1, D_3 pour BICH4.3 ; D_8, D_9 pour BICH4.6 ; D_5, D_6 pour "OPTIMAL". On espère ainsi que les effets parasites, qui pourraient éventuellement être engendrés par les couplages optiques résiduels inévitables entre les cavités et les détecteurs d'asservissement, restent constants tout au long des mesures.

Les signaux électriques délivrés par les détecteurs D_4, D_7, D_{10} fournissent respectivement les fréquences de battement $|\underline{f}(\text{BICH4.3}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$, $|\underline{f}(\text{BICH4.6}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$, $|\underline{f}(\text{"OPTIMAL"}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$. Ils sont amplifiés au moyen des amplificateurs à faible bruit G_1, G_2, G_3 dont le gain en tension est de mille et la bande passante, à - 3 db, de 40 MHz. Les sorties de ces amplificateurs peuvent être utilisées pour asservir la fréquence de BICH4.4 à suivre celle de l'un des trois lasers de référence avec un décalage constant imposé par l'un des deux servomécanismes (AF1, AF2) en notre possession. AF1 est dit rapide parce qu'il permet de transmettre, presque intégralement, la modulation de la longueur de la cavité du laser de référence à BICH4.4. Un simple commutateur permet de modifier la valeur du décalage de fréquence qui peut passer de 5 à 10 MHz, et inversement, sans qu'il soit nécessaire de "décrocher" l'asservissement. La fréquence de coupure de AF2 est limitée de manière à ne pas moduler la fréquence du laser esclave. L'incorporation de filtres réjecteurs et de circuits de correction assure toutefois une bonne précision à l'asservissement. L'emploi de ces deux servomécanismes a permis de s'assurer qu'il n'y avait pas d'erreur systématique, sur la détermination des écarts de fréquence entre lasers, due à la méthode employée.

Les amplitudes des signaux de modulation, à la fréquence \underline{f} , délivrés par les générateurs $\underline{f} - 3\underline{f}$, sont contrôlées en permanence au moyen de voltmètres numériques (VM1, VM2, VM3), et sont corrigées, si nécessaire, pour que leurs variations n'excèdent pas une dizaine de millivolts. Un amplificateur de très bonne qualité, dont le gain en tension peut être modifié par pas, est inséré entre la sortie du générateur $\underline{f} - 3\underline{f}$ et la céramique piézoélectrique du laser sous test (BICH4.6 sur la figure).

L'amplitude de modulation peut donc être changée en conservant les conditions de fonctionnement du générateur et sans "décrocher" l'asservissement du laser. De plus cela a l'avantage de reproduire très exactement, d'une expérience à l'autre, les largeurs de modulation voulues.

Les évolutions des tensions continues, appliquées sur les céramiques piézoélectriques de correction de longueur des cavités, sont visualisées au moyen des indicateurs numériques VP1, VP2, VP3, VP4.

L'entrée du voltmètre digital VI est commutable sur les bornes de chacune des résistances de précision que l'on a placées dans les circuits d'alimentation des tubes à He-Ne des lasers de référence. Cela permet, grâce à un contrôle permanent, de limiter les variations des courants de décharge à quelques microampères.

Les détecteurs qui ne sont pas utilisés pour les asservissements, servent à estimer les puissances moyennes intra-cavité des lasers de référence. Pour cela on les associe à des convertisseurs courant-tension dont on mesure la tension de sortie à l'aide du voltmètre numérique VR.

Les fréquences des signaux de battement sont mesurées à l'aide de trois fréquencemètres (F1, F2, F3) dont on synchronise les déclenchements. L'analyseur de spectre sert à contrôler les caractéristiques des signaux de battement.

III.3.- Description des mesures

Pour chaque valeur du paramètre dont on désire étudier l'influence sur la fréquence de la radiation émise par le laser sous test, on effectue une série de mesures qui consiste à noter les dix indications successives de chacun des trois fréquencemètres qui fournissent, rappelons-le, les fréquences de battement $|\underline{f}(\text{BICH4.6}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$, $|\underline{f}(\text{BICH4.3}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$, $|\underline{f}(\text{"OPTIMAL"}) - \underline{f}(\text{BICH4.4})|$.

La période entre deux lectures consécutives d'un même fréquencemètre est fixée à dix secondes ce qui constitue le minimum de temps nécessaire à la transcription manuelle des résultats affichés par les appareils. Pour chaque laser asservi, on relève au début et à la fin de

chaque série de mesures, au moyen des systèmes décrits dans le paragraphe précédent, les tensions de correction de longueur des cavités, les tensions de sortie des convertisseurs courant-tension et les amplitudes des signaux, à la fréquence f , fournis par les générateurs $f - 3f$.

Le traitement des valeurs obtenues permet de déterminer les écarts moyens du laser sous test par rapport à chacun des deux autres lasers asservis qui sont maintenus dans des conditions de fonctionnement aussi stables que possible.

On doit remarquer que l'utilisation d'un troisième laser asservi n'est pas indispensable à la mise en évidence des phénomènes recherchés, mais cela permet, grâce aux mesures supplémentaires effectuées (ce qui ne prend d'ailleurs pas plus de temps !), de s'assurer que les variations de fréquence observées sont bien significatives des variations de fréquence du laser sous test et non pas de celles du laser témoin. De plus cela fournit une estimation de la répétabilité de fréquence de ces étalons.

III 4.- Etude des effets technologiques

III.4.1. - Introduction

Avant d'entreprendre l'étude des effets qui ont été définis au chapitre précédent, nous avons pensé qu'il était important de vérifier que la chaîne électronique fonctionnait de manière correcte. Nous nous sommes donc intéressés à la céramique piézoélectrique de modulation et aux organes qui élaborent le signal d'erreur (préamplificateur, amplificateur sélectif et détection synchrone). Ils constituent en effet, avec le détecteur dont nous parlerons au paragraphe suivant, les éléments les plus perfectibles de l'asservissement. Il est apparu que la meilleure méthode, pour mettre en évidence les défauts globaux de linéarité des asservissements, était de comparer les résultats obtenus pour l'effet de modulation quand on utilise, d'une part, le servomécanisme traditionnel et d'autre part, ce même servomécanisme dans lequel on a remplacé les éléments cités plus haut par des systèmes semblables, certes, mais technologiquement différents.

III.4.2.- Effet de servomécanisme

III.4.2.1. Déroulement des mesures

Nous avons effectué deux séries d'expériences ; dans la première nous avons utilisé l'électronique habituellement associée au laser ; dans la deuxième nous avons remplacé le préamplificateur, l'amplificateur sélectif et la détection synchrone construits au BIPM par un transformateur blindé de très bonne qualité (UTC type LS-10X), associé à une détection synchrone, de précision, du commerce (BROOKDEAL type 9503-SC). Les mesures ont été faites sur BICH4.6, à différentes valeurs de courant dans le tube à He-Ne, en utilisant la céramique de modulation tubulaire (PZT4) montée à côté de la cuve à méthane. "OPTIMAL" a été pris comme laser de référence.

II.4.2.2. Tableau de résultats et courbes

Tableau III-1												
Effet de servo mécanisme sur BICH4.6												
$f(\text{BICH4.6}) - f(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz) Réf. "OPTIMAL"												
côté cale piézo PZT-4												
Δm (MHz)	Préamplificateur et détecteur synchrone construits au BIPM						Transformateur UTC LS-10X associé à détecteur synchrone Brookdeal 9503-SC					
	Détecteur côté cuve			Détecteur côté tube			Détecteur côté cuve			Détecteur côté tube		
1,0	-1857 88	-4613 30	-6002 28	2629 110	218 39	1355 25	-2238 91	-5072 18	-6921 24	1570 73	397 26	1583 27
0,8	-2473 125	-4679 57	-5697 32	2034 152	261 47	1707 22	-2921 120	-4999 54	-6667 25	1033 125	309 39	1830 30
0,6	-2394 222	-4869 47	-5535 57	1763 111	203 59	2065 53	-3375 306	-5010 75	-6617 26	317 152	402 67	1993 31
0,4	-2290 354	-4955 180	-5553 81	1014 431	68 219	2079 91		-5202 185	-6849 123		-192 139	1784 110
1,2	-1352 110	-4601 37	-6611 13	3188 88	204 29	908 18	-1993 109	-4933 33	-7249 29	2006 118	389 48	1404 18
1,4	-921 103	-4617 47	-7027 13	3898 55	67 41	532 20	-1652 94	-4843 47	-7639 21	2217 163	391 29	1146 16
1,6	-587 144	-4763 33	-6973 23	4271 113	-44 35	74 21	-970 106	-4865 39	-8056 11	2992 95	462 39	872 18
1,8	124 105	-4745 27	-6712 8	5047 205	-69 29	-282 17	-593 119	-4679 30	-8478 24	3529 81	500 33	659 18
2,0	195 133	-4640 46	-6323 24	5534 116	-122 33	-609 27	-35 82	-4651 30	-8793 22	3800 135	445 46	441 16
2,2	746 199	-4365 52	-5992 23	6351 98	-117 43	-932 24	530 129	-4609 41	-9184 25	4379 131	515 38	207 20
2,4	1173 158	-4101 46	-5557 21	6905 118	-212 40	-1317 18	941 138	-4516 47	-9576 28	4656 175		87 13
1,0	-1786 148	-4594 55	-6147 18	2393 154	214 16	1437 26	-2471 108	-4960 47	-6934 25	1518 99	275 52	1619 18
	1,88	2,77	5,00*	1,88	2,77	5,00*	1,88	2,77	5,00*	1,88	2,77	5,00*

↔ Valeurs du courant dans le tube laser (mA) ↔

* une correction de - 1,155 kHz est à appliquer sur les résultats pour tracer les courbes

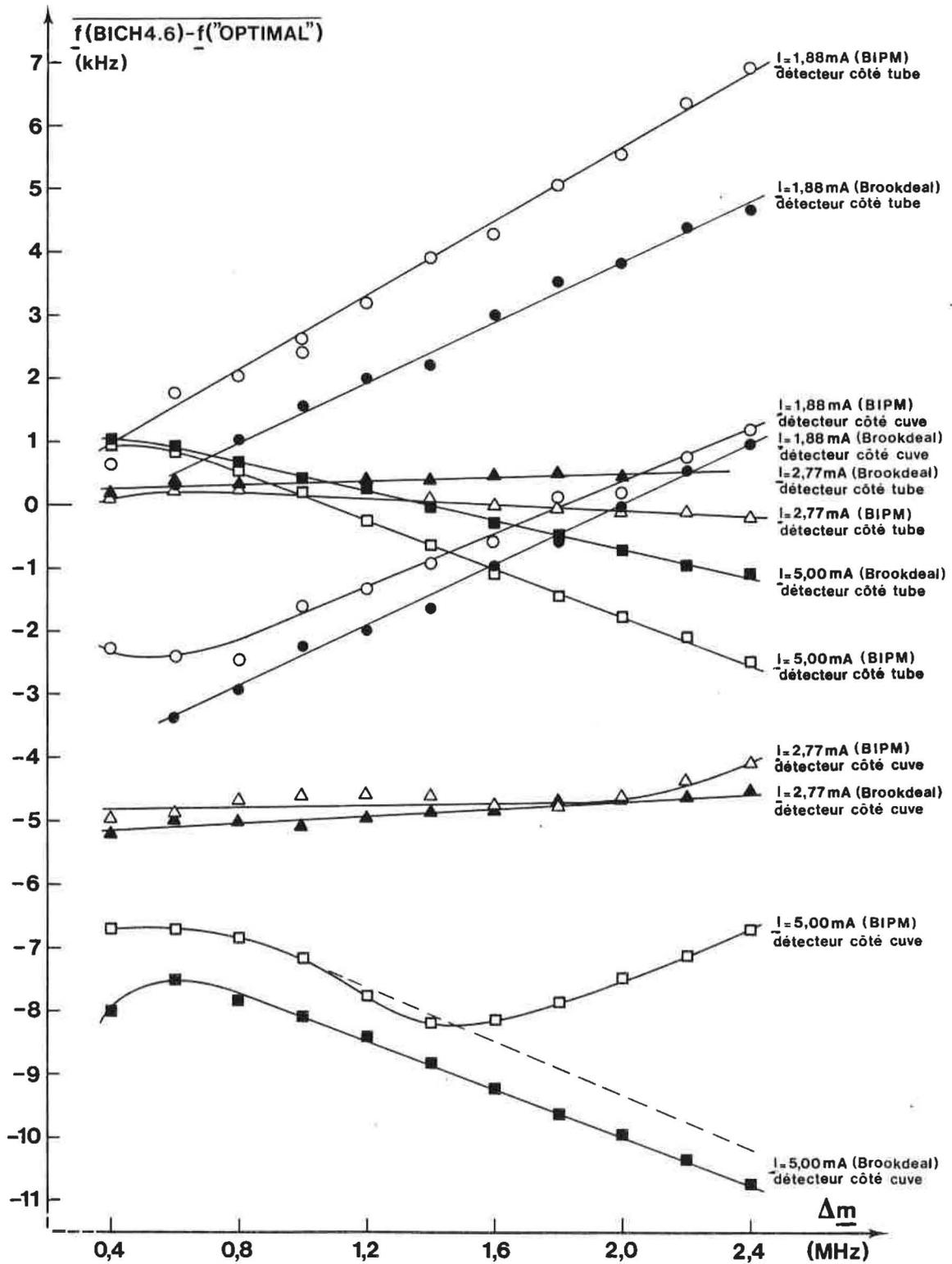


Figure III-2

Effet de servomécanisme sur BICH4.6
 modulation sur la céramique PZT-4
 réf. "OPTIMAL" côté tube; $I = 7,00 \text{ mA}$

III.4.2.3. Analyse des résultats et conclusion

Compte tenu de la répétabilité de fréquence des lasers dont nous parlerons après, on constate que dans l'ensemble, les courbes obtenues ne dépendent pas du système utilisé bien que, pour un courant dans le tube à décharge donné, leur pente soit légèrement différente selon la chaîne électronique employée. Ce petit effet que l'on peut attribuer à des défauts de linéarité est difficilement imputable à l'un ou l'autre des deux systèmes. Mais de toute façon il est évident que cela ne remet pas en cause l'interprétation que l'on fera de ces courbes, par la suite.

A faible courant ($I = 1,88$ mA), lorsque le détecteur côté tube est utilisé pour asservir BICH4.6, on observe un écart systématique plus important ($\approx 1,5$ kHz), entre les deux systèmes employés, qui est sans doute significatif d'un décalage de tension continue sur l'un des amplificateurs de la chaîne BIPM. En effet pour cette valeur de courant le signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone est très faible parce que l'on travaille à gain constant ; ce n'est pas le cas pour la chaîne "BROOKDEAL" où le gain variable permet d'obtenir un pic d'absorption saturée en dérivée troisième d'amplitude quasiment constante, quelles que soient les conditions de fonctionnement du laser.

Quand le courant dans le tube à He-Ne est de 5,00 mA, pour les mêmes raisons, on constate un effet de saturation de la chaîne BIPM lorsque le détecteur d'asservissement de BICH4.6 utilisé est celui côté cuve.

Il est donc évident que pour la suite des expériences, on aura intérêt à utiliser la chaîne "BROOKDEAL" mieux adaptée aux variations des conditions de fonctionnement que l'on désire imposer.

III.4.3. - Effet de céramique piézoélectrique

III.4.3.1. Déroulement des mesures

Les deux céramiques de BICH4.6 que l'on peut utiliser pour la modulation de longueur de la cavité, présentent des différences technologiques sensibles (voir paragraphe I.3.1.4) et sont montées à

chacune des extrémités du résonateur. Leur utilisation successive va donc nous permettre d'étudier l'influence de leur déplacement sur la fréquence de la radiation émise. Ces expériences seront effectuées en se servant des deux servomécanismes disponibles (BIPM et "BROOKDEAL"), et des deux détecteurs utilisables pour l'asservissement (côté cuve et côté tube). Le courant dans le tube à He-Ne sera maintenu à 5,00 mA.

III.4.3.2. Tableau de résultats et courbes

Tableau III-2								
Effet de céramique piézoélectrique sur BICH4.6 ($I = 5,00$ mA)								
$\underline{f}(\text{BICH4.6}) - \underline{f}(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz) Réf. "OPTIMAL"								
Δm (MHz)	Détection synchrone BIPM				Détection synchrone Brookdeal			
	Empilement		PZT-4		Empilement		PZT-4	
1,0	-6078 19	2137 32	-6002 28	1355 25	-7040 23	2033 24	-6921 24	1563 27
0,8	-5861 34	2468 29	-5697 32	1707 22	-6924 27	2180 31	-6667 25	1830 30
0,6	-5722 37	2612 53	-5535 57	2065 53	-6870 18	2205 44	-6617 26	1993 31
0,4	-5495 168	2812 135	-5553 81	2079 91	-7129 102	1888 151	-6849 123	1784 110
1,2	-6416 21	1903 20	-6611 13	908 18	-7363 21	1904 23	-7249 29	1404 18
1,4	-6798 24	1523 20	-7027 13	532 20	-7664 19	1687 15	-7639 21	1146 16
1,6	-7102 24	1150 16	-6973 23	74 21	-8082 21	1434 21	-8056 11	872 18
1,8	-7146 19	789 15	-6712 8	-282 17	-8471 20	1228 23	-8478 24	659 18
2,0	-6935 22	388 13	-6323 24	-609 27	-8857 24	963 14	-8793 22	441 16
2,2	-6634 25	-19 25	-5992 23	-932 24	-9297 29	733 12	-9184 25	207 20
2,4	-6359 21	-395 19	-5557 21	-1317 18	-9649 21	535 22	-9576 28	87 13
1,0	-6150 15	2204 21	-6147 18	1437 26	-7004 15	2055 24	-6934 25	1619 18
	cuve	tube	cuve	tube	cuve	tube	cuve	tube
↖ Détecteur d'asservissement côté ↗								
nota : une correction de - 1,155 kHz est à appliquer sur les résultats pour tracer les courbes								

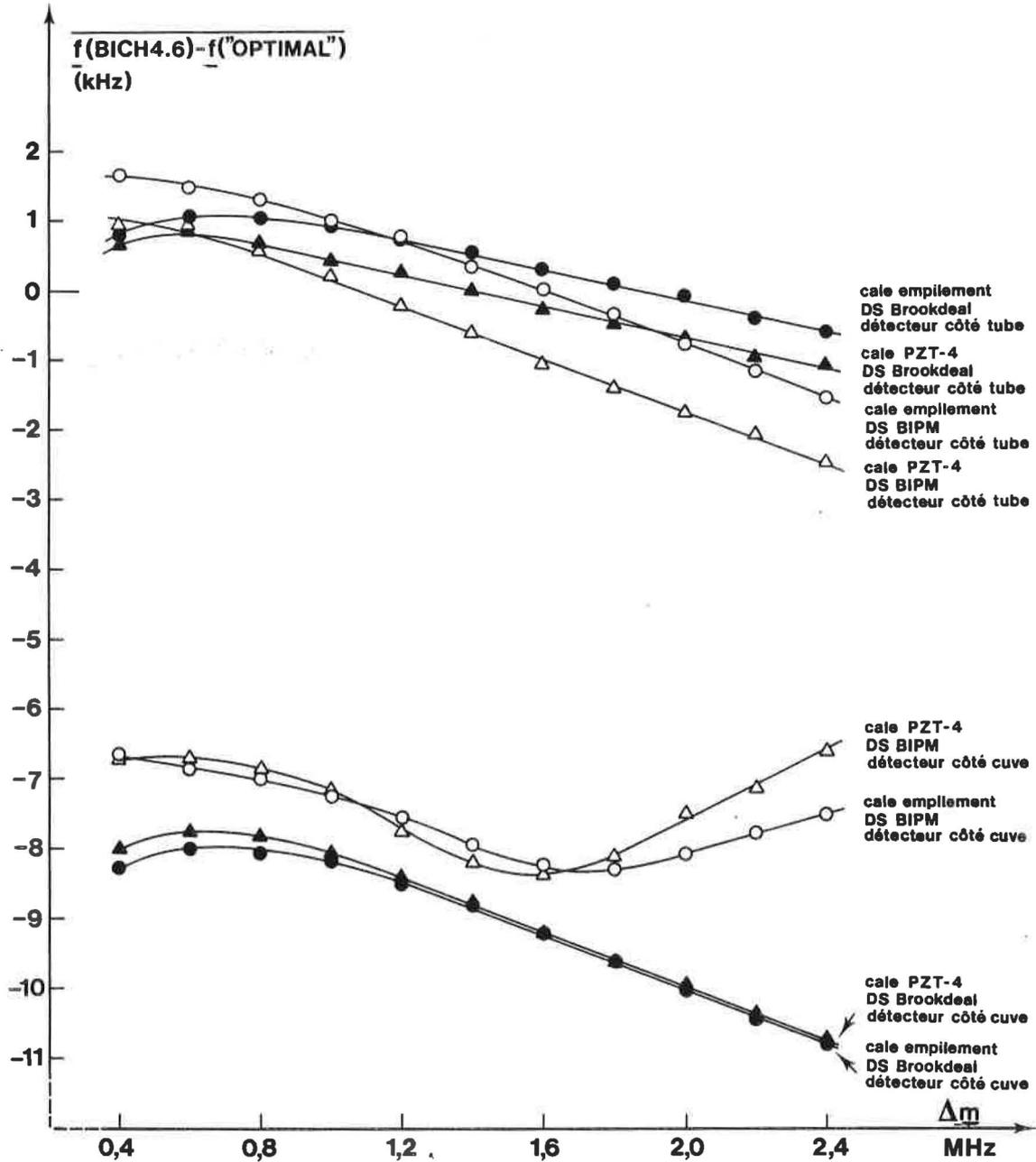


Figure III-3 Effet de céramique piézo sur BICH4.6 à $I = 5,00$ mA
réf. "OPTIMAL" côté tube ; $I = 7,00$ mA

III.4.3.3. Analyse des résultats et conclusion

Si l'on asservit le laser à l'aide du détecteur placé côté cuve, on peut constater qu'il n'y a pas de décalage de fréquence consécutif à l'utilisation de l'une ou l'autre des céramiques piézoélectriques.

Dans le cas où c'est le détecteur placé côté tube qui est employé pour stabiliser BICH4.6, la fréquence de la radiation émise est systématiquement plus basse, d'environ 1 kHz, lorsque l'on se sert de la céramique piézoélectrique tubulaire PZT4 pour moduler la longueur de la cavité.

Il n'y a pas d'explication évidente à cette constatation. Plusieurs hypothèses sont cependant plausibles : 1°) un effet dû à la répétabilité de fréquence des lasers ; 2°) un effet de servomécanisme, parce que, consécutivement au montage optique de battement réalisé, le signal recueilli côté tube est beaucoup plus faible ; 3°) un effet de diffraction, interne à la cavité, résultant de la combinaison du déplacement imparfait des céramiques piézoélectriques avec le diaphragme que constitue le capillaire du tube à décharge. Le signal parasite qui pourrait en découler étant alors perçu de manière différente par les détecteurs d'asservissement, géographiquement opposés.

En conclusion, il n'y a pas de raisons objectives qui permettent de faire un choix entre les deux céramiques.

III.4.4. - Conclusion sur les effets technologiques

Les effets technologiques que nous avons étudiés ont montré que l'on avait intérêt à utiliser la chaîne électronique "BROOKDEAL" pour la suite des expériences. Cette solution sera donc adoptée pour le laser sous test. Par contre, le choix de la céramique piézoélectrique étant arbitraire nous continuerons, comme nous l'avons toujours fait, à utiliser le modèle tubulaire pour la modulation de la longueur de la cavité.

III.5.- Etude de l'effet de modulation

III.5.1. - Introduction

Pour chacun des lasers BICH4.3 et BICH4.6 nous avons étudié l'effet de modulation à différentes valeurs du courant dans le tube à He-Ne. L'idée que nous avons eue, et qui consistait à asservir les lasers par l'une ou l'autre de leurs sorties, tout en maintenant les photodétecteurs en place, a été également exploitée.

Ces expériences qui, à notre connaissance, n'avaient jamais été faites auparavant, nous apportent des renseignements nouveaux très intéressants.

III.5.2. - Tableaux de résultats et courbes

Dans le but de minimiser la prise en compte des fluctuations de fréquence du laser de référence, il nous avait paru judicieux de combiner les différences de fréquence obtenues entre le laser sous test et chacun des deux lasers utilisés comme témoins. Le calcul statistique approprié que nous avons mené, nous ayant montré que le laser "OPTIMAL" était plus stable que les deux autres, les tableaux et les courbes que nous donnons se rapportent uniquement aux mesures effectuées avec ce laser comme référence. Les tableaux III-3 et la figure III-4 sont relatifs au laser BICH4.6 ; alors que le tableau III-4 et la figure III-5 se rapportent au laser BICH4.3.

Dans chaque tableau, pour une largeur de modulation et un courant dans le tube à He-Ne, donnés, on trouve la différence de fréquence moyenne entre le laser sous test et "OPTIMAL", et l'écart-type sur la moyenne de la série de mesures effectuées ($\underline{n} = 10$; $\underline{\tau} = 10$ s). Les barres d'erreur correspondantes n'ont pas été reportées sur les courbes, de manière à conserver, aux dessins, leur clarté. Pour la même raison, nous n'avons pas tracé toutes les courbes relatives à BICH4.3, côté tube.

Tableau III-3 Effet de modulation et d'intensité de courant sur BICH4.6											
$\underline{f}(\text{BICH4.6}) - \underline{f}(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz) réf. : "OPTIMAL"											
	Δm (MHz)	Courants dans le tube laser (mA)									
		1,88	2,50	2,77	3,00	5,00	6,50	8,00	9,50	11,00	12,50
Détecteur d'asservissement côté tube	1,0	1570 73	718 60	397 26	337 28	1583 27	-137 17	-401 15	254 11	-1551 14	-942 13
	0,8	1033 125	409 74	309 39	256 54	1830 30	211 24	29 16	617 22	-1078 12	-425 15
	0,6	317 152	181 82	402 67	97 49	1993 31	403 31	274 49	980 40	-647 30	214 27
	0,4		-102 191	-192 139	-20 262	1784 110	242 79	374 66	715 57	-925 82	-95 58
	1,2	2006 118	953 43	389 48	479 39	1404 18	-526 17	-1006 12	-398 12	-2259 9	-1793 13
	1,4	2217 163	1203 35	391 29	528 39	1146 16	-1004 16	-1565 11	-1038 17	-3021 13	-2623 11
	1,6	2992 95	1426 54	462 39	595 22	872 18	-1479 8	-2202 14	-1743 14	-3852 10	-3549 11
	1,8	3529 81	1659 66	500 33	608 53	659 18	-1979 12	-2842 15	-2428 12	-4589 9	-4539 7
	2,0	3800 135	1923 63	445 46	648 49	441 16	-2423 12	-3462 10	-3121 14	-5491 16	-5450 9
	2,2	4379 131	1945 61	515 38	727 42	207 20	-2840 8	-4073 10	-3819 18	-6333 10	-6379 9
	2,4	4656 175	2241 54		715 44	87 13	-3248 16	-4536 11	-4484 14	-7063 9	-7165 13
	1,0	1518 99	679 52	275 52	402 39	1619 18	-235 9	-474 16	56 14	-1679 15	-1067 11
	Détecteur d'asservissement côté cuve	1,0	-2238 91	-5278 185	-5072 18	-6859 44	-6921 24	-9771 19	-9172 14	-10712 16	-11900 10
0,8		-2921 120	-5509 59	-4999 54	-6758 48	-6667 25	-9481 26	-8811 26	-10313 16	-11457 13	-11103 21
0,6		-3375 306	-5713 107	-5010 75	-6838 75	-6617 26	-9328 37	-8641 34	-10178 17	-11234 48	-10699 42
0,4			-5803 217	-5202 185	-6770 173	-6849 123	-9630 92	-8894 82	-10429 56	-11652 61	-11147 99
1,2		-1993 109	-5424 53	-4933 33	-7039 41	-7249 29	-10300 10	-9786 14	-11350 15	-12559 14	-12403 14
1,4		-1652 94	-5438 58	-4843 47	-7059 28	-7639 21	-10898 18	-10446 8	-12121 18	-13313 12	-13241 12
1,6		-970 106	-5419 62	-4865 39	-7340 34	-8056 11	-11540 18	-11184 13	-12922 11	-14155 11	-14207 10
1,8		-593 119	-5333 25	-4679 30	-7632 25	-8478 24	-12170 11	-11910 12	-13776 11	-15010 9	-15121 12
2,0		-35 82	-5530 54	-4651 30	-7832 19	-8793 22	-12822 17	-12648 14	-14651 5	-15839 9	-16063 7
2,2		530 129	-5536 47	-4609 41	-8104 57	-9184 25	-13389 44	-13663 22	-15507 10	-16696 14	-17009 10
2,4		941 138	-5692 72	-4516 47	-8234 54	-9576 28	-14108 17	-14189 18	-16348 18	-17515 16	-17906 13
1,0		-2471 108	-5426 59	-4960 47	-6867 33	-6934 25	-9825 22	-9252 20	-10878 17	-11799 13	-11618 12

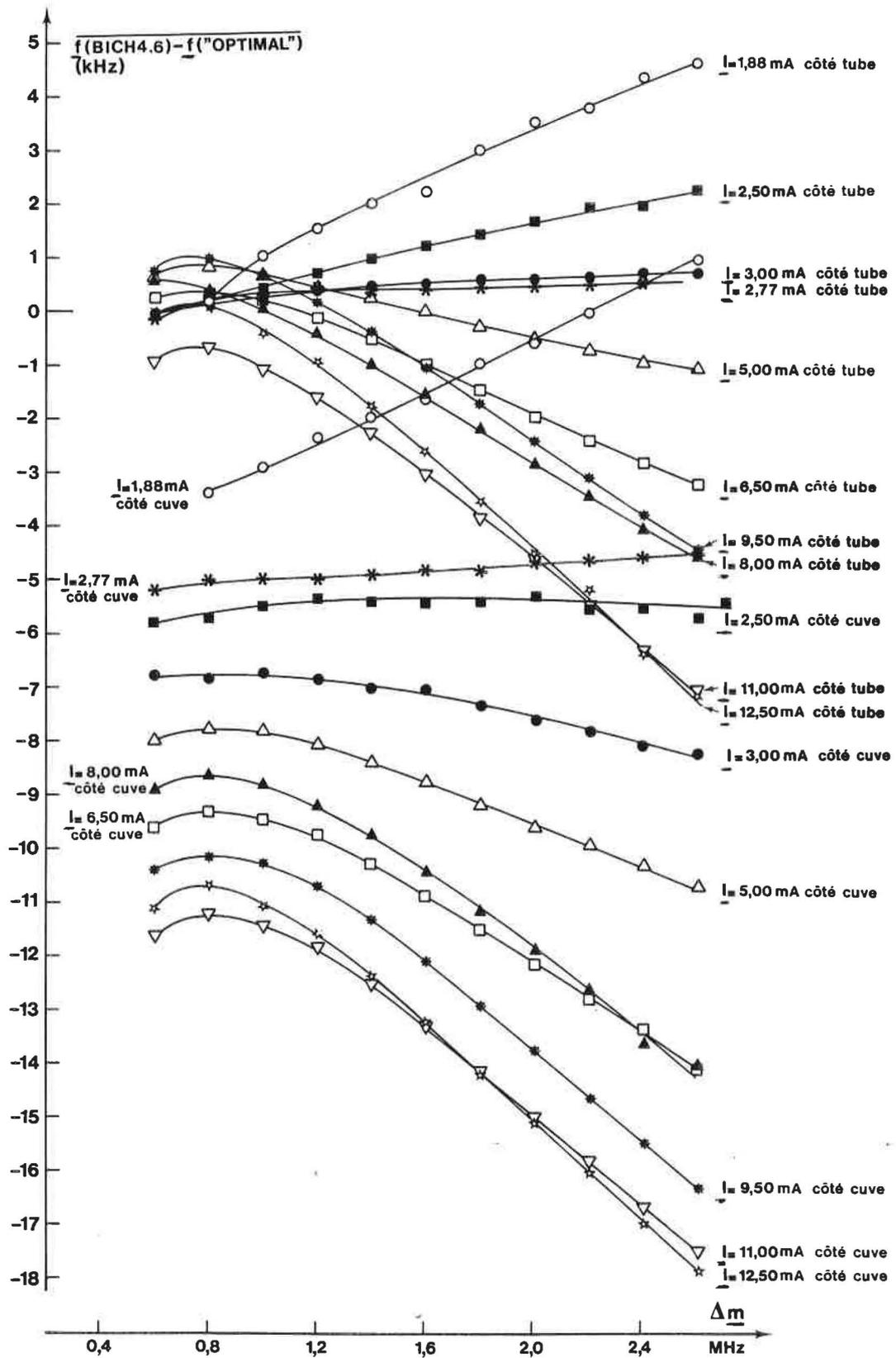


Figure III-4 Effet de modulation sur BICH4.6 à différents courants dans le tube laser
 réf. "OPTIMAL" détecteur côté tube $I = 7,00$ mA

Tableau III-4 Effet de modulation et d'intensité de courant sur BICH4.3
 $f(\text{BICH4.3}) - f(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz) réf. : "OPTIMAL"

	Δm (MHz)	Courants dans le tube laser (mA)								
		1,88	2,50	3,50	5,00	6,50	8,00	9,50	11,00	12,50
Détecteur d'asservissement côté tube	1,0	683 36	531 27	945 5	808 14	952 10	943 14	956 14	725 13	747 14
	0,8	-246 40	269 22	388 19	234 14	274 12	198 10	187 13	-143 16	-91 24
	0,6	-665 86	-402 41	-194 18	-458 17	-552 10	-738 19	-820 30	-1091 39	-1152 29
	0,4	-1441 140	-661 69	-329 28	-724 32	-1045 24	-1257 40	-1381 21	-1711 84	-1573 84
	1,2	1404 87	1407 14	1376 13	1282 7	1400 15	1437 9	1389 25	1306 18	1351 12
	1,4	2045 71	1805 29	1745 9	1561 11	1693 11	1768 10	1771 7	1712 12	1773 14
	1,6	2405 70	2242 19	2057 12	1819 12	1954 16	2028 8	1982 15	1982 16	2012 10
	1,8	2908 72	2630 26	2415 16	2052 13	2190 15	2205 11	2180 12	2205 8	2294 12
	2,0	3614 102	3061 24	2708 13	2274 8	2399 5	2428 16	2360 15	2438 13	2534 22
	2,2	3946 47	3446 23	3021 10	2488 13	2586 12	2572 8	2541 19	2641 13	2740 19
	2,4	4640 96	3834 29	3343 11	2694 14	2826 13	2800 9	2720 11	2835 17	2907 10
	1,0	622 49	820 30	919 12	876 9	943 11	933 13	943 11	750 13	750 17
Détecteur d'asservissement côté cuve	1,0	-1748 60	-2286 19	-2780 7	-3514 10	-3741 12	-3955 8	-4381 14	-4501 9	-4443 13
	0,8	-2068 73	-2456 21	-2834 14	-3535 10	-3787 8	-4061 16	-4441 12	-4605 19	-4605 25
	0,6	-2411 68	-2569 36	-3010 12	-3783 7	-4044 15	-4444 10	-4820 27	-5106 43	-5141 52
	0,4	-2764 114	-2453 62	-2970 9	-3912 28	-3904 20	-4254 52	-4810 68	-4829 81	-5037 79
	1,2	-1444 43	-2351 20	-2869 10	-3711 9	-3921 9	-4230 8	-4538 12	-4747 18	-4471 17
	1,4	-1106 45	-2402 25	-3055 7	-4007 8	-4292 12	-4597 14	-4949 10	-5154 10	-4797 18
	1,6	-1129 56	-2438 28	-3294 11	-4413 11	-4688 16	-5067 6	-5417 14	-5714 16	-5295 13
	1,8	-760 56	-2545 19	-3515 9	-4825 10	-5116 11	-5572 5	-5981 17	-6278 8	-5774 21
	2,0	-795 68	-2640 17	-3709 11	-5229 13	-5600 12	-6052 9	-6520 15	-6826 15	-6325 18
	2,2	-447 70	-2739 22	-3965 9	-5623 12	-6027 10	-6496 37	-7024 10	-7365 11	-6826 18
	2,4	-324 97	-2796 25	-4211 9	-5994 13	-6455 6	-6970 19	-7502 14	-7846 15	-7326 14
	1,0	-1763 60	-2291 26	-2738 10	-3530 11	-3743 9	-4020 11	-4272 12	-4580 12	-4516 15

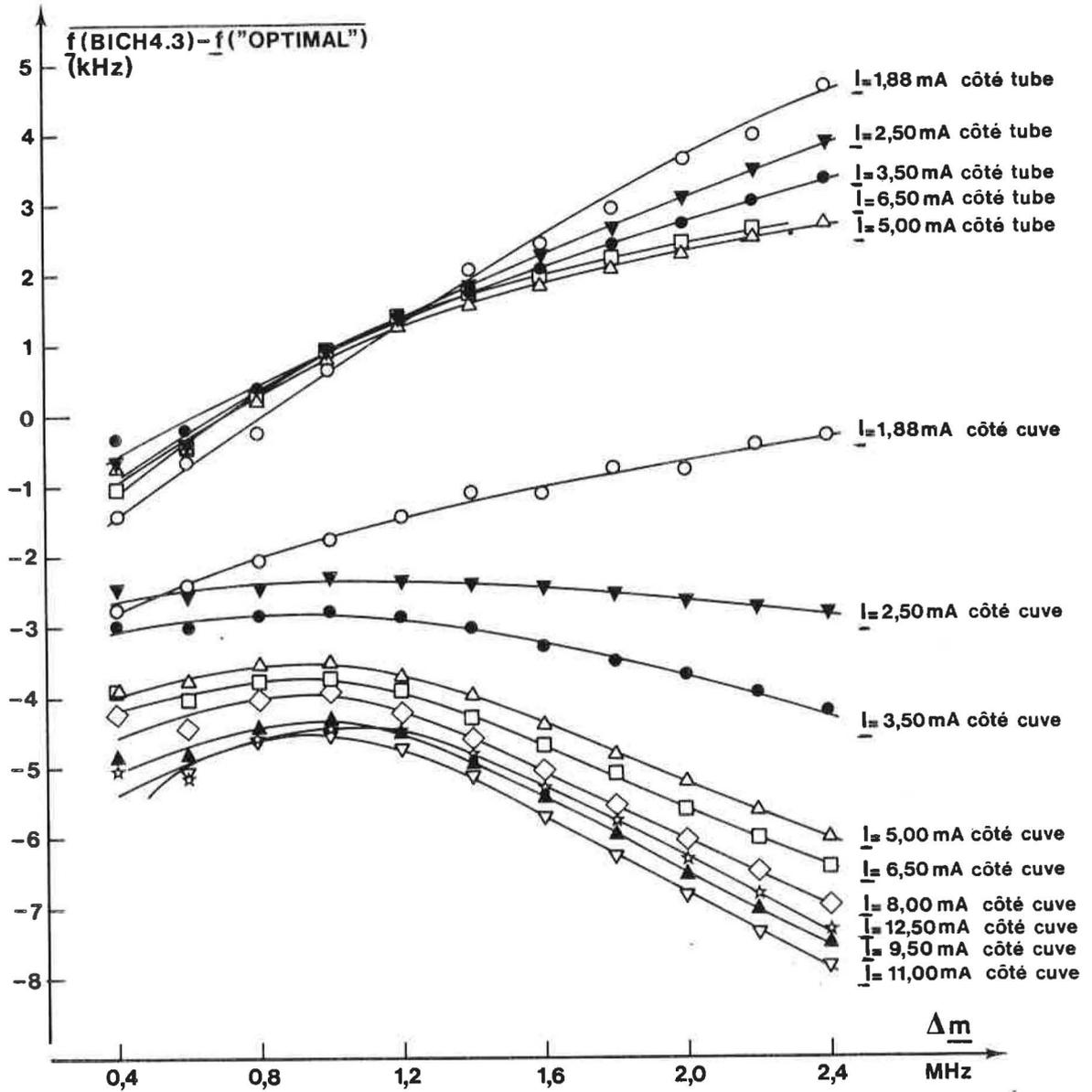


Figure III-5 Effet de modulation sur BICH4.3 à différents courants dans le tube laser
réf. "OPTIMAL" détecteur côté tube $I = 7,00$ mA

III.5.3. Analyse des résultats

L'analyse des résultats fait ressortir trois points principaux :

1°) La fréquence de la radiation émise dépend de la sortie du résonateur que l'on utilise pour l'asservissement. Pour un courant dans le tube à He-Ne, donné, elle est plus basse lorsque le laser est asservi à l'aide du photodétecteur placé sur la sortie côté cuve (quel que soit le laser).

La différence de fréquence qui résulte de l'utilisation de l'une ou l'autre des sorties diminue avec le courant dans le tube amplificateur, et semble liée, pour une valeur donnée de ce courant, à la transmission des miroirs (différence de fréquence plus importante sur BICH4.6 que sur BICH4.3).

2°) Le signe et l'amplitude de la variation de fréquence de la radiation émise, en fonction de la largeur de modulation, dépendent du courant dans le tube à décharge. Pour chacun des lasers, il existe une valeur de ce courant pour laquelle l'effet de modulation est minimal, valeur qui paraît être fonction des conditions de saturation de l'absorbant (transmission des miroirs et pression de remplissage des cuves à méthane différentes entre les deux lasers).

3°) Les courbes d'effet de modulation ont une allure semblable pour les deux sorties du résonateur de BICH4.6, ce qui n'est pas le cas pour BICH4.3. Cela semblerait vouloir dire que les asymétries des pics d'absorption saturée, que l'on détecte, dépendent de la géométrie de la cavité. Dans le cas de BICH4.6 en effet, les miroirs ont des rayons de courbure moyens ($R_1 = 3,0 \text{ m}$; $R_2 = 1,2 \text{ m}$), alors que pour BICH4.3 les rayons de courbure sont plus grands ($R_1 = \infty$; $R_2 = 2,17 \text{ m}$).

III.6.- Etude de l'effet de puissance

III.6.1. - Introduction

Les effets de puissance relatifs à BICH4.3 et à BICH4.6, sont déduits des mesures de fréquence effectuées à différents courants dans les tubes à décharge. Les valeurs que l'on a extraites des tableaux III-3 et III-4 sont celles obtenues pour la largeur optimale de modulation (1,0 MHz).

III.6.2.- Tableau de résultats et courbes

Connaissant les valeurs des résistances de contre-réaction des convertisseurs courant-tension, nous avons calculé, à partir des indications fournies par le voltmètre VR, le courant moyen délivré par chaque détecteur, et reporté ces résultats dans le tableau III-5. Pour chaque valeur du courant dans le tube laser, nous disposons, lorsque la largeur de modulation est de 1,0 MHz, de deux différences de fréquence \bar{f}_1 et \bar{f}_2 et des écarts-types sur la moyenne qui leur correspondent : s_1 , s_2 . Ces résultats extraits des tableaux III-3 et III-4 permettent de déterminer les valeurs inférieure et supérieure, données dans le tableau III-5, qui sont respectivement égales à $\bar{f}_1 + 3s_1$ et $\bar{f}_2 - 3s_2$ lorsque $\bar{f}_1 > \bar{f}_2$ et à $\bar{f}_2 + 3s_2$ et $\bar{f}_1 - 3s_1$ dans le cas contraire.

Les courbes que nous avons tracées sur les figures III-6a et III-6b sont les paraboles des moindres carrés obtenues à partir des familles de points correspondants aux bornes inférieure et supérieure que l'on a calculées. Ce sont donc les enveloppes des effets de puissance. Cela permet l'extrapolation à puissance nulle dont on tirera des conclusions intéressantes.

Tableau III-5			Effet de puissance sur BICH4.6 et BICH4.3						réf. "OPTIMAL"		
$\bar{f}(\text{BICH4.6}) - \bar{f}(\text{"OPTIMAL"})$ et $\bar{f}(\text{BICH4.3}) - \bar{f}(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz)											
BICH4.6						BICH4.3					
côté tube			côté cuve			côté tube			côté cuve		
\bar{I} détect. (μA)	$\Delta\bar{f}$ mini.	$\Delta\bar{f}$ maxi.	\bar{I} détect. (μA)	$\Delta\bar{f}$ mini.	$\Delta\bar{f}$ maxi.	\bar{I} détect. (μA)	$\Delta\bar{f}$ mini.	$\Delta\bar{f}$ maxi.	\bar{I} détect. (μA)	$\Delta\bar{f}$ mini.	$\Delta\bar{f}$ maxi.
26,38	1221	1789	81,90	-2795	-1965	7,36	475	791	7,51	-1943	-1568
42,27	523	898	148,40	-5603	-4723	11,69	730	912	11,80	-2369	-2229
49,53	119	475	169,55	-5126	-4819	17,32	883	960	17,69	-2801	-2708
54,75	253	519	193,00	-6966	-6727	24,71	766	903	25,21	-3563	-3484
98,55	347	518	343,40	-8164	-8004	30,53	910	982	31,15	-3770	-3700
120,75	-262	-86	419,25	-9891	-9714	35,62	894	985	36,09	-4053	-3931
141,20	-522	-356	490,90	-9312	-9130	40,06	910	998	39,82	-4423	-4236
157,85	14	287	556,75	-10929	-10664	42,62	686	789	42,97	-4616	-4474
171,80	-1724	-1509	594,70	-11930	-11760	46,75	705	801	46,01	-4651	-4404
183,80	-1100	-903	640,35	-11654	-11557						

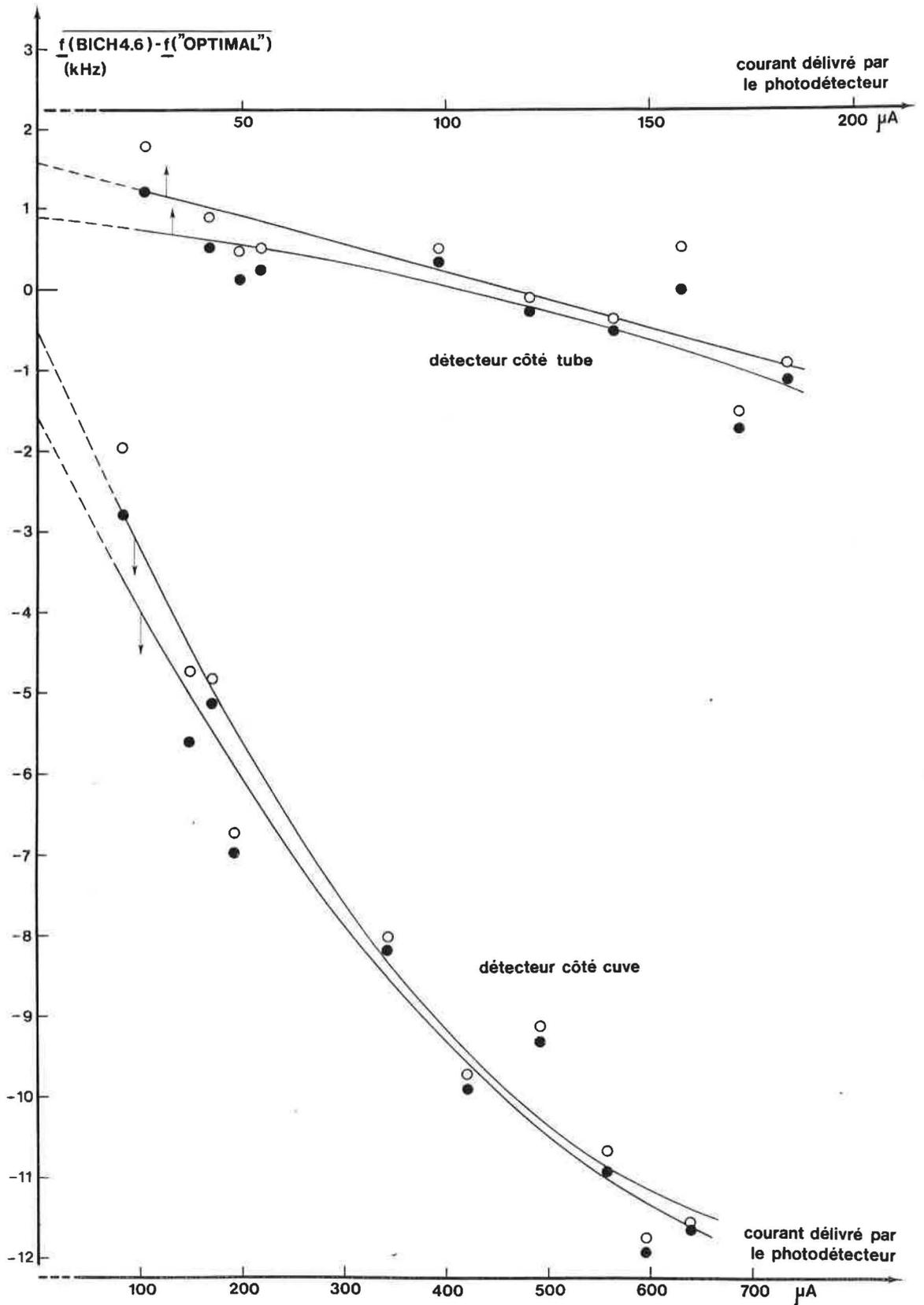


Figure III-6 a

Effet de puissance sur BICH4.6
référence "OPTIMAL" détecteur côté tube ; $I = 7,00 \text{ mA}$

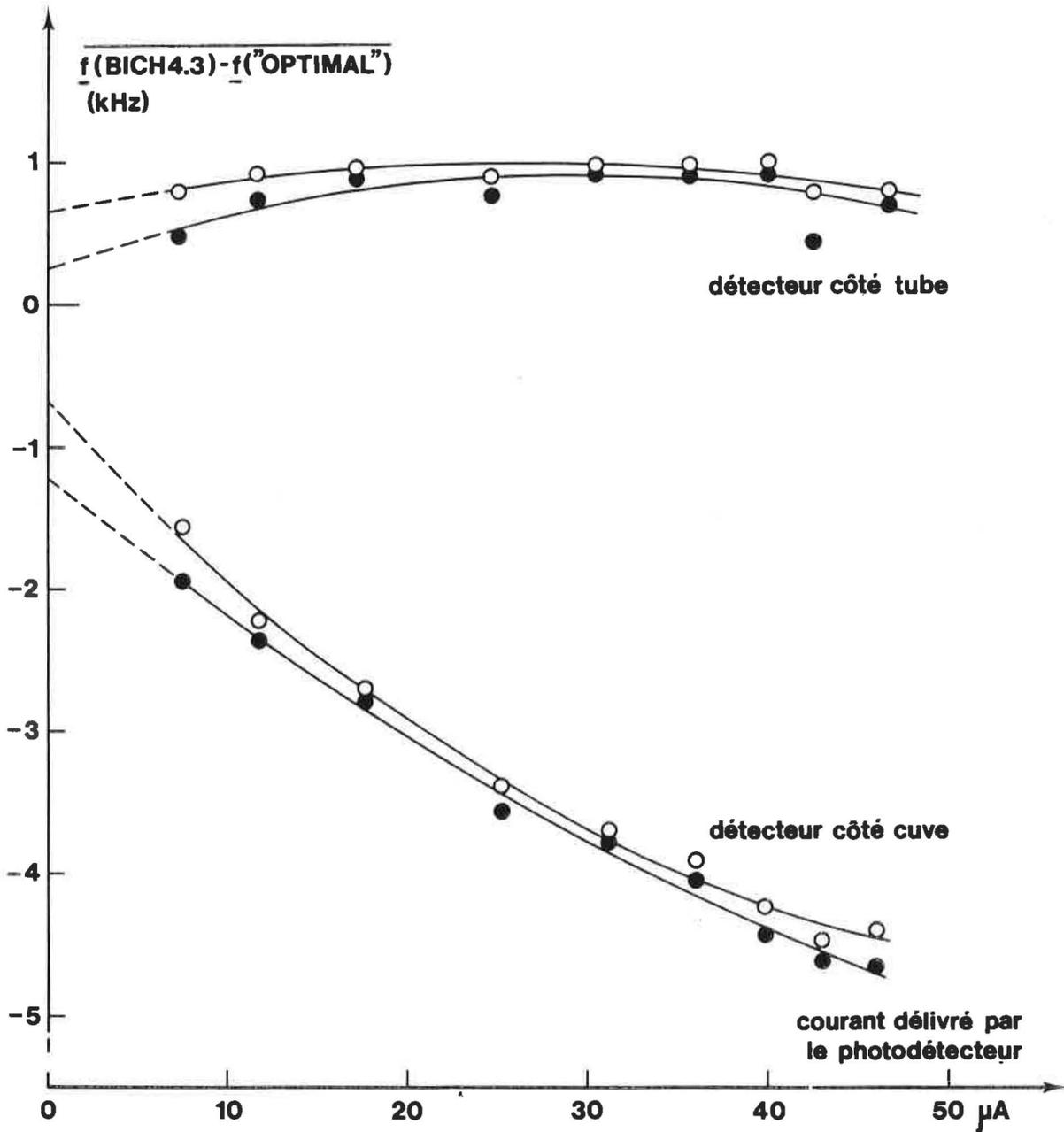


Figure III-6 b Effet de puissance sur BICH4.3
référence "OPTIMAL" détecteur côté tube ; $I = 7,00 \text{ mA}$

III.6.3. - Analyse des résultats

Les courbes des enveloppes des effets de puissance reflètent ce que l'on a dit pour les effets de modulation : la fréquence de la radiation émise par le laser est moins sensible aux variations du courant dans le tube à décharge, lorsque l'on utilise, pour l'asservissement, le détecteur placé côté tube, et semble dépendre des caractéristiques optiques du résonateur. Dans le tableau suivant, nous avons regroupé les ordonnées à l'origine des paraboles des moindres carrés que nous avons calculées. Nous avons déterminé également les valeurs les plus probables des fréquences, à intensité nulle, pour chacun des lasers et de leurs deux sorties. Bien qu'il faille interpréter ces résultats avec prudence, il apparaît un décalage systématique, de l'ordre du kilohertz, entre ces deux sorties, la fréquence de la radiation émise étant toujours plus basse lorsque l'on asservit le laser à partir du détecteur placé côté cuve.

Ecart de fréquence, en Hz, par rapport à "OPTIMAL"				
	BICH4.3		BICH4.6	
	côté tube	côté cuve	côté tube	côté cuve
valeur mini	+ 252	- 1215	+ 878	- 1586
écart-type	137	140	685	984
valeur maxi	+ 649	- 687	+ 1577	- 506
écart-type	99	170	733	1032
moyenne	+ 513	- 1002	+ 1204	- 1072
écart-type	80	108	500	712

III.7.- Conclusions sur les effets de puissance et de modulation

Les effets de modulation et de puissance que nous avons mis en évidence reflètent, probablement, les modifications de profil du pic d'absorption saturée dont les caractéristiques sont déterminées par les conditions de fonctionnement du laser.

Le maintien du courant dans le tube à He-Ne, à la valeur pour laquelle l'effet de modulation est minimal ($\underline{I} \approx 2,20$ mA pour BICH4.3 et $\underline{I} \approx 2,50$ mA pour BICH4.6), aurait pu nous permettre d'obtenir une meilleure reproductibilité de fréquence grâce à la symétrisation plus ou moins accidentelle de la raie. Malheureusement, dans le cas de BICH4.3, cette solution ne convient pas pour les deux possibilités d'asservissement du laser.

De toute façon, même si ce problème était résolu, il resterait à comprendre pourquoi les caractéristiques du pic d'absorption saturée, que l'on détecte, dépendent des conditions d'observation ; comme il n'existe aucune théorie sur ces phénomènes on en est donc réduit à quelques hypothèses.

Le gain de la transition à $\underline{\lambda} = 3,39$ μm étant très important, on peut supposer que le milieu amplificateur agit comme un guide d'onde, notamment en imposant, au faisceau qui le traverse, ses caractéristiques propres (rayon de courbure et dimension transversale). Ceci est d'ailleurs confirmé par le fait que nous ayons réussi à obtenir l'effet laser en plaçant le tube à décharge de BICH4.6 à l'intérieur d'une cavité formée de deux miroirs plans.

En conséquence, la règle qui consiste à donner au faisceau gaussien les caractéristiques du résonateur vide n'est probablement pas applicable dans le cas du système He-Ne-CH₄.

En tenant compte de ces remarques, nous avons tenté de calculer les modifications que subissent les ondes voyageant, en sens inverse l'une de l'autre, dans la cavité. Nous avons constaté, en particulier, que les caractéristiques des faisceaux aller et retour étaient différentes et qu'elles résultaient de la compétition entre le milieu amplificateur et les rayons de courbure des miroirs.

Considérons maintenant les éléments géométriques de la cavité ; le rapport du rayon du capillaire du tube à décharge, à la dimension transversale du faisceau est faible ($\frac{W}{a} \approx 1,5$) et la longueur de ce capillaire est suffisamment importante devant celle de la cavité. Compte tenu de ce que nous avons dit précédemment, les pertes par diffraction qui ne sont pas négligeables, ne sont pas situées au même endroit pour les deux ondes voyageant en sens inverse l'une de l'autre. Il en résulte que les phénomènes de diffraction, qui dépendent également de la fréquence par l'intermédiaire de la dispersion saturée, sont probablement différents selon, d'une part la sortie utilisée, et d'autre part les conditions de fonctionnement du tube à He-Ne.

Ces hypothèses sont d'ailleurs confirmées par les résultats de la comparaison internationale à laquelle nous avons participé et où nous avons obtenu des effets de modulation totalement différents pour BICH4.3, en remplaçant le tube JODON type CE-2902-3CS par un tube de même longueur, que les collègues russes nous avaient construit. Le diamètre interne du capillaire de ce tube était plus grand ($\Phi \approx 3,3$ mm) et le mélange d'hélium et de néon forcément différent [30]. Ces résultats surprenants n'avaient pu alors être clairement expliqués.

De toute manière, et vu les résultats obtenus pour BICH4.3 et BICH4.6, il semble que l'on ait intérêt à utiliser des miroirs de faible transmission : la reproductibilité de fréquence du laser s'en trouve probablement améliorée dans la mesure où les effets de modulation, de puissance, et de "sortie" sont moins importants.

Bien entendu nous avons cherché à expliquer ces phénomènes par des anomalies technologiques en suspectant, en particulier, les détecteurs. Mais il paraît exclu que l'effet de "sortie" soit lié à leur défaut de linéarité parce que, d'une part, ces détecteurs ont été répartis de manière aléatoire sur l'expérience et d'autre part parce que les intensités lumineuses qu'ils reçoivent sont fort différentes.

De même les effets de couplage cavité-détecteur, résiduels, ne sont probablement pas responsables de cet effet de "sortie" dans la mesure où les trajets optiques ont été rendus, volontairement totalement dissymétriques, et surtout parce que les deux détecteurs restent en place en permanence.

III.8.- Etude de la répétabilité de fréquence

III.8.1. - Introduction

Nous avons vu que la détermination des effets de puissance et de modulation, sur l'un des trois lasers asservis par absorption saturée dans le méthane, était faite par rapport à deux lasers de référence dont on maintenait les conditions de fonctionnement aussi stables que possible. Les mesures de fréquence de battement effectuées entre chacun de ces derniers et le laser esclave nous permettent donc d'obtenir la répétabilité de fréquence d'un couple d'étalons.

Ainsi, à partir des études faites sur BICH4.3 et sur BICH4.6, nous obtenons, respectivement, les répétabilités de fréquence des couples BICH4.6 - "OPTIMAL" et BICH4.3 - "OPTIMAL".

III.8.2. - Tableaux de résultats et courbes

Nous avons reporté dans les tableaux III-6 et III-7 les différences moyennes de fréquence ainsi que les écarts-types sur les moyennes des séries de mesures effectuées ($\underline{n} = 10$; $\underline{\tau} = 10$ s). Les courbes de la figure III-7 comprennent les différences moyennes de fréquence des tableaux (points noirs) ainsi que les moyennes de ces différences moyennes (barres horizontales).

Tableau III-6
Répétabilité de fréquence des lasers BICH4.6 et "OPTIMAL"

$$\overline{f(\text{BICH4.6})} - \overline{f(\text{"OPTIMAL"})} \text{ (Hz)}$$

	Δm (MHz)	Chronologie des séries de mesures de janvier 1985								
		18	14	10	1	4	5	8	11	15
		Détecteur de BICH4.3 côté tube								
1,0	-583 26	-162 19	-246 22	-586 22	-291 15	-237 19	-186 13	-412 27	-302 20	
0,8	-629 15	-185 25	-269 18	-526 15	-287 19	-154 14	-172 24	-385 17	-251 17	
0,6	-586 14	-193 20	-266 21	-505 20	-298 24	-159 15	-180 19	-341 23	-281 28	
0,4	-568 21	-237 26	-256 22	-451 21	-260 12	-230 25	-165 19	-330 16	-261 19	
1,2	-573 18	-256 17	-333 14	-368 15	-268 23	-218 18	-159 19	-334 32	-205 10	
1,4	-582 26	-282 26	-388 15	-363 20	-322 23	-268 17	-114 17	-328 10	-226 26	
1,6	-599 23	-247 15	-350 17	-289 13	-306 21	-238 28	-352 29	-256 27	-245 18	
1,8	-609 18	-241 18	-381 18	-298 17	-303 18	-251 17	-262 17	-289 19	-181 13	
2,0	-562 19	-236 11	-400 21	-265 23	-249 20	-202 12	-226 10	-309 25	-172 16	
2,2	-551 13	-229 12	-369 22	-243 14	-260 12	-204 12	-210 18	-277 22	-136 13	
2,4	-592 36	-267 22	-356 21	-225 18	-201 21	-138 20	-164 18	-278 22	-111 19	
1,0	-610 14	-223 18	-386 19	-232 13	-200 21	-111 10	-153 11	-210 30	-80 26	
Détecteur de BICH4.3 côté cuve										
1,0	-516 11	-331 17	-341 24	-299 15	-235 18	-137 18	-211 23	-342 16	-241 20	
0,8	-550 25	-233 23	-421 19	-370 14	-227 14	-75 22	-183 19	-370 33	-287 27	
0,6	-530 24	-184 13	-386 22	-338 14	-223 26	-103 21	-174 15	-358 13	-305 14	
0,4	-527 15	-241 20	-383 32	-307 17	-201 20	-137 29	-130 11	-346 12	-247 24	
1,2	-548 24	-301 26	-391 12	-302 12	-165 9	-203 9	-99 21	-375 16	-274 20	
1,4	-545 17	-309 11	-339 14	-270 9	-148 18	-277 16	-140 32	-369 17	-235 20	
1,6	-540 20	-332 25	-361 17	-229 26	-114 27	-262 21	-200 15	-409 29	-196 21	
1,8	-532 12	-264 20	-327 19	-249 10	-99 17	-297 17	-297 16	-346 14	-172 28	
2,0	-552 16	-295 18	-279 21	-220 23	-188 16	-284 16	-314 23	-362 16	-175 30	
2,2	-543 18	-283 12	-288 17	-187 14	-243 20	-233 21	-314 22	-336 14	-147 13	
2,4	-601 21	-316 21	-286 12	-150 15	-302 16	-144 32	-275 19	-271 15	-128 11	
1,0	-533 12	-256 12	-295 16	-140 14	-285 17	-154 16	-249 16	-224 15	-126 20	
		17	13	9	2	3	6	7	12	16

Tableau III-7											
Répétabilité de fréquence des lasers BICH4.3 et "OPTIMAL"											
$f(\text{BICH4.3}) - f(\text{"OPTIMAL"})$ (Hz)											
	Δm (MHz)	Chronologie des séries de mesures de décembre 1984									
		5	19	4	18	1*	15	14	11	10	7
Détecteur de BICH4.6 côté tube	1,0	-3414 18	-3367 18	-3144 18	-3365 10	-2055 20	-3280 12	-3223 12	-2972 12	-4151 13	-4097 10
	0,8	-3405 17	-3364 13	-3154 13	-3389 10	-2053 14	-3244 17	-3215 15	-2958 8	-4119 13	-4134 11
	0,6	-2881 20	-3365 17	-3149 13	-3370 14	-2028 21	-3233 13	-3270 13	-2976 20	-4145 10	-4079 13
	0,4		-3369 14	-3124 10	-3366 13	-2116 91	-3235 14	-3223 12	-2970 13	-4135 4	-4137 9
	1,2	-2904 10	-3376 10	-3157 15	-3355 16	-2043 18	-3234 12	-3245 13	-2980 15	-4120 8	-4124 10
	1,4	-2897 14	-3355 14	-3211 13	-3361 7	-2058 22	-3235 16	-3252 11	-2958 13	-4115 9	-4121 13
	1,6	-2907 13	-3389 12	-3178 20	-3346 15	-2057 18	-3241 18	-3256 11	-2965 16	-4162 11	-4116 12
	1,8	-2896 15	-3354 8	-3164 15	-3391 14	-1990 24	-3230 10	-3234 14	-2966 14	-4149 12	-4122 12
	2,0	-2901 11	-3367 14	-3161 25	-3369 12	-2003 17	-3257 12	-3250 20	-2972 12	-4125 14	-4116 12
	2,2	-2897 11	-3382 12	-3181 18	-3345 11	-2050 13	-3243 14	-3249 18	-2987 13	-4117 11	-4132 10
	2,4	-2888 11	-3366 20		-3358 12	-2018 16	-3215 13	-3233 16	-2988 11	-4180 12	-4129 11
	1,0	-2878 18	-3385 21	-3195 15	-3366 19	-2031 11	-3244 11	-3248 15	-2975 19	-4130 9	-4147 13
Détecteur de BICH4.6 côté cuve	1,0	-2884 20	-3424 16	-3428 11	-3382 12	-1664 19	-3741 16	-1999 33	-3008 9	-4131 12	-3685 12
	0,8	-2902 10	-3429 13	-3145 23	-3352 18	-1677 27	-3765 12	-2045 9	-2994 12	-4128 11	-3703 14
	0,6	-2899 17	-3417 12	-3155 23	-3361 11	-1689 19	-3775 13	-2019 12	-3013 13	-4119 20	-3725 14
	0,4		-3404 14	-3064 15	-3371 16	-1661 22	-3762 14	-2029 11	-2999 11	-4127 14	-3708 8
	1,2	-2878 18	-3399 13	-3074 14	-3383 10	-1676 18	-3819 57	-2044 11	-3026 10	-4149 13	-3708 8
	1,4	-2870 17	-3400 20	-3040 19	-3360 19	-1669 20	-3786 14	-2052 12	-3029 12	-4125 12	-3670 11
	1,6	-2886 16	-3416 17	-3038 12	-3390 16	-1681 11	-3768 13	-2010 14	-3017 11	-4160 13	-3713 8
	1,8	-2866 16	-3398 15	-3033 11	-3390 9	-1698 9	-3774 14	-2039 11	-3042 12	-4143 10	-3681 13
	2,0	-2868 15	-3409 18	-3054 12	-3372 9	-1662 15	-3776 14	-2046 14	-3001 8	-4132 16	-3712 11
	2,2	-2852 14	-3432 18	-3073 13	-3376 16	-1694 13	-3763 8	-2267 28	-3034 9	-4137 14	-3701 9
	2,4	-2902 17	-3390 10	-3083 13	-3395 16	-1733 12	-3733 10	-2087 15	-3026 15	-4103 14	-3706 12
	1,0	-2828 16	-3413 7	-3078 16	-3362 21	-1693 16	-3778 14	-2074 14	-3031 13	-4101 14	-3698 10
		6	20	3	17	2*	16	13	12	9	8

* Valeurs corrigées de - 1,155 kHz pour le tracé des courbes

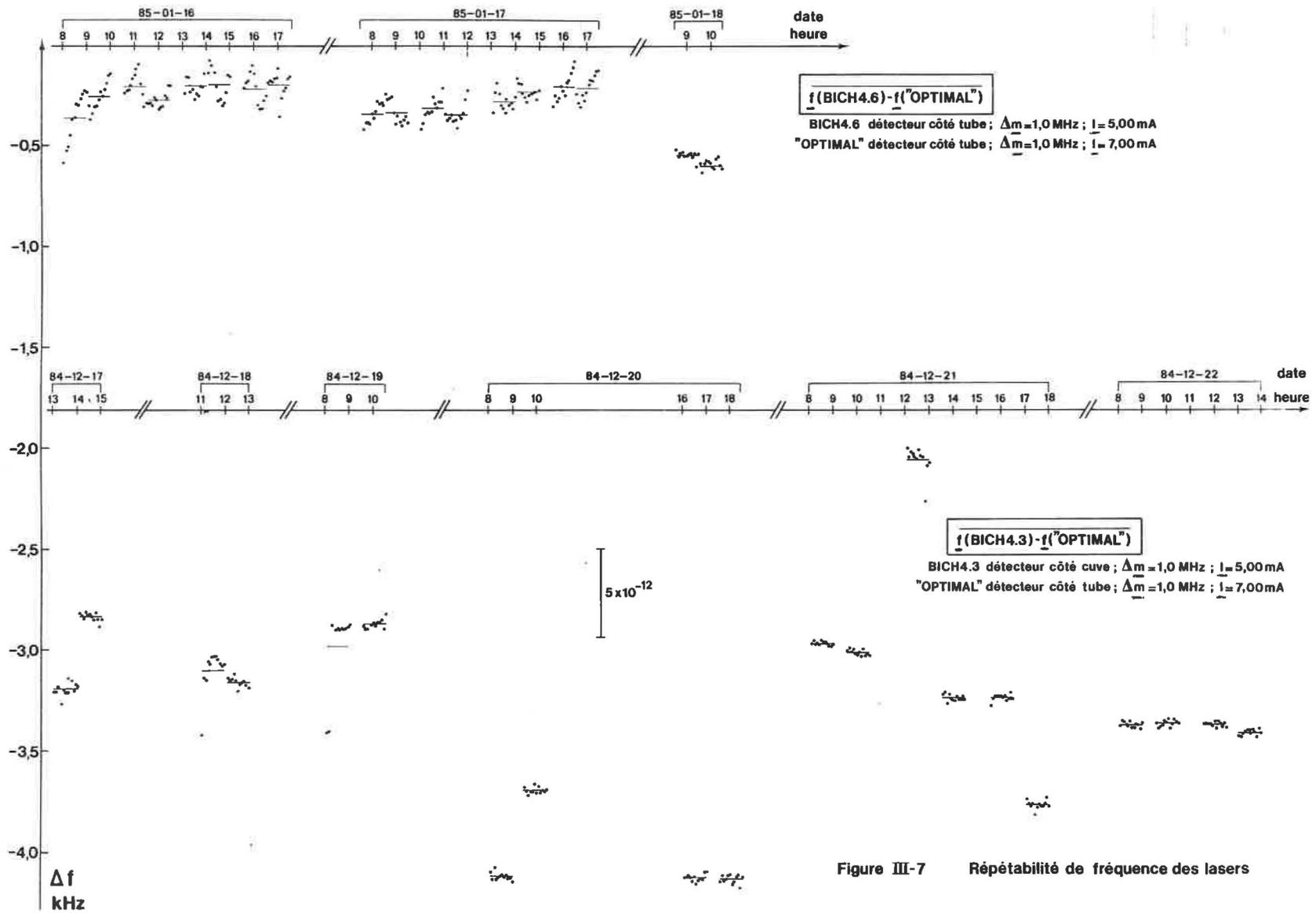


Figure III-7 Répétabilité de fréquence des lasers

III.8.3. - Analyse des résultats et conclusion

Si l'on admet que les performances de "OPTIMAL" sont restées identiques lors des deux expériences effectuées à un mois d'intervalle, on constate que la répétabilité relative de fréquence, sur une période de plusieurs jours, semble meilleure pour BICH4.6 ($\approx 2,3 \times 10^{-12}$) que pour BICH4.3 ($\approx 4,4 \times 10^{-12}$). Par contre, à court terme, on observe un phénomène contraire. L'analyse des courbes montre cependant que les fluctuations de fréquence, à court terme, de BICH4.6, pourraient bien être dues à un problème de retour de lumière dans le laser. De même, pour BICH4.3, on constate que les fluctuations de fréquence du laser, durant le samedi 22 décembre, sont nettement plus faibles que celles observées les autres jours. Ceci est probablement lié à la tranquillité exceptionnelle du bâtiment cette journée-là.

III.9.- Conclusion

Ces étalons transportables ont des performances remarquables quand ils sont utilisés dans des conditions bien spécifiées (amplitude de modulation, courant dans le tube à décharge, sortie utilisée ...); la répétabilité relative de fréquence, sur plusieurs jours, est alors de quelques 10^{-11} et semble essentiellement dépendre des perturbations de tous ordres inhérentes à la vie du laboratoire.

Nous n'avons pas étudié la stabilité de fréquence à court terme de ces lasers (courbe d'écart-type relatif d'Allan en fonction du temps d'échantillonnage); cependant, à partir des mesures qui ont été faites, on peut estimer que pour un temps d'échantillonnage de 10 secondes, elle est d'environ $4,5 \times 10^{-13}$ pour le couple BICH4.3 - "OPTIMAL" et d'environ $4,1 \times 10^{-13}$ pour le couple BICH4.6 - "OPTIMAL" ce qui correspond à ce que l'on obtient dans les autres laboratoires.

Nous n'avons pas trouvé d'effets technologiques particulièrement gênants ce qui nous a permis de tirer des conclusions très intéressantes des autres effets que nous avons étudiés.

Nous avons mis en évidence, pour la première fois, que les effets de modulation et de puissance dépendaient fortement des conditions de fonctionnement du milieu amplificateur et de la géométrie de la cavité.

Grâce aux expériences que nous avons menées, nous avons pu montrer que les signaux obtenus à chacune des extrémités du laser, n'étaient pas identiques et qu'en conséquence la fréquence de la radiation émise était plus basse lorsque le détecteur placé côté cuve était utilisé pour asservir le laser, l'extrapolation des courbes d'effet de puissance à intensité lumineuse nulle confirmant cette tendance. Il est probable que la géométrie du tube à décharge entraîne des phénomènes de diffraction qui pourraient être en partie responsables de ces effets.

Dans ces conditions, il est difficile de juger de la reproductibilité de fréquence de la radiation émise dans la mesure où, selon les conditions de fonctionnement du laser, on peut assister dans les cas les plus défavorables, à des écarts pouvant atteindre 20 kHz ($\approx 2,3 \times 10^{-10}$ en valeur relative).

Ces résultats font naître un problème qui nous paraît très important. En effet, même si l'on maintient le laser dans des conditions de fonctionnement répétitives, à long terme, on ne peut rien contre l'évolution du mélange d'hélium et de néon : alors, dans ces conditions, comment éviter la dérive de fréquence de la radiation émise qui découlera du changement des caractéristiques du milieu amplificateur ?

Il n'est pas impossible que l'on puisse trouver une explication aux phénomènes nouveaux que nous avons mis en évidence, dans la nature même du système He-Ne-CH₄. C'est un laser profondément dissymétrique car les ondes, qui voyagent en sens contraire dans la cavité, sont fortement perturbées par le grand gain du milieu amplificateur, la forte absorption du méthane, et les ruptures importantes d'énergie liées aux transmissions des miroirs et à l'absorption non négligeable des fenêtres à incidence de Brewster qui ferment les extrémités de la cuve à méthane et du tube à He-Ne (de l'ordre de 15 % par passage et par paire de fenêtres).

Ces résultats qui pourraient remettre en cause l'incertitude admise avec laquelle on peut réaliser le mètre à partir de ce type d'étalon devraient conduire les spécialistes, lors de prochaines réunions, à définir plus précisément les conditions d'utilisation du laser à He-Ne asservi sur la raie d'absorption saturée du méthane.

CHAPITRE IV

LE LASER A CAVITE OPTIMALE

IV.1.- Introduction

Les effets de modulation et de puissance que nous avons étudiés sur les lasers BICH4.3 et BICH4.6 traduisent, nous l'avons déjà dit, l'existence d'asymétries du pic d'absorption saturée. L'une des origines les plus probables a trait à la dispersion saturée dans le milieu absorbant ; ce phénomène a déjà été observé de manière indirecte [3], [23].

Les résultats des comparaisons internationales de lasers asservis par absorption saturée dans l'iode, à $\lambda = 633$ nm, montrant une concordance excellente pour les diverses réalisations, on s'était accommodé de la présence de ce phénomène parce que l'on avait pu chiffrer, avec précision, les coefficients moyens de variation de la fréquence de la radiation émise en fonction des paramètres cités plus haut [4].

Les problèmes ont commencé avec les résultats obtenus lors des comparaisons internationales de lasers asservis par absorption saturée dans le méthane, à $\lambda = 3,39$ μ m, où l'on a trouvé des effets de modulation, parfois fort différents. Cependant on avait admis que ces problèmes pouvaient provenir des conditions de fonctionnement différentes des lasers, les montages comparés présentant une disparité plus grande que dans le cas précédent.

Et puis récemment, au cours de la première comparaison internationale de lasers asservis par absorption saturée dans l'iode, à $\lambda = 612$ nm, on a pu confirmer que ces effets de modulation dépendaient des caractéristiques du résonateur [31], [32].

Parallèlement des articles intéressants étaient publiés, concernant notamment : les modifications des caractéristiques du faisceau gaussien sous l'action d'une lentille mince placée à l'intérieur de la cavité [33] ; les problèmes de diffraction résultant de l'introduction de cette lentille [34] ; la propagation d'un faisceau gaussien dans un milieu amplificateur à faible gain [35] ; et les problèmes liés à l'indice de réfraction du milieu amplificateur [36].

Il restait donc à établir une relation entre le phénomène de dispersion saturée dans l'absorbant et les caractéristiques géométriques du résonateur de manière à minimiser les effets que l'on observe sur les lasers "classiques", grâce à la construction de cavités "optimales". C'est le travail auquel nous nous sommes astreints, en collaboration avec P. Cerez. Le modèle théorique, simple, que nous avons établi et que nous décrivons dans ce mémoire, a déjà fait l'objet d'un article [37] et tient compte des améliorations que nous avons apportées aux calculs initiaux sur les conseils de G. Stephan [38], [39].

IV.2.- L'effet de lentille dans les gaz

L'effet de lentille dans le milieu absorbant résulte de la combinaison de la dispersion saturée dans l'absorbant et de la répartition radiale non uniforme de l'intensité du rayonnement qui interagit avec ce gaz [40]. Considérons le schéma de la figure IV.1 : nous avons représenté deux courbes de dispersion ; l'une (a), résulte de l'interaction des

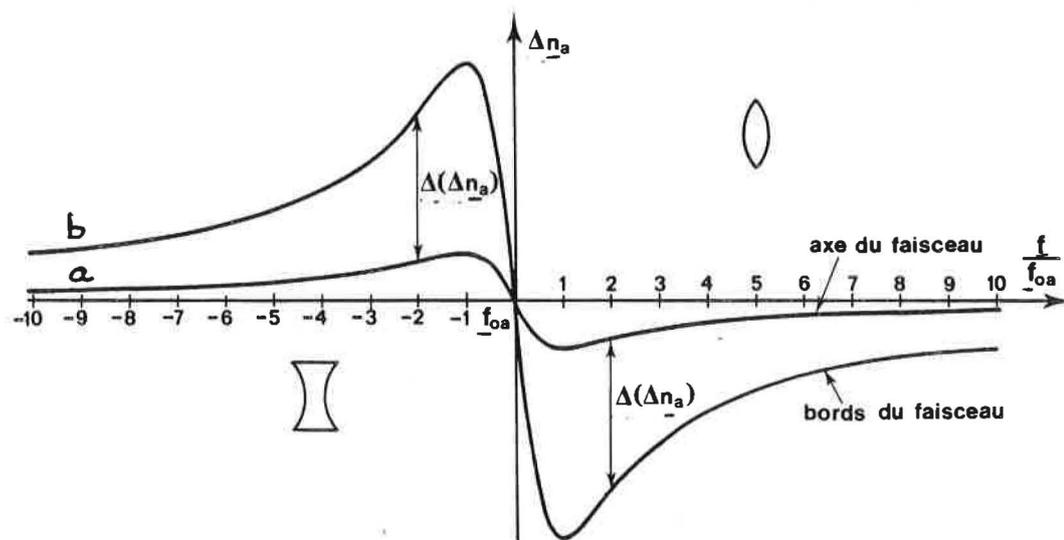


Fig. IV.1.- Effet de lentille dans un gaz

molécules du gaz avec un rayonnement d'intensité maximale (axe du faisceau, dispersion très saturée) ; l'autre (b), résulte de l'interaction des molécules du gaz avec un rayonnement d'intensité beaucoup plus faible (bords du faisceau, dispersion peu saturée). On voit donc que les variations radiales d'indice $\Delta(\Delta n_a)$ dépendent de la fréquence de la radiation incidente. Lorsque $f < f_{oa}$, $\Delta(\Delta n_a) > 0$, et le chemin optique est plus petit au centre que sur les bords du faisceau : le milieu se comporte alors comme une lentille divergente. Par contre, quand $f > f_{oa}$, $\Delta(\Delta n_a) < 0$ et, le milieu se comporte comme une lentille convergente. Ces phénomènes vont donc entraîner, au voisinage de la raie d'absorption saturée, des variations de la dimension transversale des faisceaux qui dépendront de la fréquence.

L'effet de lentille dans le milieu amplificateur est dû aux variations du gain et à celles de l'indice de réfraction. Les phénomènes qu'il entraîne, bien qu'inversés, sont du même type que ceux engendrés par l'absorbant [$\Delta(\Delta n_g) < 0$ pour $f < f_{og}$ et $\Delta(\Delta n_g) > 0$ pour $f > f_{og}$]. Les variations de dimension transversale des faisceaux qu'il provoque sont cependant beaucoup plus faibles et moins rapides au voisinage de la raie d'absorption saturée, que celles qui résultent de l'effet de lentille dans le milieu absorbant.

Par conséquent les convergences linéiques des milieux absorbant et amplificateur sont fonction de la puissance et de la fréquence, et induisent des variations de volume du mode gaussien.

Le fonctionnement monomode du laser étant assuré par un diaphragme, les pertes par diffraction sont donc dépendantes de la fréquence et de la puissance. Un signal de dispersion est donc superposé au signal d'absorption saturée que l'on détecte ; ce dernier est donc toujours dissymétrique même si l'on fait correspondre son maximum avec le centre de la raie d'émission du néon (pic au sommet de la courbe de gain du laser).

IV.3.- Etude théorique de la cavité optimale

IV.3.1. - Représentation schématique du laser asservi

Le laser à He-Ne asservi, en cuve interne, sur une raie d'absorption saturée peut être représenté par le schéma de la figure IV.2. La cavité de longueur \underline{L} , est définie par les deux miroirs M_1 et M_2 dont les rayons de courbure sont respectivement égaux à \underline{R}_1 et à \underline{R}_2 . La longueur du milieu absorbant (A) est égale à \underline{l}_a , celle du milieu amplificateur (G) à \underline{l}_g . Les longueurs des espaces libres, entre le miroir M_1 et le milieu absorbant A, entre le milieu absorbant A et le milieu amplificateur G, et entre le milieu amplificateur G et le miroir M_2 sont respectivement égales à \underline{l}_o , \underline{l}_i et \underline{l}_t .

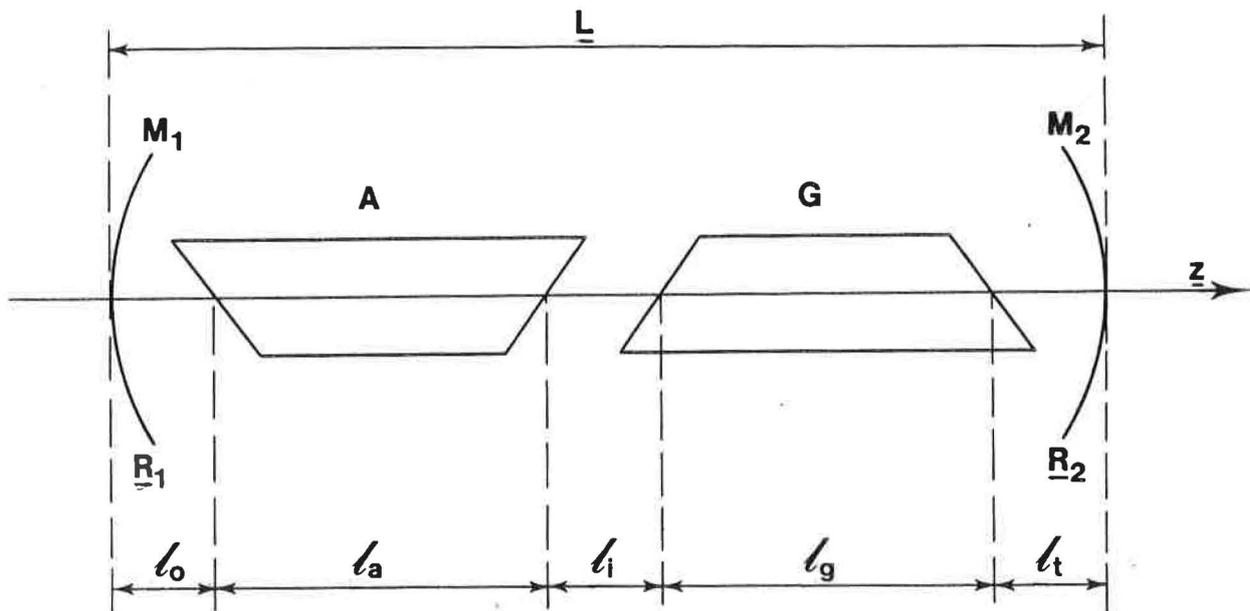


Fig. IV.2.- Représentation schématique du laser asservi

IV.3.2. - Principe du modèle théorique

L'effet de lentille dans les gaz produit donc un décalage systématique entre la fréquence de la radiation émise par le laser asservi et celle de la transition de l'absorbant, qui a pour résultat de nuire à l'exactitude de l'étalon réalisé. Si par conséquent on s'arrange pour minimiser les variations de dimension transversale du faisceau, en fonction de la fréquence, à l'endroit où les pertes par diffraction sont les plus importantes, on peut espérer une symétrisation du signal recueilli par le photodétecteur et par conséquent une insensibilité plus grande du laser aux conditions de fonctionnement, et une meilleure exactitude de la fréquence de la radiation émise.

Dans tous les lasers qui ont été testés lors des comparaisons internationales on s'est arrangé pour que l'onde plane, et donc la taille du faisceau, se trouve dans la cuve d'absorbant. Les pertes par diffraction sont donc essentiellement localisées à l'extrémité du capillaire du tube à décharge G située au voisinage du miroir M_2 . λ_L est généralement petit : on va donc admettre, pour des raisons de simplification des calculs, que les pertes par diffraction sont localisées sur le miroir M_2 , et l'on va s'attacher à déterminer, à cet endroit, les variations relatives de dimension transversale du faisceau qui sont dues aux effets de lentille dans les milieux absorbant et amplificateur ; la dimension transversale de référence étant celle du faisceau se propageant dans le résonateur vide. Pour arriver à cela, il est donc nécessaire de caractériser la propagation des faisceaux dans les différents milieux rencontrés.

IV.3.3. - Mise en équation du modèle

IV.3.3.1. Méthode des matrices ABCD

H. Kogelnik [41] a montré qu'un faisceau gaussien peut être caractérisé en tout point de sa propagation par le paramètre complexe "q", tel que
$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n w^2(z)}$$
 où $\underline{R(z)}$ et $\underline{w(z)}$ représentent respectivement

le rayon de courbure du front d'onde et la dimension transversale du faisceau à la cote \underline{z} .

Il a montré également, dans le cas de l'approximation paraxiale, que la propagation de ces faisceaux à travers un système optique quelconque obéissait à la relation $\underline{q}_2 = \frac{\underline{A}\underline{q}_1 + \underline{B}}{\underline{C}\underline{q}_1 + \underline{D}}$ où \underline{q}_1 et \underline{q}_2 représentent respectivement les valeurs de "q" avant et après traversée du système optique et où \underline{A} , \underline{B} , \underline{C} et \underline{D} représentent les termes de la matrice de transfert du système optique ou matrice $\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix}$.

Le champ stationnaire correspondant à un mode propre de la cavité satisfait à la condition de résonance : cela veut dire qu'il se retrouve identique à lui-même au bout d'un aller et retour dans cette cavité ; les caractéristiques du faisceau doivent donc être les mêmes après la traversée des différents milieux rencontrés sur un aller et retour ce que traduit la relation : $\underline{q}_1(\underline{z}) = \frac{\underline{A}\underline{q}_1(\underline{z}) + \underline{B}}{\underline{C}\underline{q}_1(\underline{z}) + \underline{D}}$, la matrice $\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix}$ globale étant égale au produit des matrices élémentaires de chacun des milieux rencontrés sur l'aller et retour du faisceau dans la cavité.

La résolution de l'équation précédente, en posant $\underline{q}_1(\underline{z}) = \underline{q}_s(\underline{z})$ et en se rappelant que le déterminant de la matrice produit est égal à 1 (matrices élémentaires unimodulaires), fournit la solution stable :

$$\frac{1}{\underline{q}_s(\underline{z})} = \frac{\underline{D}(\underline{z}) - \underline{A}(\underline{z})}{2\underline{B}(\underline{z})} - i \frac{\sqrt{1 - [(\underline{D}(\underline{z}) + \underline{A}(\underline{z}))/2]^2}}{\underline{B}(\underline{z})};$$

en identifiant les termes à ceux de l'expression générale :

$\frac{1}{\underline{q}(\underline{z})} = \frac{1}{\underline{R}(\underline{z})} - i \frac{\lambda}{\pi \underline{\omega}^2(\underline{z}) \underline{w}(\underline{z})}$, on trouve que le rayon de courbure du front d'onde et la dimension transversale du faisceau, à la cote \underline{z} , sont donnés par :

$$\underline{R}(\underline{z}) = \frac{2\underline{B}(\underline{z})}{\underline{D}(\underline{z}) - \underline{A}(\underline{z})} \text{ et } \underline{w}(\underline{z}) = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\underline{B}(\underline{z})^{\frac{1}{2}}}{\{1 - [(\underline{D}(\underline{z}) + \underline{A}(\underline{z}))/2]^2\}^{1/4}}$$

On peut voir facilement que la matrice globale est le produit des $(2\underline{n} - 1)$ matrices élémentaires correspondant aux \underline{n} milieux différents que

comporte le résonateur. Cette méthode séduisante est donc rapidement inutilisable, particulièrement dans le cas où les milieux à traiter sont du type à variation quadratique d'indice.

IV.3.3.2. Simplification de Baues

Baues [42], [43], a démontré, dans le cas d'un système optique quelconque, de matrice de transfert $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$, compris entre deux miroirs plans, que la dimension transversale du faisceau sur le miroir M_2 était donnée simplement par la formule :

$$w_{M_2}^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{BD}{AC} \text{ et sur le miroir } M_1 \text{ par : } w_{M_1}^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 \cdot \frac{BA}{DC} ;$$

dans un résonateur on peut toujours se ramener à ce cas de figure car la transformation des miroirs courbes en miroirs plans est aisée : on montre facilement qu'un miroir de rayon de courbure R est équivalent à un miroir plan accolé à une lentille mince de focale $f = R$. Par conséquent, on obtient une simplification notable puisque l'on est ramené au calcul d'une matrice globale qui est le produit des n matrices élémentaires correspondant aux n milieux que comporte le résonateur.

IV.3.3.3. Matrices de transfert des éléments du résonateur

Les matrices de transfert des espaces libres et des systèmes équivalents aux miroirs sont donnés dans le tableau IV.1 que nous avons extrait de la référence [44].

La matrice de transfert de l'effet d'indice dans l'absorbant, s'obtient à partir de l'équation différentielle $\frac{d^2 r}{dz^2} = - \frac{c}{a} r$ où $\frac{c}{a}$ représente la convergence linéique du milieu absorbant et r la distance à l'axe (coordonnée radiale). Si l'on considère des cellules d'absorption pas trop longues et des coefficients d'absorption petits,

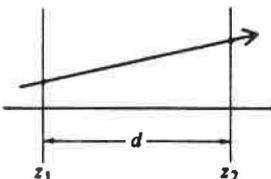
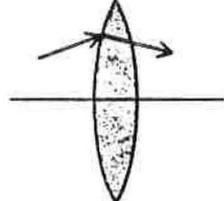
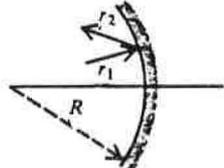
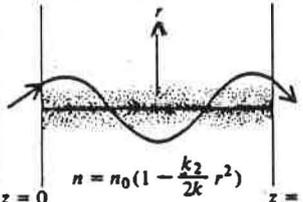
<p>(1) Straight Section: Length d</p>		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
<p>(2) Thin Lens: Focal length f ($f > 0$, converging; $f < 0$, diverging)</p>		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
<p>(5) Spherical Mirror: Radius of curvature R</p>		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$
<p>(6) A medium with a quadratic index profile</p>		$\begin{bmatrix} \cos\left(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l\right) & \sqrt{\frac{k}{k_2}} \sin\left(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l\right) \\ -\sqrt{\frac{k_2}{k}} \sin\left(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l\right) & \cos\left(\sqrt{\frac{k_2}{k}} l\right) \end{bmatrix}$

Tableau IV.1.- Matrices de transfert des éléments simples du résonateur

la matrice $\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix}$ s'écrit en tenant compte des conditions aux limites :

$$\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix} \text{ absorbant} = \begin{bmatrix} \cos\left(\underline{\lambda}_a \sqrt{\underline{c}_a}\right) & ; \frac{1}{\sqrt{\underline{c}_a}} \sin\left(\underline{\lambda}_a \sqrt{\underline{c}_a}\right) \\ -\sqrt{\underline{c}_a} \sin\left(\underline{\lambda}_a \sqrt{\underline{c}_a}\right) & ; \cos\left(\underline{\lambda}_a \sqrt{\underline{c}_a}\right) \end{bmatrix}$$

\underline{c}_a étant petit, on peut faire une approximation au premier ordre ; à partir de : $\cos \underline{x} = 1 - \frac{\underline{x}^2}{2!} + \frac{\underline{x}^4}{4!} + \dots$ et de $\sin \underline{x} = \frac{\underline{x}}{1!} - \frac{\underline{x}^3}{3!} + \dots$

on trouve :
$$\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \text{ absorbant} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2} \frac{c}{a} \frac{\lambda^2}{a} & ; \frac{\lambda}{a} - \frac{1}{6} \frac{c}{a} \frac{\lambda^3}{a} \\ - \frac{c}{a} \frac{\lambda}{a} & ; 1 - \frac{1}{2} \frac{c}{a} \frac{\lambda^2}{a} \end{bmatrix}$$

De façon similaire, pour l'effet de lentille dans le milieu amplificateur on obtient :

$$\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \text{ amplificateur} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \left(\frac{\lambda}{g} \sqrt{\frac{c}{g}} \right) & ; \frac{1}{\sqrt{\frac{c}{g}}} \sinh \left(\frac{\lambda}{g} \sqrt{\frac{c}{g}} \right) \\ + \sqrt{\frac{c}{g}} \sinh \left(\frac{\lambda}{g} \sqrt{\frac{c}{g}} \right) & ; \cosh \left(\frac{\lambda}{g} \sqrt{\frac{c}{g}} \right) \end{bmatrix}$$

$\frac{c}{g}$ étant petit, en tenant compte des développements limités de

$$\cosh \underline{x} = 1 + \frac{\underline{x}^2}{2!} + \frac{\underline{x}^4}{4!} + \dots \quad \text{et de } \sinh \underline{x} = \frac{\underline{x}}{1!} + \frac{\underline{x}^3}{3!} + \dots$$

on écrit :
$$\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \text{ amplificateur} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{2} \frac{c}{g} \frac{\lambda^2}{g} & ; \frac{\lambda}{g} + \frac{1}{6} \frac{c}{g} \frac{\lambda^3}{g} \\ \frac{c}{g} \frac{\lambda}{g} & ; 1 + \frac{1}{2} \frac{c}{g} \frac{\lambda^2}{g} \end{bmatrix}$$

IV.3.3.4. Calcul de l'expression générale de $\frac{\Delta \underline{w}}{\underline{w}_0}$

La dimension transversale du faisceau sur le miroir M_2 , pour la cavité vide, s'écrit : $\underline{w}_0^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \cdot \frac{B_0 D_0}{A_0 C_0}$, alors que si l'on tient compte des effets de lentille on a : $\underline{w}^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \cdot \frac{B D}{A C}$; on en déduit donc les variations relatives de \underline{w} , $\Delta \underline{w}$, qui sont de la forme :

$$4 \frac{\Delta \underline{w}}{\underline{w}_0} \approx \frac{A_0 C_0 B D - B_0 D_0 A C}{A_0 B_0 C_0 D_0}$$

Le calcul de cette expression nécessite de déterminer le produit de matrices suivant :

$$\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{\underline{R}_1} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \underline{\lambda}_o \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 - \frac{1}{2} \underline{c}_a \underline{\lambda}_a^2 & ; \underline{\lambda}_a - \frac{1}{6} \underline{c}_a \underline{\lambda}_a^3 \\ -\underline{c}_a \underline{\lambda}_a & ; 1 - \frac{1}{2} \underline{c}_a \underline{\lambda}_a^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & \underline{\lambda}_i \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{2} \underline{c}_g \underline{\lambda}_g^2 & ; \underline{\lambda}_g + \frac{1}{6} \underline{c}_g \underline{\lambda}_g^3 \\ +\underline{c}_g \underline{\lambda}_g & ; 1 + \frac{1}{2} \underline{c}_g \underline{\lambda}_g^2 \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} 1 & \underline{\lambda}_t \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{\underline{R}_2} & 1 \end{bmatrix},$$

les termes de la matrice $\begin{bmatrix} \underline{A}_0 & \underline{B}_0 \\ \underline{C}_0 & \underline{D}_0 \end{bmatrix}$ étant obtenus en faisant $\underline{c}_a = \underline{c}_g = 0$ dans l'expression précédente de la matrice $\begin{bmatrix} \underline{A} & \underline{B} \\ \underline{C} & \underline{D} \end{bmatrix}$.

Après un calcul long et fastidieux, en négligeant les termes en \underline{c}_a^2 , \underline{c}_g^2 et $\underline{c}_a \underline{c}_g$ et en regroupant les expressions selon \underline{c}_a et \underline{c}_g on obtient

$$\underline{A} = \underline{A}_0 + \varepsilon_{aa} \underline{c}_a \underline{\lambda}_a + \varepsilon_{ag} \underline{c}_g \underline{\lambda}_g$$

$$\text{avec } \underline{A}_0 = 1 - \frac{\underline{L}}{\underline{R}_2}$$

$$\varepsilon_{aa} = -\underline{\lambda}_o \left[1 - \frac{1}{\underline{R}_2} (\underline{\lambda}_t + \underline{\lambda}_i + \underline{\lambda}_g) \right] + \frac{\underline{\lambda}_a}{2\underline{R}_2} \left(\underline{L} - \frac{2\underline{\lambda}_a}{3} \right) - \frac{\underline{\lambda}_a}{2}$$

$$\varepsilon_{ag} = (\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_i) \left(1 - \frac{\underline{\lambda}_t}{\underline{R}_2} \right) - \frac{\underline{\lambda}_g}{2\underline{R}_2} \left(\underline{L} - \frac{2\underline{\lambda}_g}{3} \right) + \frac{\underline{\lambda}_g}{2}$$

$$\underline{B} = \underline{B}_0 + \varepsilon_{ba} \underline{c}_a \underline{\lambda}_a + \varepsilon_{bg} \underline{c}_g \underline{\lambda}_g$$

$$\text{avec } \underline{B}_0 = \underline{L}$$

$$\varepsilon_{ba} = -\underline{\lambda}_o (\underline{\lambda}_t + \underline{\lambda}_i + \underline{\lambda}_g) - \frac{1}{2} \underline{\lambda}_a \left(\underline{L} - \frac{2\underline{\lambda}_a}{3} \right)$$

$$\varepsilon_{bg} = +\underline{\lambda}_t (\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_i) + \frac{1}{2} \underline{\lambda}_g \left(\underline{L} - \frac{2\underline{\lambda}_g}{3} \right)$$

$$\underline{C} = \underline{C}_0 + \underline{\varepsilon}_{ca} \frac{c_a \lambda}{a} + \underline{\varepsilon}_{cg} \frac{c_g \lambda}{g}$$

$$\text{avec } \underline{C}_0 = - \frac{1}{\underline{R}_1} - \frac{1}{\underline{R}_2} + \frac{\underline{L}}{\underline{R}_1 \underline{R}_2}$$

$$\underline{\varepsilon}_{ca} = - \left(1 - \frac{\lambda_o}{\underline{R}_1}\right) \left(1 - \frac{\lambda_t + \lambda_g + \lambda_i}{\underline{R}_2}\right) - \frac{1}{2 \underline{R}_1 \underline{R}_2} \lambda_a \left(\underline{L} - \frac{2\lambda_a}{3}\right) + \frac{\lambda_a}{2} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right)$$

$$\underline{\varepsilon}_{cg} = \left(1 - \frac{\lambda_t}{\underline{R}_2}\right) \left(1 - \frac{\lambda_a + \lambda_o + \lambda_i}{\underline{R}_1}\right) + \frac{1}{2 \underline{R}_1 \underline{R}_2} \lambda_g \left(\underline{L} - \frac{2\lambda_g}{3}\right) - \frac{\lambda_g}{2} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right)$$

$$\underline{D} = \underline{D}_0 + \underline{\varepsilon}_{da} \frac{c_a \lambda}{a} + \underline{\varepsilon}_{dg} \frac{c_g \lambda}{g}$$

$$\text{avec } \underline{D}_0 = 1 - \frac{\underline{L}}{\underline{R}_1}$$

$$\underline{\varepsilon}_{da} = - \left(1 - \frac{\lambda_o}{\underline{R}_1}\right) (\lambda_t + \lambda_g + \lambda_i) + \frac{1}{2 \underline{R}_1} \lambda_a \left(\underline{L} - \frac{2\lambda_a}{3}\right) - \frac{1}{2} \lambda_a$$

$$\underline{\varepsilon}_{dg} = \lambda_t \left(1 - \frac{\lambda_o + \lambda_i + \lambda_a}{\underline{R}_1}\right) - \frac{1}{2 \underline{R}_1} \lambda_g \left(\underline{L} - \frac{2\lambda_g}{3}\right) + \frac{1}{2} \lambda_g$$

Le calcul de $4 \frac{\Delta W}{W_0}$ conduit alors à une expression qui peut se mettre sous la forme : $4 \frac{\Delta W}{W_0} \approx \underline{c}_a \underline{F}_1 + \underline{c}_g \underline{F}_2$ où \underline{c}_a et \underline{c}_g représentent respectivement les convergences linéiques des milieux absorbant et amplificateur. \underline{F}_1 et \underline{F}_2 peuvent se mettre sous la forme de polynômes en \underline{L} , dont les coefficients sont fonction des distances et des rayons de courbure définis sur la figure IV.2, tels que :

$$\begin{aligned} \frac{\underline{D} \underline{F}_1}{\lambda_a \underline{R}_2} &= \frac{\underline{L}^2}{\underline{R}_2} \left[1 - \frac{(\lambda_a + 2\lambda_o)}{\underline{R}_1} + \frac{2\lambda_o (\lambda_a + \lambda_o)}{\underline{R}_1^2} + \frac{2\lambda_a^2}{3\underline{R}_1^2} \right] \\ &- \underline{L} \left[1 - \frac{(\lambda_a + 2\lambda_o)}{\underline{R}_1} + \frac{2\lambda_o (\lambda_a + \lambda_o)}{\underline{R}_1^2} + \frac{2\lambda_o (\lambda_a + \lambda_o)}{\underline{R}_1 \underline{R}_2} + \frac{2\lambda_a^2}{3\underline{R}_1^2} + \frac{2\lambda_a^2}{3\underline{R}_1 \underline{R}_2} \right] \\ &+ \left[\frac{\lambda_o (\lambda_a + \lambda_o)}{\underline{R}_1} + \frac{\lambda_o (\lambda_a + \lambda_o)}{\underline{R}_2} + \frac{\lambda_a^2}{3\underline{R}_1} + \frac{\lambda_a^2}{3\underline{R}_2} \right] \end{aligned}$$

$$\text{où } \underline{D} = \underline{L} \left(1 - \frac{\underline{L}}{\underline{R}_1}\right) \left(1 - \frac{\underline{L}}{\underline{R}_2}\right) \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2} - \frac{\underline{L}}{\underline{R}_1 \underline{R}_2}\right) \quad (\text{I})$$

$$\begin{aligned}
\text{et } \frac{DF_2}{\underline{g}} &= \frac{\underline{L}^3}{\underline{R}_1 \underline{R}_2} \left(1 - \frac{2\underline{L}_o}{\underline{R}_1}\right) + \underline{L}^2 \left[\left(\frac{3\underline{L}_o - \underline{\lambda}_t}{\underline{R}_1 \underline{R}_2}\right) - \frac{1}{\underline{R}_1} - \frac{1}{\underline{R}_2} + \frac{2\underline{L}_o}{\underline{R}_1^2} \left(1 + \frac{\underline{\lambda}_t}{\underline{R}_2}\right) - \frac{2\underline{\lambda}_g^2}{3\underline{R}_1 \underline{R}_2} \right] \\
&+ \underline{L} \left[\frac{\underline{\lambda}_t - 2\underline{L}_o}{\underline{R}_1} - \frac{\underline{L}_o}{\underline{R}_2} - \frac{2\underline{\lambda}_t \underline{L}_o}{\underline{R}_1} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right) + 1 + \frac{2\underline{\lambda}_g^2}{3\underline{R}_1} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right) \right] \\
&+ \left[\frac{\underline{\lambda}_t \underline{L}}{\underline{R}_1} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right) - \frac{\underline{\lambda}_g^2}{3} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}\right) \right] \quad (II)
\end{aligned}$$

dans laquelle $\underline{L}_o = \underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_i$.

IV.3.4. - Etude des solutions physiquement réalisables

IV.3.4.1. Introduction

Lorsqu'on explore une raie d'absorption saturée donnée, la variation de \underline{w} due à \underline{c}_g est négligeable alors que la convergence linéique \underline{c}_a du milieu absorbant varie rapidement au voisinage de la fréquence centrale (dispersion saturée) ; l'expression de $4\Delta\underline{w}/\underline{w}_0$ se réduit alors à : $4 \frac{\Delta\underline{w}}{\underline{w}_0} \approx \underline{c}_a F_1$. On peut donc annuler les variations de \underline{w} dues à l'effet de lentille dans l'absorbant en faisant $\underline{F}_1 = 0$ ce qui se traduit par l'expression approchée :

$$\begin{aligned}
\frac{\underline{L}^2}{\underline{R}_2} \left[1 - \frac{(\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1} + \frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1^2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} \right] \\
- \underline{L} \left[1 - \frac{(\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1} + \frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1^2} + \frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1 \underline{R}_2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1 \underline{R}_2} \right] \\
+ \left[\frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1} + \frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_2} \right] = 0 \quad (III)
\end{aligned}$$

Les valeurs de \underline{L} qui sont solutions de cette équation devraient réduire fortement l'influence des variations de l'effet de lentille sur le profil du pic d'absorption saturée, donc sur la fréquence du laser asservi. On doit donc s'attendre à une meilleure reproductibilité et à une meilleure exactitude de la fréquence. Ces valeurs devraient donc correspondre à un "optimum" pour la géométrie de la cavité. Bien entendu, les solutions utilisables doivent correspondre à des valeurs physiquement réalisables de \underline{L} , $\underline{\lambda}_a$, \underline{R}_1 , \underline{R}_2 .

IV.3.4.2. Cavité de type hémisphérique

On fait $\underline{R}_1 = \infty$ et $\underline{R}_2 = \underline{R}$ dans l'équation générale (III) de la page 71. On arrive à l'expression :

$$\frac{\underline{L}^2}{\underline{R}} - \underline{L} + \frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}} = 0$$

l'existence de solutions réelles implique que $\underline{R} > 2\sqrt{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3}}$; dans ce cas on obtient :

$$\underline{L}_1 = \frac{\underline{R} + \sqrt{\underline{R}^2 - 4 \left[\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3} \right]}}{2} \quad \text{et} \quad \underline{L}_2 = \frac{\underline{R} - \sqrt{\underline{R}^2 - 4 \left[\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3} \right]}}{2}$$

\underline{L}_1 est physiquement réalisable. Ce n'est pas le cas pour \underline{L}_2 : on voit en effet

que la valeur maximale de \underline{L}_2 est obtenue pour $\underline{R} = 2\sqrt{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3}}$

c'est-à-dire $\underline{L}_2 \text{ max} = \frac{\underline{R}}{2} = \sqrt{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3}}$; comme $\underline{\lambda}_o \ll \underline{\lambda}_a$ cela conduit à

$$\underline{L}_2 \text{ max} \approx \sqrt{\underline{\lambda}_a \left(\frac{\underline{\lambda}_a}{3} + \underline{\lambda}_o \right)} < \underline{\lambda}_a.$$

IV.3.4.3. Cavité symétrique

On fait $\underline{R}_1 = \underline{R}_2 = \underline{R}$; l'équation (III) de la page 71 se réduit alors à :

$$\begin{aligned} & \frac{\underline{L}^2}{\underline{R}} \left[1 - \frac{(\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o)}{\underline{R}} + \frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}^2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}^2} \right] \\ & - \underline{L} \left[1 - \frac{(\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o)}{\underline{R}} + \frac{4\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}^2} + \frac{4\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}^2} \right] \\ & + \left[\frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}} \right] = 0. \end{aligned}$$

$$\text{On pose } 1 - \frac{\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o}{\underline{R}} = \underline{Q} \quad \text{et} \quad \frac{2\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}^2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}^2} = \underline{P}$$

ce qui permet de réécrire l'équation sous la forme :

$$\frac{\underline{L}^2}{\underline{R}} [\underline{Q} + \underline{P}] - \underline{L} [\underline{Q} + 2\underline{P}] + \underline{R} \underline{P} = 0$$

on en déduit $\underline{L}_1 = \underline{R}$ et $\underline{L}_2 = \frac{\underline{P} \underline{R}}{\underline{Q} + \underline{P}}$

\underline{L}_1 n'est pas physiquement réalisable car les conditions de stabilité de la cavité ne sont pas respectées.

$$\text{L'autre solution } \underline{L}_2 = \frac{2 \left[\underline{\lambda}_0 (\underline{\lambda}_0 + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3} \right]}{\underline{R} \left[1 + 2 \left[\frac{\underline{\lambda}_0 (\underline{\lambda}_0 + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3}}{\underline{R}^2} \right] - \frac{(\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_0)}{\underline{R}} \right]} \quad \text{n'a pas}$$

d'application pratique évidente. le calcul de $\frac{\partial \underline{L}_2}{\partial \underline{\lambda}_a}$ montre toutefois que la

fonction $\underline{L}_2 f(\underline{R})$ passe par la valeur maximale : $\underline{L}_2 \text{max} = \frac{\underline{R}^2}{2\underline{R} - (\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_0)}$

lorsque $\underline{R} = \sqrt{2 \left[\underline{\lambda}_0 (\underline{\lambda}_0 + \underline{\lambda}_a) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3} \right]}$. L'approche la plus pragmatique sera donc, à partir de la cuve d'absorbant disponible, de déterminer \underline{R} puis, en jouant sur la valeur de $\underline{\lambda}_0$, d'obtenir la valeur de \underline{L}_2 la mieux adaptée à la longueur du tube amplificateur que l'on veut utiliser. On doit cependant remarquer que les solutions "réalistes" correspondront toujours à $\underline{\lambda}_0$ et $\underline{\lambda}_a$ grands vis à vis de \underline{L}_2 .

IV.3.4.4. Cavité asymétrique

Les solutions générales de l'équation (III) de la page 71 sont difficilement exploitables de manière littérale. Un calcul par ordinateur permettra alors, à partir de données pratiques, de déterminer les solutions utilisables. En étudiant attentivement cette équation on est cependant arrivé à une solution intéressante que nous allons développer.

Dans l'équation (III) posons $\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o = \underline{R}_1$

l'équation s'écrit alors :

$$\frac{2\underline{L}^2}{\underline{R}_2} \left[\frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}_1^2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} \right] - 2\underline{L} \left[\frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}_1^2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} + \frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}_1\underline{R}_2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1\underline{R}_2} \right] + \left[\frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_1} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1} + \frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_o)}{\underline{R}_2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_2} \right] = 0$$

en faisant $\underline{S} = \frac{\underline{\lambda}_o(\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a)}{\underline{R}_1^2} + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2}$

on arrive à $2\underline{L}^2 - \underline{L} (2\underline{R}_2 + 2\underline{R}_1) + \underline{R}_1\underline{R}_2 + \underline{R}_1^2 = 0$

l'existence des solutions réelles de cette équation impose $\underline{R}_2 > \underline{R}_1$ et l'on obtient alors :

$$\underline{L}_1 = \frac{\underline{R}_1 + \underline{R}_2 + \sqrt{(\underline{R}_1 + \underline{R}_2)(\underline{R}_2 - \underline{R}_1)}}{2} \quad \text{et} \quad \underline{L}_2 = \frac{\underline{R}_1 + \underline{R}_2 - \sqrt{(\underline{R}_1 + \underline{R}_2)(\underline{R}_2 - \underline{R}_1)}}{2}$$

\underline{L}_1 est physiquement réalisable. La valeur maximale de \underline{L}_2 est obtenue pour $\underline{R}_2 = \underline{R}_1$, c'est-à-dire pour $\underline{L}_2 \text{ max} = \underline{R}_1 = \underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o$. Cette solution n'offre pas d'intérêt pour les réalisations pratiques puisque, d'une part $\underline{L}_2 \text{ max} < \underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_g$, et d'autre part la condition de stabilité de la cavité n'est pas respectée ($\underline{L}_2 \text{ max} = \underline{R}_1$).

La position du col du faisceau à l'intérieur d'une cavité vide est donnée

par la relation : $\underline{z} = \underline{L} \frac{(\underline{R}_2 - \underline{L})}{\underline{R}_1 + \underline{R}_2 - 2\underline{L}}$. Appliquons cette formule dans le cas

où $\underline{L} = \underline{L}_1 = \frac{\underline{R}_1 + \underline{R}_2 + \sqrt{(\underline{R}_1 + \underline{R}_2)(\underline{R}_2 - \underline{R}_1)}}{2}$;

un calcul simple permet d'arriver à $\underline{z} = \frac{\underline{R}_1}{2}$

d'où l'on trouve, en faisant $\underline{\lambda}_a + 2\underline{\lambda}_o = \underline{R}_1$: $\underline{z} = \frac{\underline{\lambda}_a}{2} + \underline{\lambda}_o$.

Cette configuration, outre l'intérêt qu'elle a de minimiser les effets de lentille, possède en plus l'avantage de faire coïncider le col du faisceau (onde plane) avec le centre de la cuve d'absorbant. Ceci a pour conséquence de réduire les effets de déplacement de fréquence liés à la courbure des fronts d'onde [22].

IV.3.4.4. Conclusion

Nous avons trouvé pour les trois types de cavité (hémisphérique, symétrique et asymétrique) des solutions qui permettent de minimiser les effets de lentille. De plus, dans le cas de la cavité asymétrique, lorsque la condition $R_1 = 2\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a$ est réalisée, on a l'avantage supplémentaire de trouver le col du faisceau au milieu de la cuve d'absorbant.

Les conclusions du modèle théorique, que nous venons de développer, ont été confrontées avec les résultats obtenus lors des comparaisons internationales de lasers asservis sur les raies d'absorption de l'iode à $\underline{\lambda} = 633$ nm et à $\underline{\lambda} = 612$ nm [37]. Bien qu'il soit difficile de calculer avec précision les paramètres géométriques des cavités testées à cette époque, il apparaît cependant que les coefficients moyens de variation de la fréquence en fonction de l'amplitude de modulation qui avaient été déterminés pour chaque laser sont en gros proportionnels aux valeurs de \underline{F}_1 correspondantes.

IV.4.- Etude expérimentale de la cavité optimale

IV.4.1. - Introduction

Il nous reste à confirmer la validité du modèle théorique établi. Pour ce faire, nous nous proposons d'en confronter les conclusions avec des résultats expérimentaux obtenus sur les lasers à $\underline{\lambda} = 3,39$ μm .

Il était hors de question cependant d'utiliser à cette fin les mesures effectuées sur les lasers "classiques" BICH4.3 et BICH4.6, car étant donné les phénomènes mis en évidence (effet de "sortie", rôles du

milieu amplificateur et du capillaire du tube à décharge), les enseignements que nous aurions pu tirer, éventuellement, de cette confrontation n'auraient pas eu tout le crédit souhaitable.

Il nous fallait donc étudier les performances d'un étalon construit selon les critères de la cavité optimale. Pour cela nous avons le choix entre deux méthodes.

La première consistait à déterminer et à monter, grâce aux formules établies dans le paragraphe IV.3.4., la cavité la mieux adaptée aux caractéristiques géométriques des pièces détachées en notre possession (miroirs et cuve à méthane notamment), et à vérifier pour ce laser que l'effet de modulation était très faible. Il s'est vite avéré que le résonateur ainsi conçu présenterait des espaces libres prohibitifs et nous avons abandonné cette solution.

La deuxième méthode, plus intéressante, avait pour but de montrer, par l'étude de l'effet de modulation, l'évolution de la dissymétrie du pic d'absorption saturée en faisant varier la valeur et le signe de \underline{F}_1 tout en perturbant, par ailleurs, le minimum de paramètres.

Si l'on reprend les formules donnant les expressions de \underline{F}_1 et de \underline{F}_2 (formules I et II, pages 70 et 71) on se rend compte facilement que pour une cavité donnée (\underline{L} , \underline{R}_1 , \underline{R}_2 , $\underline{\lambda}_a$, $\underline{\lambda}_g$, $\underline{\lambda}_t$ fixés), on ne change pas la valeur de \underline{F}_2 si l'on déplace la cuve à méthane dans la cavité ; ceci parce que la quantité $\underline{\lambda}_o + \underline{\lambda}_a + \underline{\lambda}_i = \underline{L}_o$ reste constante. Par contre la valeur de \underline{F}_1 dépend de $\underline{\lambda}_o$. Par conséquent, en disposant d'une cavité dans laquelle la longueur de l'espace libre $\underline{\lambda}_o$ peut varier suffisamment de part et d'autre de celle correspondant à $\underline{F}_1 = 0$, on devrait d'une part montrer l'existence de la cavité optimale et d'autre part se faire une idée sur la précision du modèle établi en comparant la longueur théorique $\underline{\lambda}_o$ calculée et conduisant à $\underline{F}_1 = 0$, à celle déterminée pratiquement et pour laquelle l'effet de modulation est minimal. Le seul paramètre qui va donc varier dans cette expérience est la courbure moyenne des fronts d'onde dans la cuve à méthane. Cependant le déplacement de fréquence qui pourrait en résulter doit rester bien inférieur à celui lié au phénomène que nous tentons de montrer.

IV.4.2.- Description du laser "OPTIMAL"

IV.4.2.1. la cavité

A partir de la cuve à méthane et des miroirs en notre possession, nous avons calculé un certain nombre de réalisations possibles parmi lesquelles nous avons retenu la configuration de type asymétrique que nous allons décrire.

La cavité a une longueur optique de $(560 \pm 0,5)$ mm. Le miroir M_1 , de facteur de transmission 0,03 et de rayon de courbure $R_1 = 0,999$ m, est fabriqué par PERKIN-ELMER ; son diamètre est de 15 mm. Le miroir M_2 , de facteur de transmission 0,05 et de rayon de courbure $R_2 = 0,60$ m, est fabriqué par SPECTRA-PHYSICS ; son diamètre est de 7,75 mm. Les deux miroirs sont facilement interchangeables ce qui nous permettra, par la suite, d'étudier d'autres types de cavité.

Les ensembles miroir-céramique piézoélectrique sont traditionnels : du côté de la cuve à méthane on trouve un modèle tubulaire (VERNITRON, PZT4, sensibilité : 2 nm.V^{-1}) qui reçoit le signal de modulation ; de l'autre côté, nous avons monté le système QUARTZ & SILICE (P4 68) constitué de deux empilements distincts.

La fréquence du signal de modulation est de 2184 Hz. Elle est double de celle utilisée pour les lasers "classiques" : les performances du servomécanisme devraient donc s'en trouver accrues.

Le fonctionnement monofréquence du laser est assuré par un diaphragme dont le diamètre est de 3,5 mm : c'est la dimension la plus grande que l'on peut utiliser avant l'apparition des modes transverses. Ce diaphragme est fabriqué à partir d'un disque plan en crysocal de diamètre 20 mm et d'épaisseur 0,1 mm. La découpe du trou central est faite avec un outil pneumatique. Ce procédé permet d'obtenir un trou parfaitement rond et sans bavure.

La position du diaphragme peut être ajustée au moyen d'un mouvement micrométrique XY dont les déplacements se font dans un plan perpendiculaire à l'axe optique du faisceau.

Le diaphragme est placé au plus près de M_2 et permet de localiser les pertes par diffraction à cet endroit : on se rapproche ainsi des hypothèses qui ont servi à établir le modèle théorique.

IV.4.2.2. le tube à décharge

Pour tenter de réduire l'importance des problèmes mis en évidence lors de l'étude des lasers BICH4.3 et BICH4.6, nous avons décidé de mettre au point un tube à décharge spécial. C'est un tube court ($l_g \approx 170$ mm) pour que le gain du milieu amplificateur ne soit pas trop important, et le diamètre du capillaire est suffisamment grand ($\Phi \approx 5,7$ mm) pour ne pas diaphragmer le faisceau.

La verrerie a été soufflée par J.-M. Chartier. Nous avons déterminé le mélange gazeux qui donne le meilleur compromis entre la puissance, la plage de courant correspondant à un fonctionnement sans bruit et la coïncidence du centre de la raie d'émission du néon avec la raie d'absorption du méthane ; l'optimum choisi correspond à un mélange composé de néon 20 ($p = 6,0$ Pa), de néon 22 [$p(^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne}) = 42,6$ Pa] et d'hélium 3 [$p(^{20}\text{Ne} + ^{22}\text{Ne} + ^3\text{He}) = 306$ Pa]. Avec ce remplissage le laser fonctionne sans bruit pour un courant compris entre 1,7 et 17,5 mA.

Pour minimiser les pertes par absorption, nous avons utilisé des fenêtres en fluorine. Elles sont fixées, au moyen d'une araldite souple (TECNICS type E7), sur les extrémités du capillaire qui ont été tronçonnées à l'incidence de Brewster par l'atelier de mécanique du BIPM.

Le tube est muni d'une pompe à sorption qui devrait, en principe, lui garantir une durée de vie importante. En fait, il semble bien qu'il y ait d'autres problèmes plus cruciaux tels que les microfuites ou la diffusion de l'hélium à travers le verre puisque l'on constate après une durée de fonctionnement d'environ trois mois, une évolution irrémédiable de la composition du mélange gazeux. Bien que ce laps de temps soit relativement court, il a été cependant suffisant pour effectuer les expériences que nous décrirons par la suite.

Pour conclure nous devons souligner que la mise au point de ce tube a demandé environ deux ans : il a donc fallu s'attaquer à un certain nombre de problèmes technologiques qui ne sont pas encore, à l'heure actuelle, tous résolus. On doit cependant remarquer que l'utilisation de

ce tube, même imparfait, conduit à d'excellents résultats : dans des conditions identiques d'observation, le contraste du pic d'absorption saturée sur le laser "OPTIMAL" (5 à 6 %) est meilleur que celui obtenu sur BICH4.3 ; cela montre que les caractéristiques géométriques des tubes à décharge qui ont été utilisés jusqu'à maintenant, au BIPM comme dans les autres laboratoires, ne sont pas optimisées et qu'il reste un travail important à faire dans ce domaine.

La photographie de la figure IV.3 est une vue de l'un des prototypes réalisés.

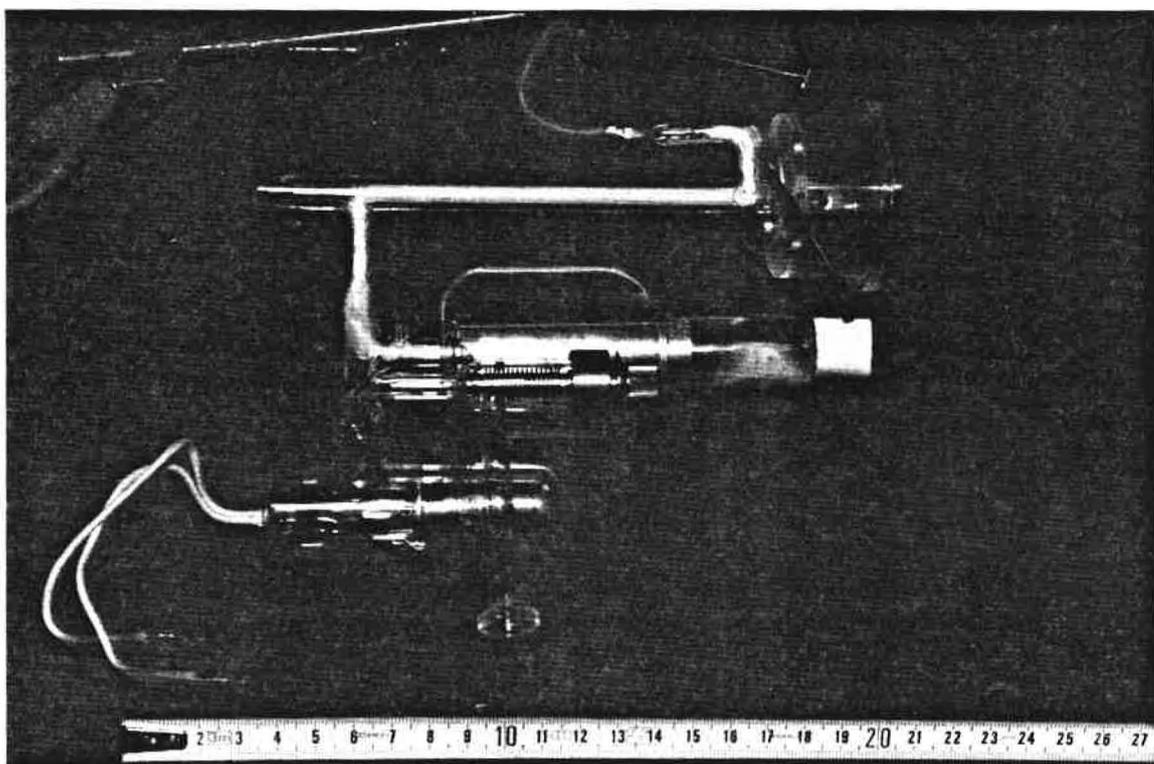


Fig. IV.3.- Vue d'un tube laser "spécial".

IV.4.2.3. la cuve à méthane

La cuve à méthane est semblable à celles utilisées dans les lasers BICH4.3 et BICH4.6 (voir le paragraphe I.3.1.3. page 11).

Elle est montée sur un chariot translateur dont le déplacement longitudinal total est d'environ 120 mm. Cela permet, grâce aux caractéristiques du résonateur construit, de déplacer la cuve de façon symétrique par rapport à la position théorique pour laquelle le terme F_1 est nul.

La répétabilité de positionnement du chariot est d'environ 30 μm ce qui nous permettra de ne pas tenir compte de ce facteur d'incertitude lors de l'interprétation des résultats des mesures de fréquence.

La cuve est centrée sur l'axe de révolution du résonateur, à mieux que le 1/10 de mm, au moyen de piges. L'axe optique, lié à la propagation du faisceau dans la cuve, ne coïncide donc pas avec l'axe de révolution de cette dernière mais cela ne devrait pas poser de problème dans la mesure où le diamètre de la cuve est grand ($\Phi \approx 20$ mm) devant celui des autres éléments de la cavité. C'était, de toute manière, le meilleur moyen de connaître, avec précision, la longueur optique de l'absorbant.

I4.4.2.4. La chaîne d'asservissement.

Si l'on se rapporte à la figure III.1 de la page 30, on constate que le laser "OPTIMAL" peut être asservi par l'une ou l'autre de ses sorties au moyen des détecteurs fixes D_5 et D_6 . Le détecteur principal, D_6 , a cependant été placé côté tube à décharge, de manière à ce qu'il reçoive l'intensité lumineuse moyenne maximale. On espère ainsi confirmer que les effets de "sortie", mis en évidence sur BICH4.3 et sur BICH4.6, dans la mesure bien entendu où ils existent sur "OPTIMAL", ne sont pas liés au moyen de détection du signal optique.

L'électronique d'asservissement est celle habituellement associée au laser BIOR1 (laser à He-Ne asservi, en cuve interne, sur une raie d'absorption saturée de l'iode à $\lambda = 612$ nm). Toutefois, et conformément aux conclusions de l'étude des effets technologiques du paragraphe III.4, le préamplificateur, l'amplificateur sélectif et la détection synchrone ont été remplacés par le transformateur blindé UTC type LS-10X et le détecteur synchrone BROOKDEAL type 9503-SC.

IV.4.2.5. Conclusion

Le laser "OPTIMAL" a donc nécessité un travail important de réflexion, d'étude et de mise au point pour que les résultats, qui découlent des mesures de fréquence par battement, soient significatifs des phénomènes que l'on cherchait à mettre en évidence. La photographie de la figure IV.4 permet au lecteur de se faire une idée du montage utilisé.

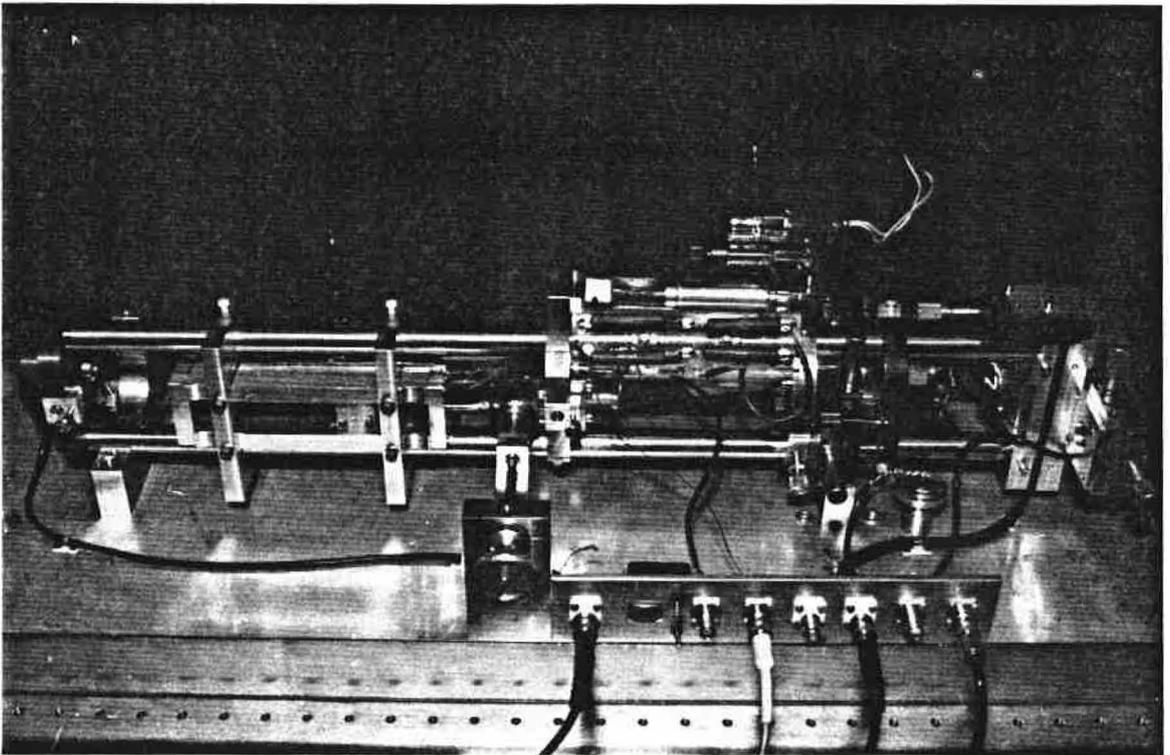


Fig. IV.4.- Vue générale du laser "OPTIMAL"

IV.4.3. - Détermination des longueurs optiques $\underline{\lambda}_a$ et $\underline{\lambda}_o$

IV.4.3.1. Détermination de $\underline{\lambda}_a$

La cuve à méthane se présente sous la forme d'un tube de verre, de diamètre \underline{D} , sur lequel on a réalisé un queusot qui a permis le vidage des gaz indésirables et qui, après remplissage de la cuve avec l'absorbant adéquat, a été fermé de manière à assurer une durée de vie importante (de l'ordre d'une dizaine d'années) à la référence de fréquence ainsi réalisée.

Les extrémités du tube sont taillées à l'incidence de Brewster dont l'angle est déterminé par l'indice \underline{n} du matériau constituant les fenêtres, d'épaisseur \underline{e} , qui sont rapportées sur les extrémités de ce tube par adhérence moléculaire. Ces lames, en silice fondue, ont une forme elliptique qui permet une plus grande facilité d'emploi lors du montage de la cuve dans les cavités laser. L'aspect de la cuve est conforme au schéma de la figure IV.5.

Les cotes mécaniques de la cuve que l'on peut mesurer, outre celles que l'on vient de définir, sont : la longueur hors tout de la cuve $\underline{\lambda}_{extf}$ et la différence de hauteur entre le corps de la cuve et l'arête supérieure de la fenêtre \underline{h}_1 . A partir de ces données il est donc nécessaire de calculer la longueur optique $\underline{\lambda}_a$ de l'absorbant.

La longueur du trajet dans l'absorbant est donnée par :

$$\underline{\lambda}_a = \underline{\lambda}_{extf} - 2 (\underline{x}_9 + \underline{x}_{11})$$

des calculs trigonométriques simples permettent de déterminer \underline{x}_9 et \underline{x}_{11} qui s'écrivent :

$$\underline{x}_9 = \underline{n} \underline{x}_8 = \underline{n} \left(\underline{h} + \frac{\underline{D}}{2} - \underline{x}_7 \right) = \underline{n} \left(\underline{h} + \frac{\underline{D}}{2} - \underline{e} \frac{\underline{n}}{\sqrt{1 + \underline{n}^2}} \right)$$

$$\underline{x}_{11} = \frac{\underline{de}}{\text{tg} \left(\frac{\underline{i}}{2} - \underline{r} \right)} = \frac{2\underline{e}}{\sqrt{1 + \underline{n}^2}}$$

$$\text{d'où } \underline{\lambda}_a = \underline{\lambda}_{extf} - 2 \left[\underline{n} \left(\underline{h} + \frac{\underline{D}}{2} \right) + \frac{\underline{e}}{\sqrt{1 + \underline{n}^2}} (2 - \underline{n}^2) \right]$$

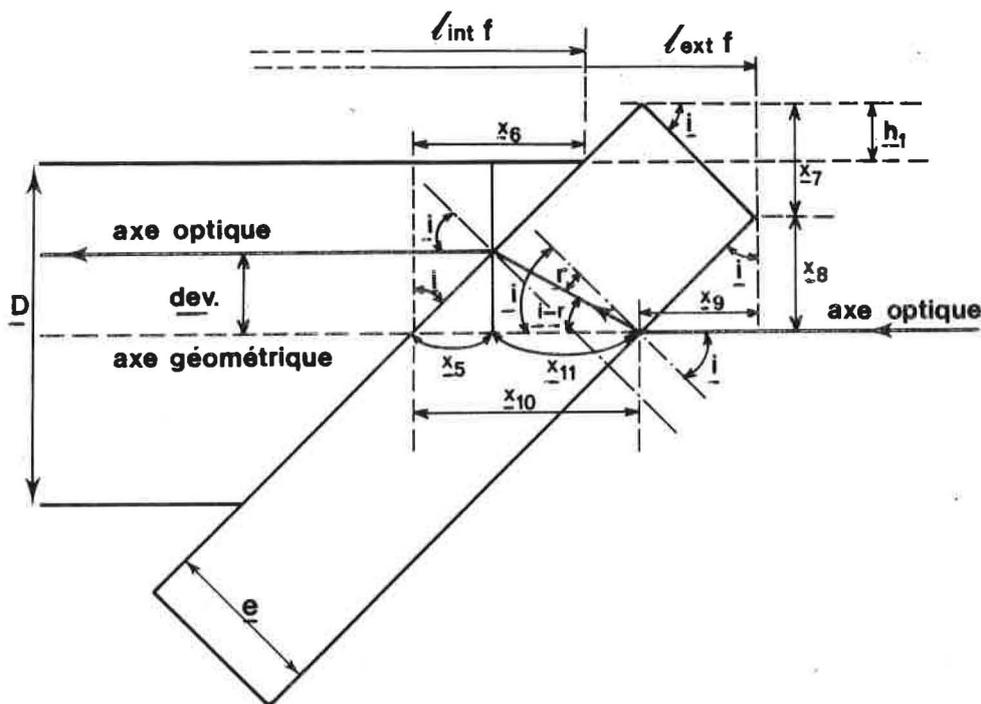


Fig. IV.5.- Coupe schématique d'une cuve d'absorbant

les dimensions de $\underline{\lambda}_{extf}$, \underline{D} , \underline{h} et \underline{e} sont respectivement égales à $(220,2 \pm 0,2)$ mm, $(20,1 \pm 0,1)$ mm, $(0,35 \pm 0,1)$ mm et $(2 \pm 0,02)$ mm. L'indice du matériau constituant les fenêtres a été pris égal à $1,409 \pm 0,005$.

Tous calculs faits on obtient : $\underline{\lambda}_a = (190,82 \pm 0,73)$ mm.

Cette détermination ne tient pas compte des défauts de parallélisme des faces des fenêtres ($\alpha \approx 10'$) et de l'imprécision avec laquelle est réalisé le positionnement de la cuve sur l'axe géométrique de la cavité ($\approx 0,1$ mm) ce qui fait que l'incertitude totale sur la détermination de $\underline{\lambda}_a$ peut être raisonnablement estimée à ± 1 mm.

IV.4.3.2. Détermination de $\underline{\lambda}_o$ min

Nous parlerons par la suite des positions extrêmes de la cuve dans le résonateur qui sont égales à $\underline{\lambda}_o$ max et à $\underline{\lambda}_o$ max - 120 mm quand celle-ci est située respectivement au plus près du tube amplificateur et à proximité du miroir M_1 . Le schéma de la figure IV.6 correspond à cette dernière éventualité.

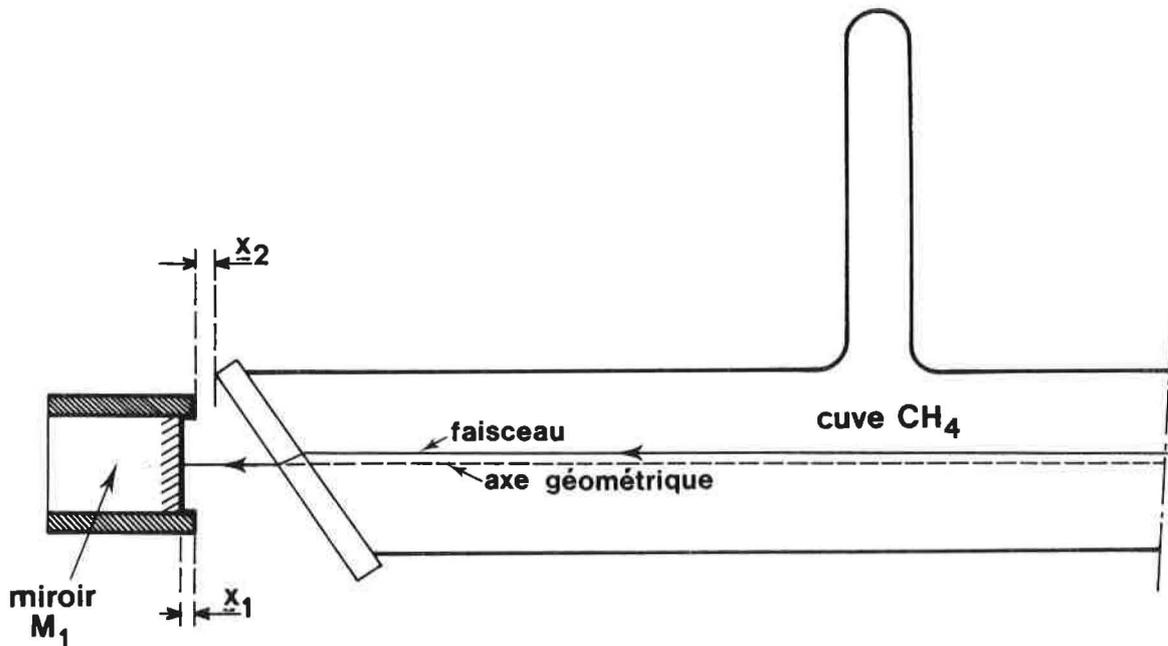


Fig. IV.6.- Détermination de $\underline{\lambda}_0$ min

Nous allons calculer la longueur optique $\underline{\lambda}_0$ min qui correspond à la position $\underline{\lambda}_0$ max - 120 mm de la cuve à méthane, et qui est égale à $\underline{x}_1 + \underline{x}_2 + \underline{x}_3$. \underline{x}_1 a été mesuré avec une jauge de profondeur et est égal à $2,95 \pm 0,05$ mm. \underline{x}_2 a été déterminé à l'aide de cales d'épaisseur et l'on a trouvé $\underline{x}_2 = 1 \pm 0,1$ mm. Il nous reste à connaître la longueur de l'espace libre \underline{x}_3 ; $\underline{x}_3 = \underline{x}_4 + \underline{x}_9$ où \underline{x}_4 représente l'épaisseur optique de la fenêtre et \underline{x}_9 l'espace déjà calculé pour $\underline{\lambda}_a$ (voir figure IV.5).

$$\begin{aligned} \text{On trouve } \underline{x}_3 &= e \sqrt{1 + \underline{n}^2} + \underline{n} \left(\underline{h} + \frac{\underline{D}}{2} - e \frac{\underline{n}}{\sqrt{1 + \underline{n}^2}} \right) \\ &= \underline{n} \left(\underline{h} + \frac{\underline{D}}{2} \right) + \frac{e}{\sqrt{1 + \underline{n}^2}} \end{aligned}$$

ce qui donne avec les incertitudes utilisées pour calculer la précision sur $\underline{\lambda}_a$: $\underline{x}_3 = (15,81 \pm 0,27)$ mm et $\underline{\lambda}_0$ min = $(19,76 \pm 0,42)$ mm. L'espace libre $\underline{\lambda}_0$, déterminé par une position donnée de la cuve dans la cavité, est donc connu à $\pm 0,42$ mm près.

IV.4.3.3. Détermination de $\underline{\lambda}_o$ opt

L'équation (I) peut être réécrite sous la forme :

$$\underline{F}_1 = \underline{\alpha} \underline{\lambda}_o^2 + \underline{\beta} \underline{\lambda}_o + \underline{\gamma} = 0$$

$$\text{avec } \underline{\alpha} = \frac{2\underline{L}^2}{\underline{R}_1^2 \underline{R}_2} - \frac{2\underline{L}}{\underline{R}_1^2} - \frac{2\underline{L}}{\underline{R}_1 \underline{R}_2} + \frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2}$$

$$\underline{\beta} = \frac{2\underline{L}^2}{\underline{R}_1^2 \underline{R}_2} \left(\frac{\underline{\lambda}_a}{\underline{R}_1} - 1 \right) - \frac{2\underline{L}}{\underline{R}_1} \left(\frac{\underline{\lambda}_a}{\underline{R}_1} + \frac{\underline{\lambda}_a}{\underline{R}_2} - 1 \right) + \underline{\lambda}_a \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2} \right)$$

$$\underline{\gamma} = \frac{\underline{L}^2}{\underline{R}_2} \left(1 - \frac{\underline{\lambda}_a}{\underline{R}_1} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} \right) - \underline{L} \left(1 - \frac{\underline{\lambda}_a}{\underline{R}_1} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{3\underline{R}_1^2} + \frac{2\underline{\lambda}_a^2}{\underline{R}_1^2 \underline{R}_2} \right) + \frac{\underline{\lambda}_a^2}{3} \left(\frac{1}{\underline{R}_1} + \frac{1}{\underline{R}_2} \right).$$

La valeur de $\underline{\lambda}_o$ qui annule le terme \underline{F}_1 est appelée $\underline{\lambda}_o$ opt parce qu'elle correspond à la cavité optimale. En utilisant l'équation précédente on calcule $\underline{\lambda}_o$ opt pour $\underline{L} = 560$ mm et $\underline{\lambda}_a = 190,8$ mm : on trouve $\underline{\lambda}_o$ opt = 79,1 mm. Avec la même équation, on calcule la valeur de $\underline{\lambda}_o$ opt(1) correspondant à $\underline{\lambda}_a$ max = $\underline{\lambda}_a + \Delta \underline{\lambda}_a = 191,5$ mm et $\underline{L} = 560$ mm, puis la valeur $\underline{\lambda}_o$ opt(2) correspondant à $\underline{\lambda}_a = 190,8$ mm et \underline{L} max = $\underline{L} + \Delta \underline{L} = 560,5$ mm. $\Delta \underline{\lambda}_o$ opt est obtenu en faisant : $\Delta \underline{\lambda}_o$ opt = $\underline{\lambda}_o$ opt(1) + $\underline{\lambda}_o$ opt(2) - $2\underline{\lambda}_o$ opt, ce qui nous donne $\Delta \underline{\lambda}_o$ opt $\approx 0,78$ mm.

On obtient donc $\underline{\lambda}_o$ opt = (79,1 \pm 0,78) mm que l'on peut relier au positionnement de la cuve dans la cavité en écrivant :

$\underline{\lambda}_o$ opt - $\underline{\lambda}_o$ min = (59,3 \pm 1,2) mm = $\underline{\lambda}_o$ opt - ($\underline{\lambda}_o$ max - 120) mm donc $\underline{\lambda}_o$ opt = [($\underline{\lambda}_o$ max - 60,7) \pm 1,2] mm ; la position de la cuve dans la cavité, telle que \underline{F}_1 soit nul (cavité optimale), ne peut être assurée à mieux que 1,2 mm.

IV.4.4. - Résultats expérimentaux

IV.4.4.1. Généralités

Nous avons étudié l'effet de modulation sur "OPTIMAL", pour différentes valeurs de λ_0 consécutives aux déplacements longitudinaux successifs de la cuve dans la cavité.

Les lasers BICH4.3 et BICH4.6, utilisés comme témoins, ont fonctionné avec un courant dans le tube à décharge de 5,00 mA et une amplitude de modulation de 1,0 MHz. BICH4.3 et BICH4.6 ont été asservis par l'intermédiaire des photodétecteurs, respectivement placés devant les sorties côté tube et côté cuve correspondantes.

Le courant dans le tube à He-Ne de "OPTIMAL" a été maintenu à 7,00 mA pendant toute la durée de l'expérience.

Pour chaque valeur de λ_0 , les mesures ont été effectuées en asservissant "OPTIMAL" par chacune de ses sorties.

IV.4.4.2. Tableau de résultats et courbes

Nous avons pu déterminer, par la méthode statistique utilisée au paragraphe III.5.2, que les stabilités de fréquence des lasers BICH4.3 et BICH4.6 avaient été pratiquement les mêmes lors de cette série d'expériences. Pour cette raison les valeurs de fréquence qui sont données dans le tableau IV.2, sont calculées de la manière suivante :

$$\Delta f = \overline{f(\text{"OPTIMAL"}) - f(\text{BICH4.4})} - \frac{1}{2} \left[\overline{f(\text{BICH4.3}) - f(\text{BICH4.4})} + \overline{f(\text{BICH4.6}) - f(\text{BICH4.4})} \right].$$

Les écarts-types, par rapport à la moyenne, correspondants sont obtenus en moyennant statistiquement ceux obtenus pour chacun des couples de lasers "OPTIMAL" - BICH4.6 et "OPTIMAL" - BICH4.3.

Tableau IV-2
Effet de modulation sur "OPTIMAL"
pour différentes positions de la cuve dans la cavité

$$f(\text{"OPTIMAL"}) = \frac{f(\text{BICH4.3}) + f(\text{BICH4.6})}{2} \quad (\text{Hz})$$

		longueur de l'espace libre l_0 (mm)							
		$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	$l_0 \text{ max}$	
		-20	-40	-50	-60	-80	-100	-120	
Détecteur de "OPTIMAL" côté tube	1,0	1543 13	1158 11	967 7	622 16	241 10	-230 9	-749 11	
	0,8	1299 9	828 9	446 10	167 10	-312 16	-863 10	-1528 12	
	0,6	986 16	486 10	29 10	-283 12	-829 16	-1383 12	-2234 10	
	0,4	595 24	419 13	-418 19	-696 18	-1222 17	-1831 16	-2614 25	
	1,2	1595 13	1364 13	1174 10	1004 15	759 13	454 11	58 13	
	1,4	1524 8	1401 11	1337 13	1313 10	1165 12	1087 11	865 13	
	1,6	1278 10	1410 10	1393 11	1459 10	1572 12	1700 12	1678 10	
	1,8	973 9	1316 8	1401 14	1554 9	1961 11	2309 11	2545 14	
	2,0	617 11	1202 11	1379 12	1618 13	2291 11	2890 12	3352 15	
	2,2	173 12	999 11	1276 7	1676 12	2601 12	3451 13	4148 13	
	2,4	-221 12	827 11	1197 11	1690 15	2890 12	4014 12	4993 11	
	1,0	1550 14	1184 12	861 11	627 10	232 13	-189 12	-713 10	
	Détecteur de "OPTIMAL" côté cuve	1,0	-1172 10	-1327 13	-1482 11	-1572 5	-1587 9	-1812 11	-1854 14
		0,8	-1402 11	-1593 11	-1728 11	-1934 12	-2071 10	-2382 9	-2491 12
0,6		-1271 10	-1810 14	-2047 17	-2314 12	-2536 14	-2997 13	-3168 15	
0,4		-2260 14	-2473 17	-2568 22	-2754 20	-2903 15	-3189 15	-3373 27	
1,2		-1438 10	-1334 9	-1339 13	-1456 7	-1323 10	-1342 10	-1237 11	
1,4		-1510 12	-1332 9	-1257 14	-1336 10	-1047 13	-902 13	-613 11	
1,6		-1785 10	-1479 14	-1302 11	-1331 9	-853 9	-496 11	-57 10	
1,8		-2180 8	-1682 9	-1439 8	-1359 12	-704 12	-136 13	560 13	
2,0		-2631 10	-1924 12	-1560 8	-1466 11	-595 11	249 14	1147 9	
2,2		-3121 13	-2218 12	-1940 10	-1608 14	-510 13	585 9	1716 11	
2,4		-3619 14	-2572 8	-2172 6	-1784 10	-442 12	922 13	2314 11	
1,0		-1209 9	-1213 15	-1451 9	-1552 12	-1683 14	-1810 12	-1881 8	

IV.4.4.3. Analyse des résultats et conclusion

Les courbes de la figure IV.7 montrent, de manière probante, l'évolution de la dissymétrie du pic d'absorption saturée en fonction de $\underline{\lambda}_0$. Cette évolution semble due à la contribution de plusieurs facteurs dont les influences relatives dépendent de la position de la cuve dans la cavité. Là encore on se heurte à des phénomènes difficilement explicables dans la mesure où ils n'ont jamais été mis en évidence auparavant et n'ont donc pas fait l'objet d'une approche théorique quelconque.

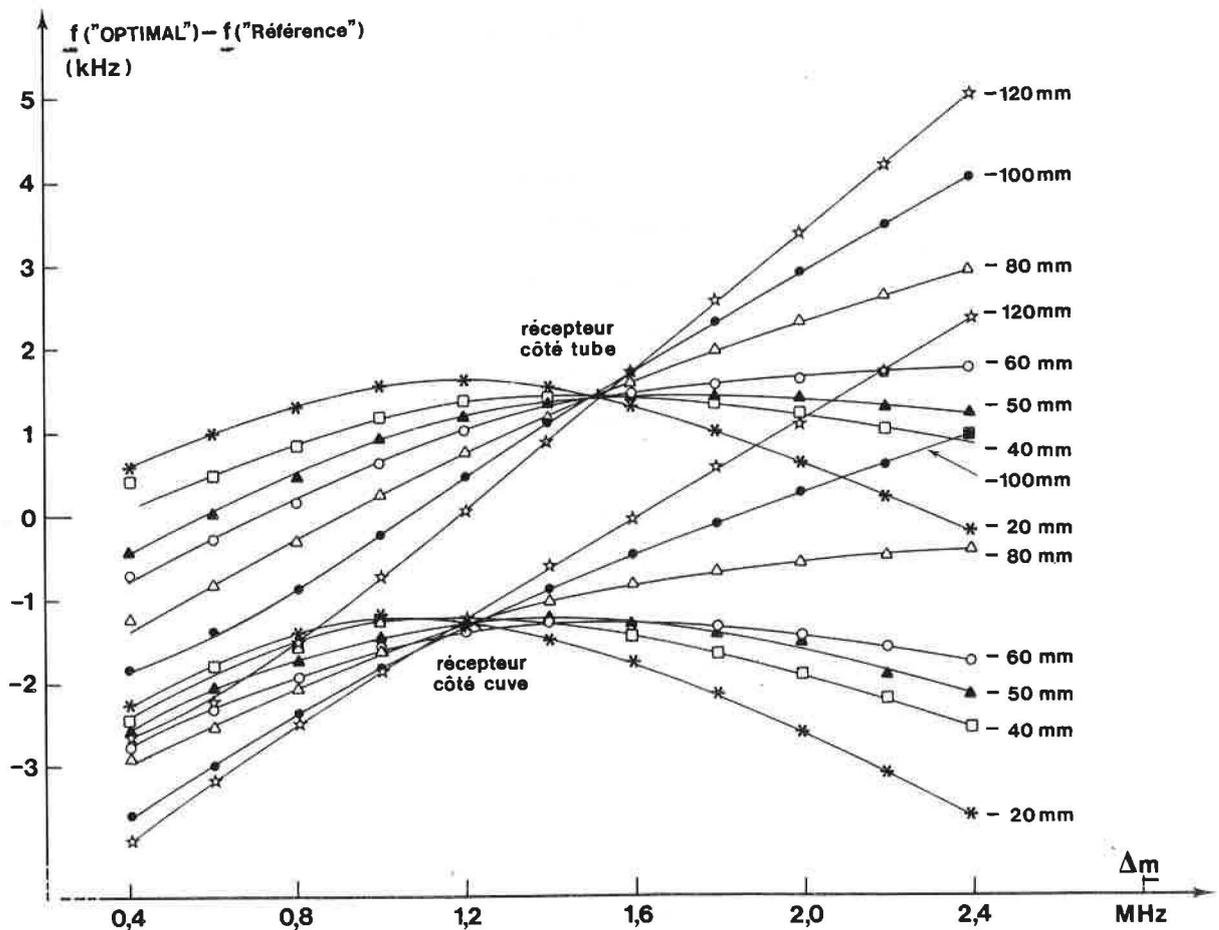


Figure IV-7

Effet de modulation sur "OPTIMAL"
pour différentes valeurs de l'espace libre l_0

nota : les valeurs du paramètre $\underline{\lambda}$ qui figurent sur les faisceaux de courbes correspondent à $\underline{\lambda}_0 = \underline{\lambda}_{0\text{max}} + \underline{\lambda}$

Outre le phénomène lié à la dispersion saturée, que nous tentons de mettre en évidence, et le fait que la raie est intrinsèquement dissymétrique (structure hyperfine non résolue), il se pourrait qu'il s'agisse d'autres problèmes liés à la propagation des faisceaux dans la cavité. En effet le déplacement longitudinal de la cuve dans la cavité provoque des modifications des caractéristiques des faisceaux qui s'y propagent en sens contraire. Par conséquent les pertes "fixes" par diffraction changent, entraînant des variations des conditions de saturation de l'absorbant et donc des déformations du pic d'absorption saturée.

Il pourrait s'agir également d'un problème lié au mouvement de la céramique piézoélectrique de modulation : même si l'on n'a pas mis en évidence d'effets importants (voir paragraphe III.4.3) le moindre défaut induit un signal parasite, à la fréquence f , dont les caractéristiques dépendent des caractéristiques des faisceaux et donc, par conséquent, de la position longitudinale de la cuve dans la cavité.

Dans ces conditions, il est difficile de comparer les résultats expérimentaux obtenus, à la valeur théorique $\lambda_{0\text{opt}}$ déterminée précédemment et qui correspondait à $[(\lambda_{0\text{max}} - 60,7) \pm 1,2 \text{ mm}]$. Pour les amplitudes de modulation supérieures à 1,0 MHz, on constate toutefois qu'il existe une valeur de λ_0 pour laquelle l'effet de modulation est minimal et qui est différente selon la sortie du résonateur considérée : on obtient en effet $\lambda_{0\text{opt}} \text{ pratique} \approx [(\lambda_{0\text{max}} - 60)\text{mm}]$ pour le détecteur placé côté tube et $\lambda_{0\text{opt}} \text{ pratique} \approx [(\lambda_{0\text{max}} - 70)\text{mm}]$ lorsqu'il est placé côté cuve. Ces deux valeurs ne sont donc pas très éloignées de la valeur théorique ce qui, compte tenu des phénomènes expérimentaux rencontrés et des approximations faites lors de l'établissement du modèle, est tout à fait satisfaisant.

Ces résultats confirment donc bien qu'il existe une géométrie de la cavité qui permet de minimiser les effets de lentille dans l'absorbant.

Nous avons également tracé, sur la figure IV.8, en utilisant les données du tableau IV-2 pour une largeur de modulation de 1,0 MHz, l'évolution de la fréquence de la radiation émise en fonction de la position de la cuve dans la cavité : on constate une évolution quasi

linéaire de $71,3 \text{ Hz.cm}^{-1}$ et de 228 Hz.cm^{-1} lorsque le détecteur d'asservissement utilisé est respectivement celui placé côté cuve et celui placé côté tube. Là encore, il n'y a pas d'explication immédiate à ce phénomène ; cependant nous avons constaté, lors de cette expérience, que le contraste du pic augmentait d'environ dix pour cent quand λ_0 passait de sa valeur maximale à sa valeur minimale. Il pourrait donc s'agir d'un effet de puissance.

De toute façon les résultats obtenus sur les lasers "classiques" sont confirmés ; la fréquence de la radiation émise est plus haute quand on asservit le laser à l'aide du détecteur placé côté tube ; de même le gain du milieu amplificateur et les caractéristiques des miroirs (rayon de courbure et transmission) semblent influencer fortement sur l'effet de "sortie". On constate que pour "OPTIMAL" la différence de fréquence qui résulte de cet effet de "sortie" ($\Delta f \approx 2,2 \text{ kHz}$ pour $\lambda_0 \approx \lambda_{0 \text{ opt}}$) est plus faible que celles obtenues pour BICH4.3 et BICH4.6 et que les allures des courbes d'effet de modulation sont identiques pour les deux sorties du résonateur : ces observations confirment les conclusions que nous avons développées dans le chapitre III et en particulier que la nature même du système He-Ne-CH₄ est un obstacle à une bonne reproductibilité de fréquence de cet étalon.

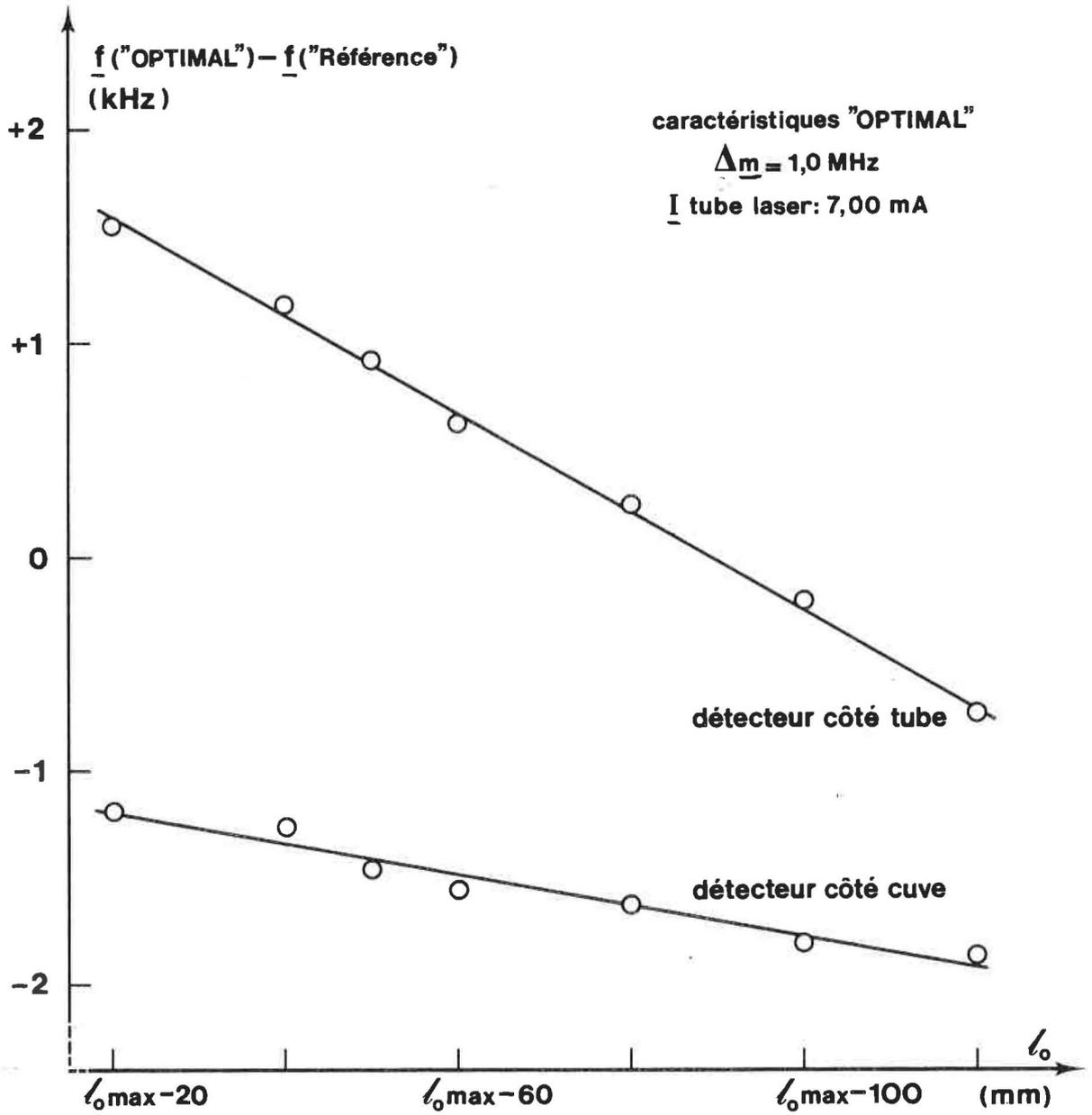


Figure IV-8 : Variation de la fréquence avec l_0

CHAPITRE V

CONCLUSION GENERALE

Ce travail nous a permis de mettre en évidence un certain nombre d'effets nouveaux qui perturbent la répétabilité et la reproductibilité de fréquence des lasers à He-Ne asservis à $\lambda = 3,39 \mu\text{m}$.

On a pu prouver que les dissymétries du pic d'absorption saturée dépendaient fortement des conditions de fonctionnement du laser puisque l'on a montré que le signe et la valeur du coefficient moyen de variation de la fréquence en fonction de l'amplitude de modulation étaient fonction du courant dans le tube à décharge. Etant donné le caractère évolutif du mélange d'hélium et de néon cela pose un problème important quant à la pérennité de la fréquence de la radiation émise par ce type d'étalon.

On a mis en évidence que ces lasers fournissent une fréquence différente selon que l'on utilise l'une ou l'autre des sorties du résonateur pour l'asservissement ; on a constaté que la fréquence de la radiation émise était systématiquement plus haute lorsque l'on utilisait le détecteur placé sur la sortie côté tube. Ce phénomène n'ayant jamais été observé dans le cas des lasers du domaine visible, il est vraisemblable que cette différence significative est liée à la nature même du système He-Ne-CH₄. Dans le tableau V-1 nous avons reporté les caractéristiques principales des trois lasers que nous avons étudiés sans y faire figurer celles des cuves à méthane puisque celles-ci sont les mêmes pour les trois lasers.

	M ₁		M ₂		tube laser			$\Delta \underline{f}$ $\underline{f}(\text{tube}) - \underline{f}(\text{cuve})$ (kHz)
	$\frac{R_1}{(m)}$	τ_1	$\frac{R_2}{(m)}$	τ_2	diamètre capillaire (mm)	gain	absorption des 2 fenêtres par passage	
BICH4.3	∞	0,03	2,17	0,03	3,0	\underline{g}_0	$\approx 0,14$	+ 4,4
BICH4.6	3,0	0,36	1,2	0,36	3,0	\underline{g}_0	$\approx 0,14$	+ 8,5
"OPTIMAL"	1,0	0,03	0,6	0,05	5,7	0,4 \underline{g}_0	$\approx 0,04$	+ 2,2

tableau V-1 : caractéristiques des lasers étudiés

nota : $\underline{f}(\text{tube})$ veut dire que le détecteur utilisé pour l'asservissement du laser est placé sur la sortie côté tube ; $\underline{f}(\text{cuve})$ se rapporte au détecteur placé devant la sortie cuve.

Nous avons représenté sur la figure V.1, les différences de fréquence observées entre chacune des sorties des lasers lorsque ceux-ci fonctionnent dans les conditions habituelles. En examinant ce graphique et en s'appuyant sur les données du tableau V-1, on constate, de manière éloquente, que les différences de fréquence $f(\text{tube}) - f(\text{cuve})$, pour un même laser, sont d'autant plus faibles que les pertes par passage (transmission des miroirs et absorption des fenêtres notamment) sont plus petites (effet de "sortie" sur "OPTIMAL" < effet de "sortie" sur BICH4.3 < effet de "sortie" sur BICH4.6). Il semble donc que l'on ait intérêt, pour rendre minimal cet effet de "sortie", à se rapprocher le plus possible d'un laser dans lequel le gain du milieu amplificateur et les pertes diverses sont faibles, ce qui ne veut pas dire pour autant que l'exactitude de l'étalon, ainsi réalisé, soit meilleure.

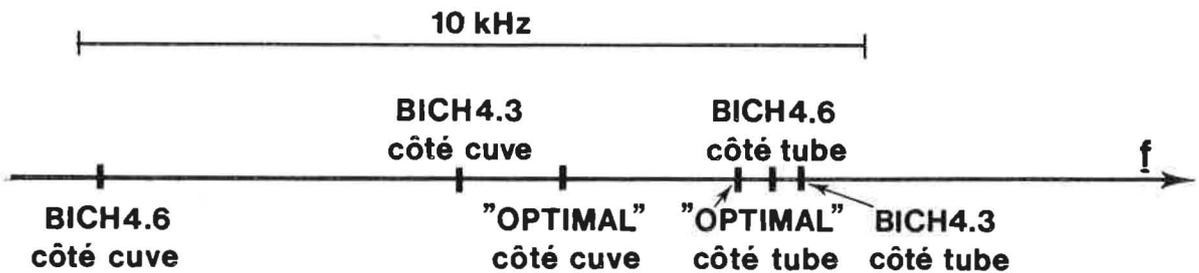


Fig. V.1.- Fréquences des radiations émises par les lasers étudiés

Nous avons élaboré un modèle théorique simple qui permet, par l'emploi des solutions préconisées, de minimiser les effets de lentille dans les milieux absorbant et amplificateur. Avec un laser construit selon les critères établis nous avons montré que l'on pouvait rendre minimal l'effet de modulation lié à la dissymétrie du pic d'absorption saturée et nous avons ainsi apporté la preuve que, malgré les hypothèses simplificatrices de départ, le modèle développé permettait d'expliquer en partie certains problèmes rencontrés lors des comparaisons internationales.

L'étude des solutions du modèle, physiquement réalisables, a permis de conclure que l'on pouvait réaliser des cavités de type asymétrique qui permettent de localiser l'onde plane au milieu de la cuve d'absorbant et donc de minimiser les effets de courbure des fronts d'onde. Ce type de cavité doit donc être, de préférence, utilisé.

Si l'on veut assurer, aux ondes se propageant dans le résonateur des courbures minimales on constate que l'on devra revoir complètement les critères de construction des lasers qui avaient été en vigueur jusqu'à maintenant, notamment en fabriquant des cuves d'absorption assez longues ce qui, dans une certaine mesure, est une bonne chose puisque l'on pourra diminuer la pression de remplissage de ces cuves, tout en conservant un contraste de pic suffisant, et par là-même réduire les effets de "sortie" constatés sur les lasers que nous avons étudiés.

L'idéal serait évidemment de minimiser simultanément les effets de lentille dans les milieux absorbant et amplificateur. L'étude que nous avons faite dans ce but, à l'aide de notre micro-ordinateur, n'a pas permis de dégager de solution viable pour les composants en notre possession. Des équipes travaillant sur ce problème ont proposé des modèles pratiques plus compliqués consistant à utiliser deux tubes laser et une cuve d'absorbant dans la même cavité et à jouer sur la différence des courants de décharge pour minimiser l'effet de lentille dû au milieu amplificateur [45]. Pour notre part nous étudions une cavité qui devrait réduire tous les phénomènes parasites que nous venons de décrire et permettre ainsi l'étude de phénomènes beaucoup plus petits.

Parallèlement il est nécessaire de compliquer le modèle théorique établi pour rendre compte, en particulier, des effets de "sortie" que nous avons mis en évidence, mais d'ores et déjà il est applicable aux systèmes He-Ne-L₂ à $\lambda = 612$ nm et à $\lambda = 633$ nm et devrait fournir des résultats tout aussi probants.

Le travail résumé dans ce mémoire montre donc que l'on peut encore améliorer grandement les performances, déjà excellentes, de ces étalons. Il ouvre la voie à de nouvelles réalisations et l'on peut conclure en disant que le travail de métrologie commence.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Documents Concerning the New Definition of the Metre, Metrologia, 19, n° 4, 1984, pp. 163-177
- [2] HANES G.R., DAHLSTROM C.E. - Iodine hyperfine structure observed in saturated absorption at 633 nm, Appl. Phys. Lett., 14, n° 11, June 1969, pp. 362-364
- [3] BARGER R.L., HALL J.L. - Pressure shift and broadening of methane line at 3.39 μm studied by laser-saturated molecular absorption, Phys. Rev. Lett., 22, n° 1, January 1969, pp. 4-8
- [4] CHARTIER J.-M. - Results of International Comparisons Using Methane-Stabilized He-Ne Lasers at 3.39 μm and Iodine-Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm, IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-32, n° 1, March 1983, pp. 81-83
- [5] BIPM Comptes Rendus 11^e Conf. Gén. Poids et Mesures, 1960
(Recommandation du Comité International des Poids et Mesures)
- [6] GREENSTEIN H. - Theory of a Gas Laser with Internal Absorption Cell, J. Appl. Phys., 43, n° 4, April 1972, pp. 1732-1750
- [7] LETOKHOV V.S., LEBEDEV P.N. - Self-Stabilization of Laser Optic-oscillation Frequency by Nonlinear Absorption in Gas, ZhETF Pis'ma, 6, n° 4, August 1967, pp. 597-600.
- [8] LEE P.H., SKOLNICK M.L. - Saturated neon absorption inside a 6328-Å Laser, Appl. Phys. Lett., 10, n° 11, June 1967, pp. 303-305
- [9] BENNET S.J., CEREZ P. - Hyperfine structure in iodine at the 612-nm and 640-nm helium-neon laser wavelengths, Opt. Commun., 25, n° 3, June 1978, pp. 343-347

- [10] BERTINETTO F., CORDIALE P., FONTANA S., PICOTTO G.B. - Recent progresses in He-Ne lasers stabilized to $^{127}\text{I}_2$. IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-34, n° 2, June 1985, à paraître
- [11] GIACOMO P. - Lasers asservis sur une raie d'absorption saturée, Rapport interne du BIPM, BIPM-72/8, 1972
- [12] SUZUKI T. - A Low-Noise He-Ne Laser Tube, IEEE J. Quantum Electron., QE-5, n° 2, February 1969, pp.132-133
- [13] CHARTIER J.-M., AVRONS D. - Principes technologiques, PTB-Bericht, Me-17, Mai 1977, pp. 13-31
- [14] HALL J.L., BORDE C. - Measurement of Methane Hyperfine Structure Using Laser Saturated Absorption, Phys. Rev. Lett., 30, n° 22, May 1973, pp. 1101-1104
- [15] CEREZ P., BRILLET A. - Factors which Limit the Reproducibility of Iodine Stabilized He-Ne Lasers, Metrologia, 13, n° 1, 1977, pp. 29-33
- [16] HELMCKE J., BAYER-HELMS F. - Estimation and Investigation of Instrumental Frequency Offsets of Iodine Stabilized He-Ne-Lasers, PTB-Bericht, Me-17, Mai 1977, pp. 111-131
- [17] ARNDT R. - Analytical Line Shapes for Lorentzian Signals Broadened by Modulation, J. Appl. Phys., 36, n° 8, August 1965, pp. 2522-2524
- [18] BLAIR D.P. - Frequency offset of a stabilized laser due to modulation distortion, Appl. Phys. Lett., 25, n° 1, July 1974, pp. 71-73

- [19] BAYER-HELMS F. - Evaluation of the International Intercomparison Measurements (March 1976) with $^{127}\text{I}_2$ -Stabilized He-Ne-Lasers: Spacings of the Hyperfine Structure Components, PTB-Bericht, Me-17, Mai 1977, pp. 139-146
- [20] ROWLEY W.R.C. - Bidirectional counting for the measurement of laser beat frequencies, J. Phys. E, 8, n° 3, March 1975, pp. 223-226
- [21] BRILLET A. - Application de l'absorption saturée à la réalisation d'étalons de fréquence optiques, Thèse présentée à l'Université Paris XI, mai 1976, p. 112
- [22] HALL J.L., BORDE C.J. - Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of the laser wave fronts, Appl. Phys. Lett., 29, n° 12, December 1976, pp. 788-790
- [23] KRAMER G., WEISS C.O., HELMCKE J. - Laser frequency stabilization by means of saturation dispersion, Z. Naturforsch., 30a, 1975, pp. 1128-1132
- [24] ALLAN D.W. - Statistics of atomic frequency standards, Proc. IEEE, 54, n° 2, 1966, pp. 221-230
- [25] BIPM Com. Cons. Déf. Mètre, 7, 1982, pp. M30-M31
- [26] JOLIFFE B.W., KRAMER G., CHARTIER J.-M. - Methane-Stabilized He-Ne Laser Intercomparisons 1976, IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-25, n° 4, December 1976, pp. 447-450
- [27] BIPM Com. Cons. Déf. Mètre, 7, 1982, pp. M16
- [28] BIPM Proc.-Verb. Com. Int. Poids et Mesures, 45, 1977, pp. 28-29
- [29] BIPM Proc.-Verb. Com. Int. Poids et Mesures, 46, 1978, pp. 33-34

- [30] KOSHELYAEVSKII N.B., OBOUKHOV A., TATARENKOV V.M., CHARTIER J.-M., FELDER R. - International Comparison of Methane-Stabilized He-Ne Lasers, Metrologia, 17, n° 1, 1981, pp. 3-6.
- [31] BERTINETTO F., CORDIALE P., PICOTTO G.B., CHARTIER J.-M., FELDER R., GLÄSER M. - Comparison Between the $^{127}\text{I}_2$ Stabilized He-Ne Lasers at 633 nm and 612 nm of the BIPM and the IMG, IEEE Trans. Instrum. Meas., IM-32, n° 1, March 1983, pp. 72-76.
- [32] FELDER R., BERTINETTO F. - Comparaison internationale de lasers à He-Ne asservis sur l'iode, en cuve interne, à $\lambda = 612$ nm. BIPM Rapport BIPM-82/4, 1972
- [33] GARSIDE B.K. - Mode Spectra in Ring and Normal Lasers. IEEE J. Quantum Electron., QE-4, n° 11, November 1968, pp. 940-948
- [34] LE FLOCH A., LENORMAND J.M., LE NAOUR R., TACHE J.P. - A critical geometry for lasers with internal lens like effects. J. Phys. Lett., 43, n° 14, juillet 1982, pp. L-493 - L-498
- [35] STEPHAN G., TALEB H., LEGROS F., PESTY C. - Mise en évidence expérimentale de deux causes de dissymétrie dans la raie d'émission d'un laser à gaz. J. Phys., 43, février 1982, pp. 255-261
- [36] TITOV A. - Saturated refractive index frequency shifts in lasers stabilized by saturated absorption. Opt. Comm., 43, n° 6, November 1982, pp. 419-424
- [37] CEREZ P., FELDER R. - Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers. Appl. Opt., 22, n° 8, April 1983, pp. 1251-1256

- [38] STEPHAN G., TRÜMPER M. - Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers: comments. Appl. Opt., 22, n° 21, November 1983, pp. 3312-3313
- [39] CEREZ P., FELDER R. - Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers: author's reply to comments. Appl. Opt., 22, n° 21, November 1983, pp. 3313-3314
- [40] Voir référence [16]
- [41] KOGELNIK H. - Imaging of Optical Modes - Resonators with Internal Lenses. Bell Syst. Tech. J., 44, March 1965, pp. 455-494
- [42] BAUES P. - Huygens' Principle in Inhomogeneous, Isotropic Media and a General Integral Equation Applicable to Optical Resonators. Opto-electronics, 1, 1969, pp. 37-44
- [43] BAUES P. - The connection of Geometrical Optics with the Propagation of Gaussian Beams and the Theory of Optical Resonators. Opto-electronics, 1, 1969, pp. 103-118.
- [44] YARIV A. - Introduction to Optical Electronics - Second edition, Holt, Rinehart and Winston, 1976, p. 20
- [45] LE FLOCH A., LENORMAND J.M., ROPARS G., LE NAOUR R. - Twofold critical geometry for lasers. Opt. Lett., 9, n° 11, November 1984, pp. 496-498
-