

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

CABARET Louis

ETUDE ET REALISATION D'UN LASER DE PUISSANCE,
PULSÉ, MONOMODE, ACCORDABLE EN LONGUEUR D'ONDE.

Soutenu le 23 juin 1982

JURY

M. A. DIDIER, Président,

MM. C. CARLES
P. LEBON
S. LIBERMAN
J. PINARD

*J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur S. LIBERMAN,
Directeur du Laboratoire A. Cotton, qui m'a confié ce travail sur un
sujet aussi passionnant.*

*Je remercie vivement Monsieur le Professeur C. CARLES qui m'a
suivi avec attention pendant ces dernières années de scolarité au CNAM.*

*Je suis particulièrement reconnaissant à Monsieur J. PINARD
qui m'a apporté une aide précieuse et soutenue en dirigeant ce travail.*

*J'ai été très heureux de pouvoir participer aux recherches
menées par Monsieur A. TALEB à l'aide de la première version du laser.*

*Je tiens à remercier également tout le personnel technique du
laboratoire, en particulier les services de fabrication mécanique,
d'électronique et des couches minces, sans lesquels je n'aurais pu
mener à bien la réalisation de ce laser.*

*Je remercie enfin Madame M. CALVIGNAC qui a su dactylographier
ce mémoire avec le soin et la rapidité qui s'imposaient.*

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I - LES LASERS A COLORANT</u>	5
I.1. Introduction	5
I.2. Principe	6
I.2.1. Description physique	6
I.2.2. Conditions d'oscillation	8
I.2.3. Considérations de puissance	13
I.2.4. Influence de l'introduction d'un absorbant dans la cavité	14
I.3. Systèmes fonctionnant par impulsion	16
I.3.1. Lasers à colorant pompés par laser	17
I.3.2. Lasers à colorant pompés par lampes flash	19
I.4. Systèmes fonctionnant en continu	20
I.4.1. Systèmes monomodes classiques	20
I.4.2. Lasers en anneau	22
I.5. Conclusion	23
<u>CHAPITRE II - PRINCIPE DES LASERS A INJECTION</u>	24
II.1. Introduction	24
II.2. Etude qualitative	25
II.3. Analyse théorique	27
II.3.1. Comportement d'une cavité soumise à un rayonne- ment injecté	27
II.3.2. Puissance requise pour l'injection	30

II.3.3. Intensité de sortie en mode injecté	32
II.3.4. Durée du premier plateau	32
II.3.5. Remarques à propos des considérations théoriques	34
II.4. Le laser à injection à double excitation	36
II.4.1. Description du montage	36
II.4.2. Performances du premier montage	37
II.5. Exemple de laser à injection à deux cavités	39
II.6. Conclusion	40
<u>CHAPITRE III - DESCRIPTION DU SYSTEME LASER</u>	42
III.1. Introduction	42
III.2. Présentation schématique de l'ensemble	43
III.3. La cavité du laser à colorant accordable	45
III.3.1. Les éléments optiques	45
a) Les éléments passifs, non sélecteurs :	
miroirs, cellule excitée en impulsions	46
b) Les éléments actifs, sélecteurs de	
longueur d'onde	49
. le jet de colorant	49
. le filtre de Lyot	50
. l'étalon de Fabry-Perot	53
. les modes de la cavité	56
III.3.2. Le laser à injection	58
III.3.3. Systèmes d'asservissement et de balayage	64
a) Le sigmamètre	64
b) L'asservissement du laser à colorant	66
c) Le balayage du laser à colorant	67
III.4. Le système d'amplification	68
III.4.1. Quelques considérations théoriques	69
III.4.2. Le préamplificateur	71
III.4.3. Les amplificateurs de puissance	73

III.4.4. Le rotateur de polarisation à effet Faraday ..	77
a) Le montage optique	78
b) Le circuit de commande de l'impulsion de courant	81
III.5. Doublage et mélange de fréquences	84
III.5.1. Principe	84
III.5.2. Essais réalisés au laboratoire	91
a) Doublage de fréquence	91
b) Mélange de fréquences	92
III.6. Conclusion	94
<u>CONCLUSION</u>	96

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, la physique atomique et moléculaire a subi un nouvel essor dû en grande partie au développement des lasers accordables. Ce développement a en effet ouvert le champ à de nouvelles et puissantes méthodes de spectroscopie sub-Doppler. Bien des expériences ont été menées à l'aide de lasers à colorant continus, monomodes, continûment accordables dans des plages de longueurs d'onde de plus de 20 nm et balayables sur plus de 30 GHz, leur puissance est généralement faible (quelques centaines de mW au maximum). D'autres expériences ont été menées à l'aide de lasers fonctionnant en impulsions. Si ces lasers sont d'une mise en oeuvre plus simple que les lasers continus, et délivrent des puissances crêtes plus élevées, par contre, le rayonnement qu'ils émettent possède de moins bonnes propriétés spectrales (ils peuvent être rendus monomodes, mais au prix d'une perte considérable de puissance).

Cependant, certaines conditions expérimentales nécessitent une source laser qui possède à la fois les propriétés des lasers fonctionnant en impulsions et celles des lasers continus. A titre d'exemple,

nous pouvons citer : les expériences mettant en oeuvre un rayonnement ultra-violet monomode (obtenu par doublage ou mélange de fréquences dans des cristaux non linéaires), l'excitation de transitions à deux photons, la spectroscopie résolue dans le temps. Malheureusement, ces deux propriétés (monochromaticité et forte intensité) sont difficilement conciliables, et pour les obtenir simultanément on est amené à réaliser des systèmes relativement complexes.

On trouve essentiellement deux systèmes qui répondent à ces propriétés :

- . les systèmes amplifiant un rayonnement laser continu,
- . les lasers à injection.

Dans le premier type de sources, pour obtenir à partir d'un rayonnement continu de faible intensité des impulsions de forte puissance, il est nécessaire de passer par une chaîne d'amplificateurs de gain relativement élevé ($\sim 10^6$) ; cela ne se fait pas sans prendre des précautions importantes et la mise en oeuvre est très délicate au niveau du découplage optique entre les étages amplificateurs {1}{2}.

L'avantage du laser à injection est que le signal monochromatique de faible intensité est injecté et amplifié à l'intérieur même d'une cavité accordée où le gain par simple passage reste faible {3}{4}{5}.

Le système laser mis au point en 1976 au laboratoire A. Cotton est en quelque sorte une synthèse des deux précédents {6}. C'est un laser dans lequel une seule cavité d'un laser à colorant continu monomode et accordable sert à "piloter" des impulsions créées dans cette même cavité par un laser Nd:YAG. Les propriétés spectrales des impulsions

ainsi obtenues sont sensiblement les mêmes que celles de la source continue. Un ensemble à plusieurs étages d'amplification permet, à partir des précédentes, d'obtenir des impulsions dont la puissance crête est de quelques centaines de Watts et qui peuvent être ensuite doublées en fréquence sans difficulté.

Ce premier montage a fonctionné plusieurs années d'une façon parfaitement satisfaisante et a principalement donné l'accès à l'étude à très haute résolution des états de Rydberg des atomes de Rubidium {7}. L'excitation de ces états doit être effectuée à l'aide d'une longueur d'onde d'environ 300 nm : la fréquence doublée d'un laser à colorant à rhodamine 6 G dans un cristal d'ADA s'est montrée très bien adaptée pour cette expérience.

Il est cependant apparu rapidement qu'un outil aussi performant devait être rendu plus universel, c'est-à-dire que sa gamme spectrale devait s'étendre sur tout le spectre U.V. et visible accessible et, en outre, que sa puissance devait être considérablement augmentée. C'est ce qui nous a conduit à envisager le montage qui fait l'objet du présent mémoire.

Nous allons donc exposer d'une façon détaillée l'étude et la réalisation de ce nouveau système. Il nous a paru indispensable dans un premier chapitre, de rappeler le principe de fonctionnement des lasers à colorant et de présenter quelques montages classiques qui entrent, pour la plupart, dans la réalisation de lasers à injection.

Dans un second chapitre, nous examinerons théoriquement le principe des lasers à injection et nous présenterons le premier montage effectué au laboratoire. Nous nous attarderons plus longuement, dans un

troisième chapitre, sur la description des divers éléments du système et, en particulier, sur la cavité du laser à colorant, les méthodes d'asservissement et de balayage. Tout au long de l'exposé nous commenterons les performances obtenues ; enfin, pour conclure, nous comparerons ces performances avec celles d'autres systèmes un peu équivalents que nous aurons décrits par ailleurs.

CHAPITRE I

LES LASERS A COLORANT

I - LES LASERS A COLORANT

I.1. INTRODUCTION

La découverte des lasers à colorants organiques remonte à 1966 ; leur développement a été assez important, en particulier pour les applications en spectroscopie optique, et ceci du fait de leur propriété essentielle de pouvoir osciller sur n'importe quelle longueur d'onde d'un domaine spectral relativement large : il est donc possible de faire coïncider avec une très grande exactitude la fréquence d'un laser à colorant avec celle d'une transition atomique que l'on veut étudier.

De nombreux colorants organiques se prêtent au fonctionnement de tels lasers. Ces colorants sont constitués de grosses molécules : assemblages complexes d'un grand nombre d'atomes. On peut cependant décrire d'une façon assez simple les propriétés spectrales de telles molécules ; c'est ce que nous ferons dans la suite en nous arrêtant sur quelques cas concrets de cavités fonctionnant en impulsions aussi bien qu'en régime continu.

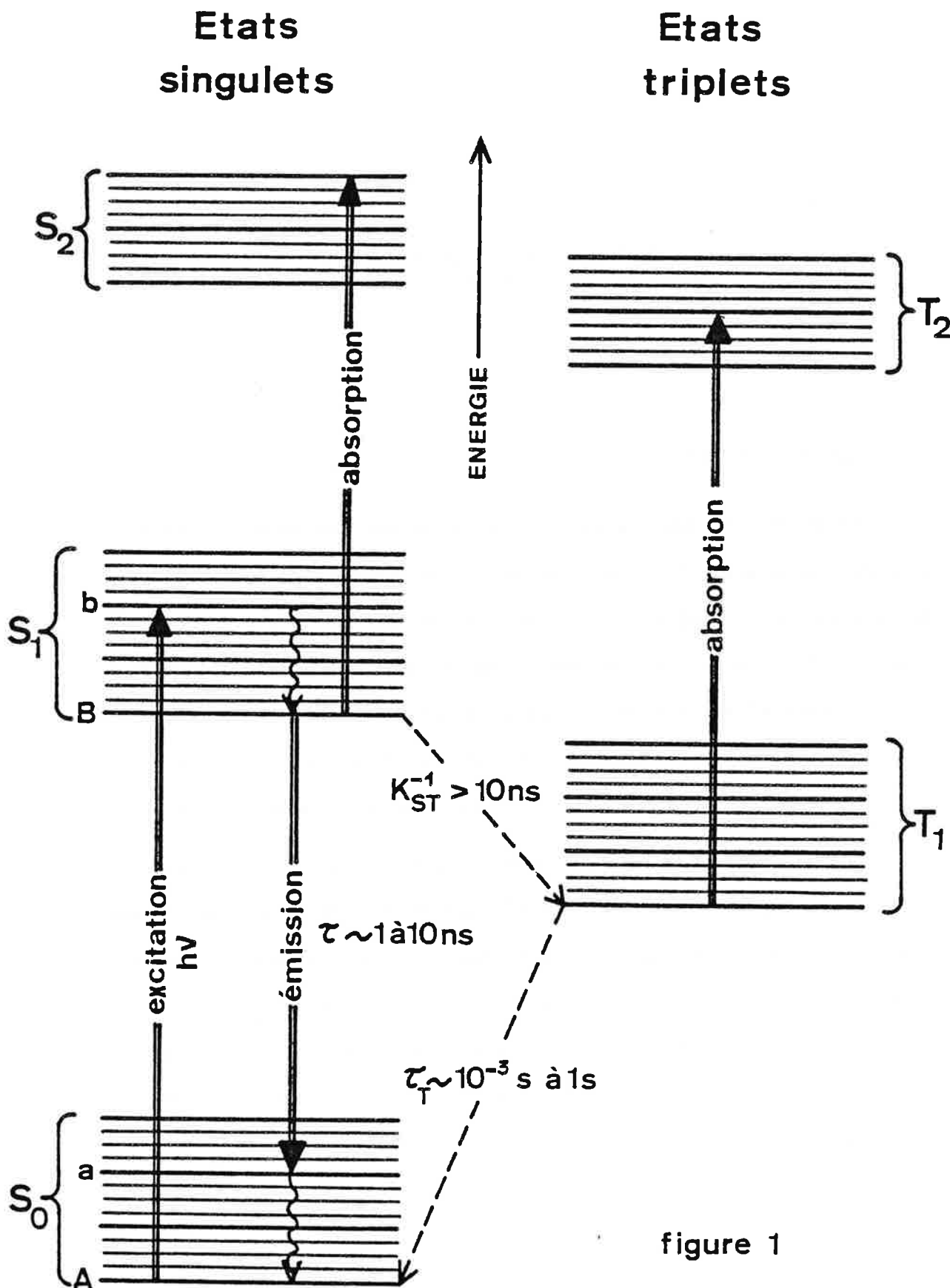


figure 1

REPRESENTATION SCHEMATIQUE DES NIVEAUX D'ENERGIE
D'UNE MOLECULE DE COLORANT

I.2. PRINCIPE

I.2.1. Description physique {8}.

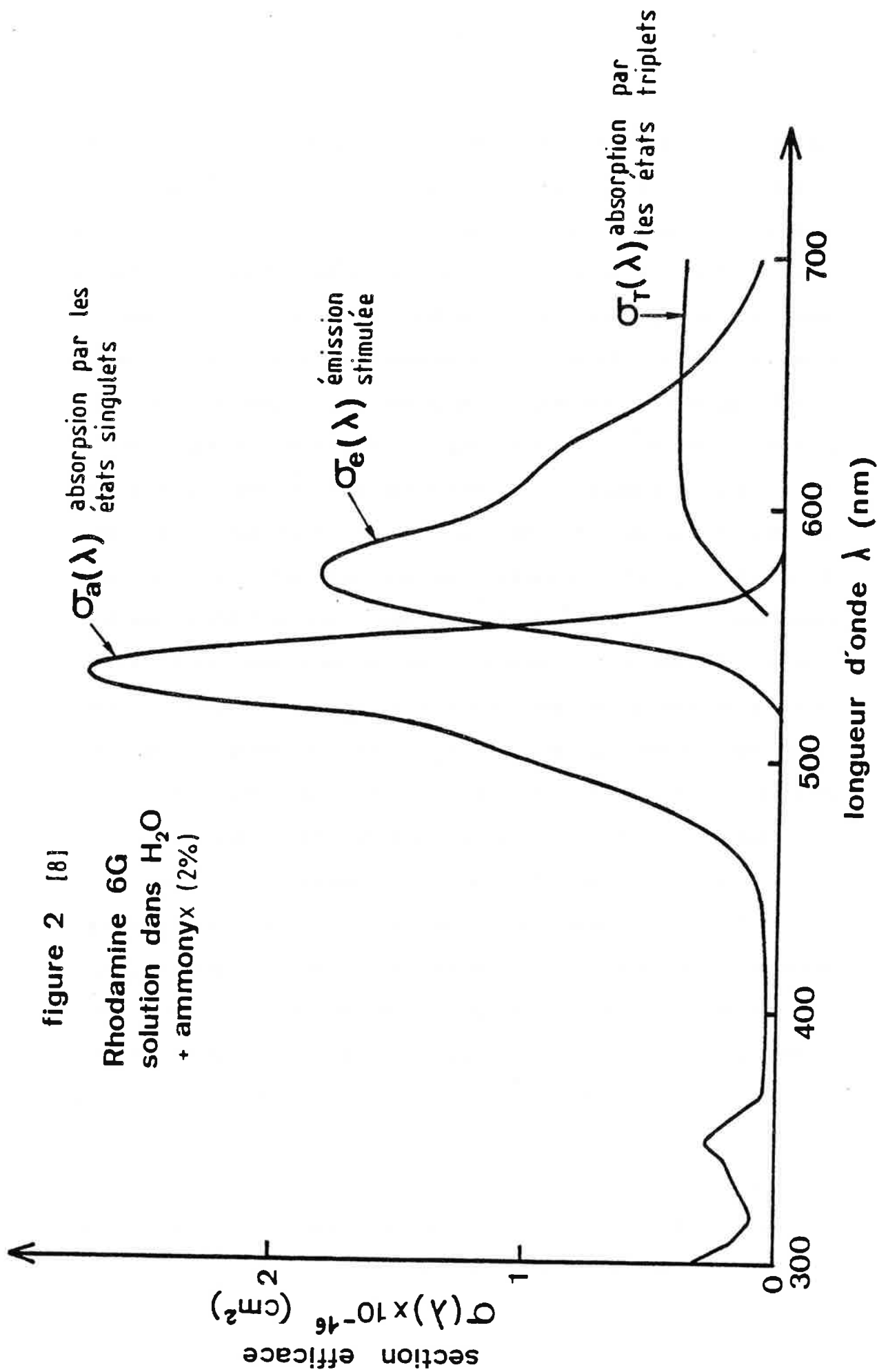
Les molécules de colorant possèdent en général un nombre pair d'électrons. Leur état fondamental est donc caractérisé par des électrons appariés évoluant sur des orbitales électroniques de telle façon que le spin total soit nul : c'est un état singulet noté S_0 (Figure 1). Dans un état excité, l'un des électrons change d'orbitale et peut donc se trouver dans l'un ou l'autre des états de spin, de telle sorte que le spin total de la molécule soit ou bien nul (états singulets S_1 , S_2 ...) ou bien égal à l'unité (états triplets T_1 , T_2 ...). Tous ces niveaux électroniques sont eux-mêmes subdivisés en sous-niveaux vibrationnels (lignes grasses sur la figure) et en sous-niveaux rotationnels (lignes fines). Les niveaux vibrationnels s'étendent sur un domaine de 1400 à 1700 cm^{-1} , tandis que les niveaux rotationnels sont espacés d'intervalles environ cent fois moindres. Les niveaux individuels de ces séries sont eux-mêmes très élargis à cause de perturbations collisionnelles et électrostatiques provoquées par l'environnement des molécules de solvant, si bien qu'il existe un quasi-continuum d'états superposés à chaque niveau électronique.

Le mécanisme de production d'une émission laser est résumé dans la figure 1. Le peuplement d'un niveau b de S_1 est obtenu par excitation optique à une fréquence ν correspondant à la transition $A \rightarrow b$ et telle que $E_b - E_A = h\nu$. Les molécules redescendent très

rapidement ($\sim 10^{-12}$ s), par processus non radiatif, vers le niveau de plus basse énergie de S_1 , noté .B. De ce niveau B, les molécules peuvent retomber par deux processus possibles $B \rightarrow a$ ou $B \rightarrow T_1$. La transition $B \rightarrow a$, la plus probable, peut se faire soit par désexcitation spontanée, qui représente une perte dans le cas du laser, soit par émission stimulée ; là aussi, un processus non radiatif rapide transfère les molécules du niveau a au niveau A. La transition $B \rightarrow T_1$, d'un état singulet vers un état triplet, normalement interdite puisqu'il y a un changement dans le spin total de la molécule, a cependant une certaine probabilité de se produire (non radiativement). Une transition $T_1 \rightarrow S_0$ (phosphorescence) est toujours lente vis-à-vis d'une transition $S_1 \rightarrow S_0$; l'état T_1 agit donc comme un piège et une fraction non négligeable du nombre total des molécules peut résider en T_1 et subir une absorption vers les états T_2, T_n . Malheureusement, comme le spectre d'absorption associé à T_1 recouvre en général partiellement la fluorescence $S_1 \rightarrow S_0$, ceci peut amener des pertes optiques aux fréquences pour lesquelles le gain doit être produit. Nous verrons que ce phénomène n'est gênant que pour le fonctionnement en continu. De T_1 , les molécules peuvent aussi se désexciter vers S_0 par phosphorescence avec des durées de vies longues (10^{-3} à quelques secondes). Le gain optique est associé aux transitions stimulées $B \rightarrow a$ entre les états S_1 et S_0 des états singulets. La durée de vie de l'état B est typiquement d'une dizaine de nanosecondes, par conséquent bien supérieure à la durée de vie des états b et a : il peut donc se créer une inversion de population entre B et les états élevés de S_0 et s'établir une oscillation laser dont le mécanisme de fonctionnement est le type même d'un laser à quatre niveaux. Comme l'inversion de popula-

figure 2 [8]

Rhodamine 6G
solution dans H₂O
+ ammonyx (2%)



tion a lieu entre un niveau supérieur et un continuum de niveaux inférieurs, la fréquence de l'oscillation laser pourra être ajustée dans des limites correspondant au spectre de fluorescence qui n'est pas ou peu affecté par l'absorption.

Sur la figure 2 sont représentés les spectres d'absorption et de fluorescence pour la molécule de Rhodamine 6 G. On peut remarquer le recouvrement partiel de ces courbes, ce qui entraîne généralement une brusque diminution de la courbe de gain vers les faibles longueurs d'onde. On peut noter également, d'après leur courbe d'absorption, le rôle que pourront jouer les états triplets dans les processus de pertes.

La caractéristique essentielle des lasers à colorant est sans nul doute leur courbe de gain à "élargissement homogène". Ceci tient au fait que la probabilité d'émission à une fréquence ν , provoquée par une transition $E_i \rightarrow E_j$, est la même pour toutes les molécules qui sont dans le même niveau E_i . Dans des conditions expérimentales idéales, l'élargissement homogène autorise toutes les molécules de colorant excitées à contribuer au gain à une fréquence unique. Ceci implique en particulier que, dans des conditions de fonctionnement monomode, la puissance de sortie ne devrait pas être beaucoup plus faible qu'en fonctionnement multimode, pourvu que les éléments sélecteurs de longueur d'onde n'introduisent pas de pertes trop grandes.

I.2.2. Conditions d'oscillation {8}{9}

Dans sa forme la plus simple, un laser à colorant est constitué d'un milieu amplificateur de longueur d , contenant une solution de

colorant de concentration N molécules par unité de volume, et de deux miroirs parallèles de pouvoirs réflecteurs $R_1(\lambda)$ et $R_2(\lambda)$.

Plaçons-nous en un point A de la cavité ; soit E_0 l'amplitude du champ électrique à l'instant t_0 en ce point. Après un aller et retour, le champ E_1 en ce même point est défini par :

$$E_1 = a E_0 e^{-\frac{i4\pi L}{\lambda}}$$

où le terme $\frac{4\pi L}{\lambda}$ représente la phase de l'onde à l'instant $t_0 + \Delta t$, avec $\Delta t = \frac{2L}{c}$, L étant la longueur optique de la cavité.

Le facteur d'amplitude réel a contient les contributions des éléments absorbants, diffusants et amplificateurs présents dans le résonateur.

En termes d'intensité, nous aurons :

$$I_1 = E_1 E_1^* = a^2 E_0 E_0^* = a^2 I_0$$

L'accroissement de l'intensité par unité de longueur à la longueur d'onde λ s'écrit :

$$\frac{dI}{dx} = \alpha(\lambda) I$$

où $\alpha(\lambda)$ est caractéristique du milieu (coefficient d'absorption ou d'amplification). Nous avons donc : $I(x) = I_0 e^{\alpha(\lambda)x}$

La force d'un processus d'absorption peut être exprimée en termes de section efficace d'absorption moléculaire $\sigma_a(\lambda)$, définie par

la relation :

$$I(\lambda, d) = I(\lambda, 0) e^{-N\sigma_a(\lambda)d} \quad (1.1)$$

où $I(\lambda, 0)$ est l'intensité d'un faisceau lumineux incident sur un échantillon d'épaisseur d , $I(\lambda, d)$ est l'intensité du faisceau transmis. La section efficace d'absorption a la dimension d'une surface et correspond physiquement à l'aire d'une molécule absorbante à la longueur d'onde λ .

Dans un milieu amplificateur, il est possible de définir également une section efficace d'émission stimulée $\sigma_e(\lambda)$, puisque l'on peut établir le spectre de fluorescence normalisé $E(\lambda)$ avec :

$$\int E(\lambda) d\lambda = \phi \quad (1.2)$$

ϕ étant le rendement quantique de fluorescence (rapport entre l'énergie réémise par fluorescence et l'énergie absorbée).

On a alors :

$$\sigma_e(\lambda) = \frac{\lambda^4}{8\pi C n^2 \tau} E(\lambda) \quad (1.3)$$

où τ est la durée de vie spontanée du niveau excité et n l'indice de réfraction du milieu amplificateur.

On suppose pour simplifier que le rôle des états triplets est négligeable, ce qui sera souvent le cas pratiquement. Alors, avec N_1 molécules de colorant par unité de volume excitées dans le premier état singulet, l'intensité après un aller et retour s'écrit finalement :

$$\begin{aligned}
 I_1 &= I_0 R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda) \exp\left[-2\sigma_a(\lambda) N_0 d\right] \cdot \exp\left[2\sigma_e(\lambda) N_1 d\right] \\
 &= I_0 R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda) G^2(\lambda)
 \end{aligned}$$

où N_0 est la densité de population de l'état fondamental.

$G(\lambda)$ définit un gain par simple passage dans la cavité.

Il pourra y avoir un gain lumineux dans la cavité, donc une oscillation laser, si l'onde est identique à elle-même après un aller et retour, soit si les deux conditions suivantes sont réalisées :

1) La condition de phase : $\frac{4\pi L}{\lambda} = 2p\pi$ soit $\lambda = \frac{2L}{p}$

Cette condition de phase correspond à l'accord d'une cavité résonante pour la longueur d'onde λ et suggère que l'oscillation laser ne pourra avoir lieu que sur des modes propres de la cavité.

2) La condition de gain :

$$R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda) \cdot \exp\left[-2\sigma_a(\lambda) N_0 d\right] \cdot \exp\left[2\sigma_e(\lambda) N_1 d\right] \geq 1 \quad (1.4)$$

En tenant compte du fait qu'en première approximation on a :

$$N = N_0 + N_1$$

cette expression peut se mettre sous la forme plus commode :

$$\gamma(\lambda) = \frac{N_1 c}{N} = \frac{\sigma_a(\lambda) + \frac{r}{N}}{\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)} \quad (1.5)$$

où $r = -\frac{1}{2d} \ln [R_1(\lambda) \cdot R_2(\lambda)]$ rassemble les paramètres du résonateur (les autres types de pertes peuvent être pris en compte par un pouvoir réflecteur effectif R_{eff} .) et $\gamma(\lambda) = \frac{N_1 c}{N}$ est l'inversion critique : inversion de population nécessaire au démarrage de l'oscillation.

On peut alors calculer la fonction $\gamma(\lambda)$ à partir des spectres de fluorescence et d'absorption pour toute concentration N du colorant et pour une valeur r des paramètres de la cavité ; de cette façon, on trouve la fréquence à laquelle demarrera l'oscillation.

Bien entendu, la condition de gain ne peut être satisfaite que si la cavité contient un milieu amplificateur et il est important de noter que c'est à partir du bruit d'émission spontanée engendré dans ce milieu que va démarrer l'oscillation. Lorsque l'émission démarre, le nombre de transitions induites augmente sous l'effet du champ, et si le pompage est suffisamment intense, l'inversion de population se réduit pour atteindre un nouvel état d'équilibre, ce qui bloque ensuite le gain à sa valeur au seuil. Ce mécanisme appelé "saturation du gain" est également d'une importance fondamentale dans les systèmes laser.

En réalité, les différents éléments placés à l'intérieur de la cavité pourront modifier sensiblement le fonctionnement du laser. Le gain $g(\lambda)$ est déterminé par le produit des fonctions de transmission de ces éléments, et le laser va osciller automatiquement au sommet de la courbe de gain résultante. Pour déplacer la longueur d'onde de l'émission laser, on pourra alors déplacer le maximum de la courbe de gain en agissant sur les divers "éléments sélecteurs" de longueur d'onde de la cavité.

1.2.3. Considérations de puissance

La puissance absorbée P_a nécessaire pour maintenir une fraction $\gamma(\lambda)$ de la concentration moléculaire N dans l'état excité est :

$$P_a = \frac{\gamma(\lambda) N h c}{\lambda_p \tau} \quad (1.6)$$

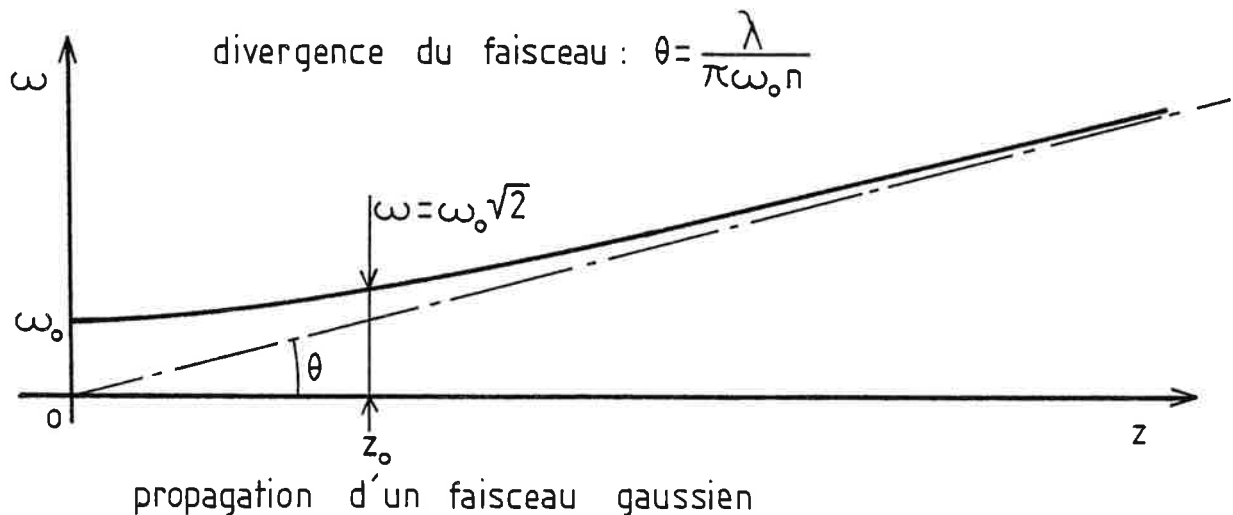
où λ_p est la longueur d'onde de pompage.

En supposant que le rayonnement incident est complètement absorbé dans le colorant, la densité de puissance au seuil est alors :

$$\frac{P_a}{N \sigma_a(\lambda_p)} = \frac{\gamma(\lambda) h c}{\lambda_p \sigma_a(\lambda_p) \tau}$$

où $\sigma_a(\lambda_p)$ est la section efficace d'absorption pour la longueur d'onde du pompage.

Dans la pratique, nous observons dans les meilleures conditions une puissance de pompage au seuil d'environ 250 mW en régime continu.



Nous disposons d'un faisceau de pompage gaussien focalisé sur un jet de colorant par un miroir de focale $f = 50$ mm. Le rayon ω_0 du faisceau au point de focalisation ("waist") est donné par :

$$\omega_0 = \frac{\lambda_p f}{\pi \omega}$$

où ω est le rayon de l'onde incidente supposée plane ($\omega \approx 2$ mm dans notre cas).

Nous obtenons $\omega_0 = 4,1$ μm pour la longueur d'onde $\lambda_p = 514,5$ nm. Dans ces conditions, la densité de la puissance de pompage au seuil est d'environ : 500 Kw/cm².

On a aussi développé des expressions donnant la dépendance de la puissance de sortie P et du rendement η en fonction de la puissance de pompage P_p . D'une façon grossière, nous pouvons écrire :

$$P = \eta (P_p - P_a)$$

où le rendement η est une fonction des paramètres de la cavité et des faisceaux laser et de pompage. Nous pouvons remarquer que la puissance émise est une fonction linéaire de la puissance de pompage.

I.2.4. Influence de l'introduction d'un absorbant dans la cavité

Nous serons amenés par la suite à introduire une cellule à circulation de colorant à l'intérieur de la cavité, dans le but d'effectuer l'excitation par impulsions. Nous allons étudier ici l'influence

de l'introduction de cette cellule sur l'élévation de la puissance de pompage continue pour conserver le laser au seuil de fonctionnement.

Nous avons établi au paragraphe I.2.2. une relation entre l'inversion critique $\gamma(\lambda)$ et les divers paramètres de la cavité (1.5). Explicitement, nous pouvons l'écrire :

$$\gamma(\lambda) = \frac{N_1 c}{N} = \frac{\sigma_a(\lambda) + \frac{r}{N}}{\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)}$$

avec $r = -\frac{\ell_n R}{2d}$, si nous supposons qu'un des miroirs est parfaitement réfléchissant, et que l'autre a un pouvoir réflecteur R .

Dans le cas où nous introduisons une solution absorbante, d'épaisseur d' , de concentration moléculaire N' et de section efficace d'absorption $\sigma_a'(\lambda)$, nous pouvons réécrire la condition d'oscillation (1.4) :

$$R \cdot T_c \cdot \exp[-2\sigma_a(\lambda) N_0 d] \cdot \exp[2\sigma_e(\lambda) N_1 d] \cdot \exp[-2\sigma_a'(\lambda) N' d'] \geq 1$$

où T_c rassemble les pertes par réflexion, diffusion et absorption par les fenêtres de la cellule. La nouvelle expression de l'inversion critique est alors :

$$\gamma'(\lambda) = \frac{N_1 c}{N} = \frac{\sigma_a(\lambda) + \frac{r}{N} + \frac{2\sigma_a'(\lambda) N' d' - \ell_n T_c}{2Nd}}{\sigma_a(\lambda) + \sigma_e(\lambda)}$$

Au paragraphe I.2.3, la relation (1.6) donne la valeur de la puissance de pompage P_a nécessaire pour atteindre le seuil laser. La modification relative de puissance due à une modification de

l'inversion critique s'écrit :

$$\frac{\Delta P_a}{P_a} = \frac{\gamma'(\lambda) - \gamma(\lambda)}{\gamma(\lambda)} = \frac{2\sigma'_a(\lambda) N'd' - \ell_n T_c}{2\sigma_a(\lambda) Nd - \ell_n R} \quad (1.7)$$

Il sera intéressant d'envisager deux cas qui se poseront pratiquement (paragraphe III.3.1.a) :

1) Cas où le colorant de la cellule est identique à celui du jet.

Dans les conditions ordinaires de concentration, le seuil est augmenté de 50 % à 100 %.

2) Cas où le colorant de la cellule a une fluorescence décalée vers le rouge (ce problème se pose effectivement puisque l'excitation en impulsions a tendance à décaler le spectre de fluorescence vers les courtes longueurs d'onde). Dans ce cas, le nouveau seuil augmente dans des proportions considérables quand on atteint les fréquences pour lesquelles le colorant de la cellule commence à absorber (8 à 10 fois le seuil sans cellule).

I.3. SYSTEMES FONCTIONNANT PAR IMPULSIONS

Ceux-ci sont essentiellement de deux sortes :

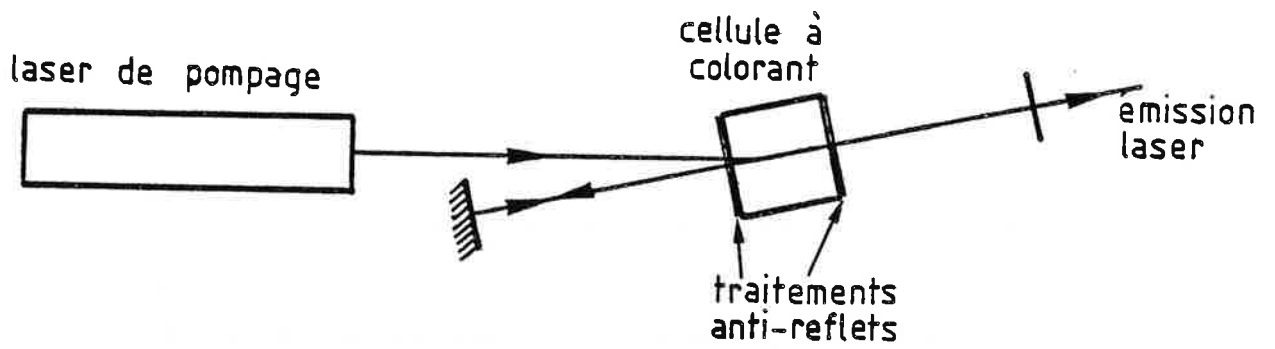
- . les lasers à colorant pompés par lasers,
- . les lasers à colorant pompés par lampes flash.

I.3.1. Lasers à colorant pompés par lasers

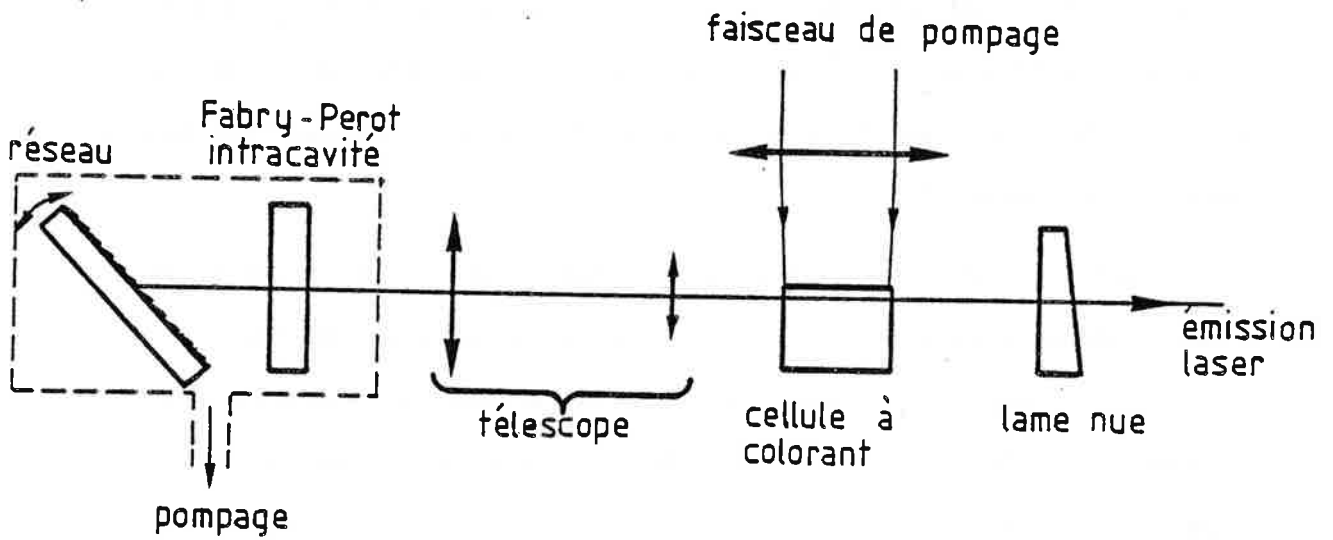
Dans tous les cas pratiques, les impulsions délivrées par les lasers de pompage auront des temps de montée inférieurs à 100 ns. Ceci aura pour conséquence intéressante que les pertes occasionnées par l'accumulation puis l'absorption des molécules de colorant par les états triplets seront négligeables. En effet, la transition $S_1 \rightarrow T_1$ a une durée de vie typique de 10^{-7} s. ; si le pompage est effectué en un temps inférieur à cette durée de vie, les molécules ne pourront pas être transférées dans l'état T_1 .

Les types de lasers les plus couramment employés sont les lasers à azote (durée d'impulsion $\tau_i \sim 5$ à 10 ns), les lasers à Nd:YAG ($\tau_i \sim 15$ ns), quelquefois des lasers à modes bloqués à impulsions ultra-courtes ($\tau_i \sim 10$ à 30 ps), et également les lasers excimères, et les lasers à rubis doublés.

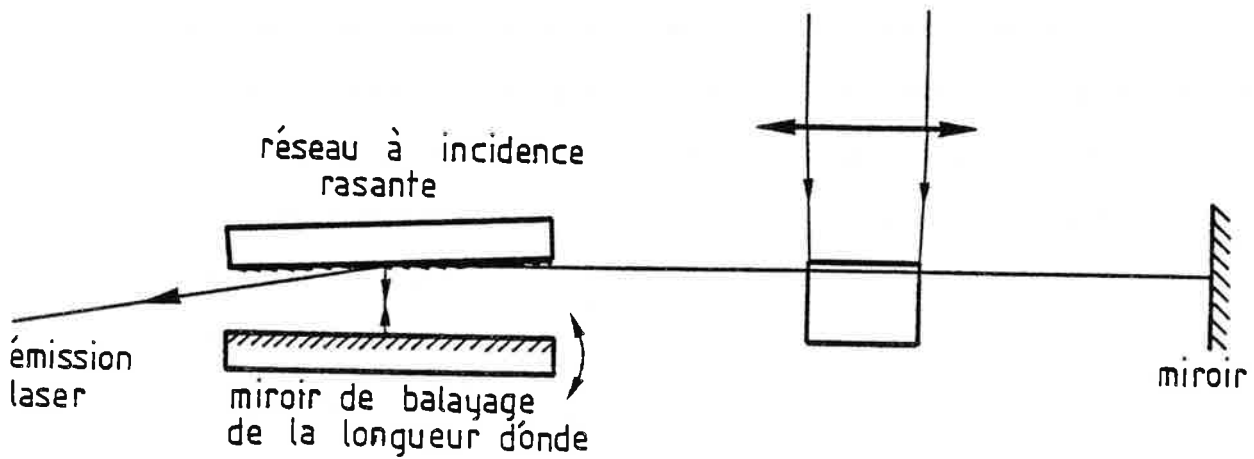
La courte longueur d'onde du laser à azote ($\lambda = 337$ nm) associée à une forte puissance disponible (~ 1 MW/impulsion) permet de pomper des colorants dans un spectre s'étalant de 350 nm à 900 nm. Avec un laser Nd:YAG qui émet sur une longueur d'onde fondamentale de 1064 nm, il est nécessaire d'opérer un doublage ou un triplage de fréquence et d'utiliser les harmoniques $\lambda_1 = 532$ nm et $\lambda_2 = 355$ nm, pour pouvoir pomper des colorants depuis 400 nm jusqu'à 680 nm ; pour les longueurs d'ondes plus rouges, il s'avère nécessaire de passer par un laser à colorant intermédiaire donnant une longueur d'onde d'environ 650 nm. Dans ce cas, le spectre accessible s'étend jusqu'à 900 nm.



a-mode de pompage longitudinal



b



C-modes de pompage transversal

figure 3 configurations de lasers à colorant pompés par laser [18]

De très nombreuses configurations de cavités ont été réalisées. Quelques-unes des plus utilisées ont été rassemblées sur la figure 3. On note essentiellement deux modes de pompage : le pompage transversal et le pompage longitudinal. Ce dernier mode de pompage n'est pas employé avec les lasers à azote dont le faisceau de sortie a une section rectangulaire allongée. Par contre, il peut l'être avec les lasers à Nd:YAG et avec une particulière efficacité si on veut obtenir un faisceau laser de bonne qualité géométrique, à cause de la meilleure répartition du pompage.

A l'heure actuelle, la plupart des résonateurs sont basés sur un mode de pompage transversal. Dans le cas de la figure 3 b, la sélection en longueur d'onde est faite avec un réseau précédé d'un télescope qui élargit le faisceau pour bénéficier de la résolution maximale ; on peut placer un étalon Fabry-Perot intracavité dans la partie où le faisceau est formé de rayons parallèles pour diminuer la largeur spectrale d'émission. Cette version donne une largeur spectrale d'environ 2 à 3 GHz pour une puissance crête de quelques dizaines de KW après amplification (pompage par laser à azote). On peut réaliser un balayage fin de la longueur d'onde en faisant varier la pression d'une enceinte contenant l'ensemble réseau + Fabry-Perot, et ceci avec une dynamique de 150 GHz/atm.

On obtient une sélection et une puissance du même ordre de grandeur avec le montage de la figure 3 c où la cavité contient un plus faible nombre d'éléments. Le réseau possède un angle de miroitement ("angle de blaze") lui permettant de fonctionner sous incidence rasante ; la cavité étant très courte, l'impulsion peut cependant faire

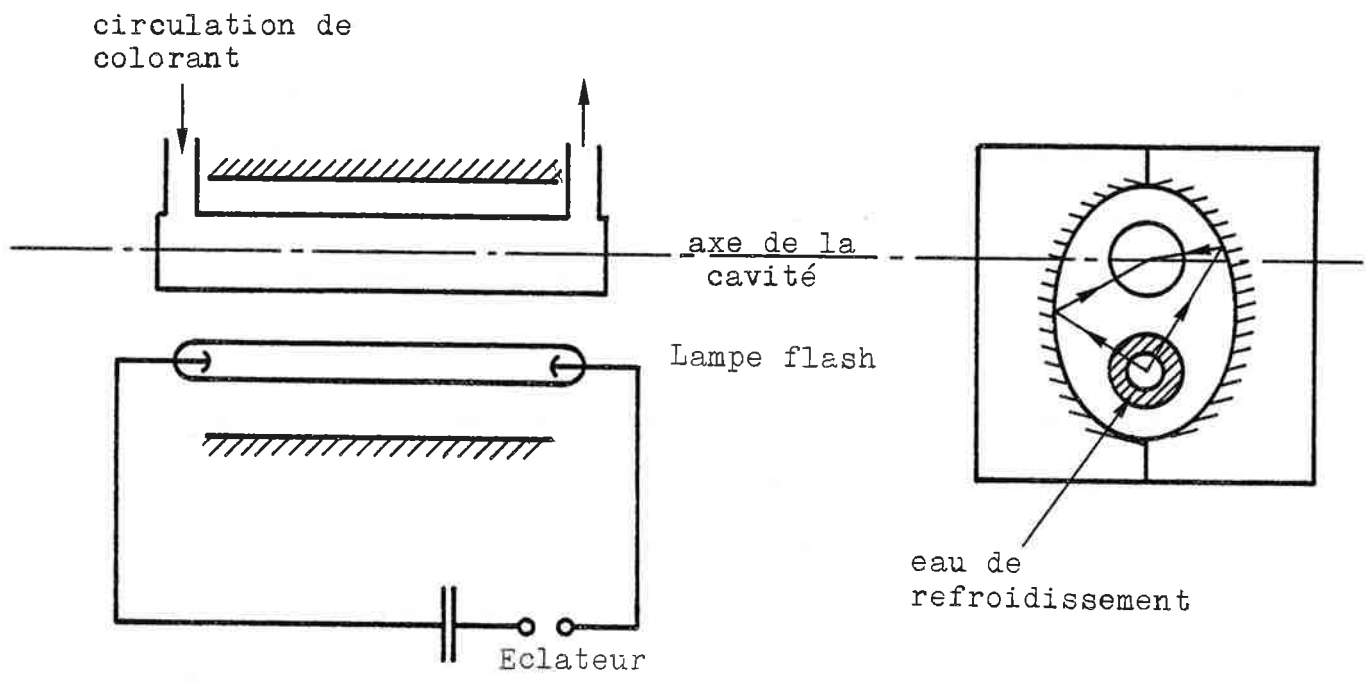


figure 4 Géométrie à réflecteur elliptique pour le pompage d'un colorant par lampe flash. [18]

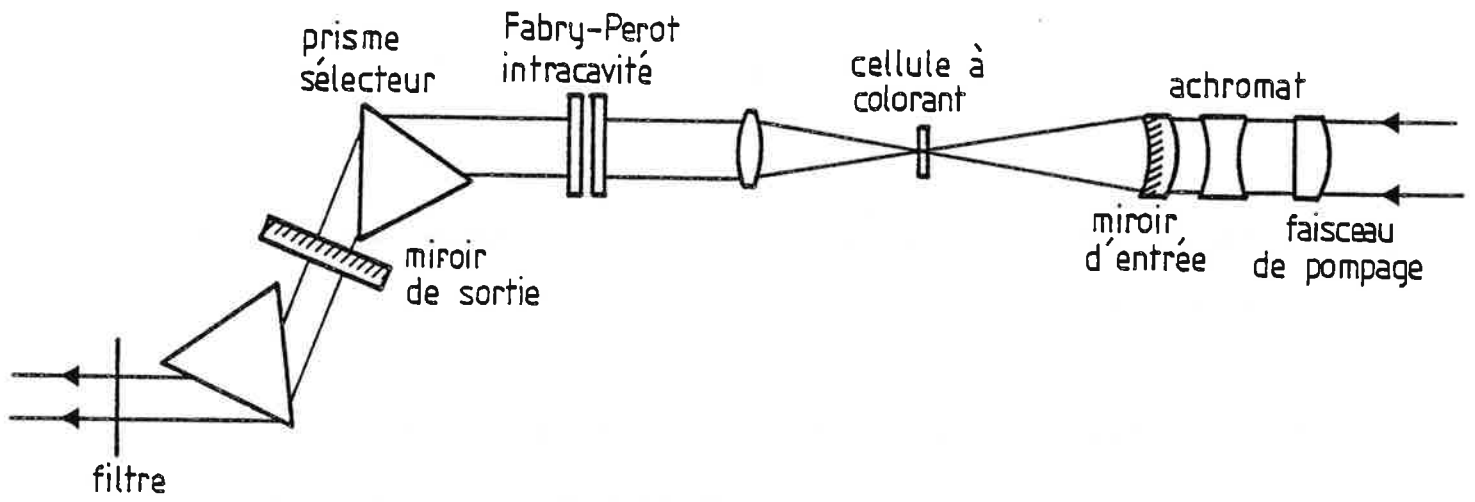
plusieurs allers et retours sur le réseau, ce qui opère d'autant mieux la sélection.

I.3.2. Lasers à colorant pompés par lampes flash

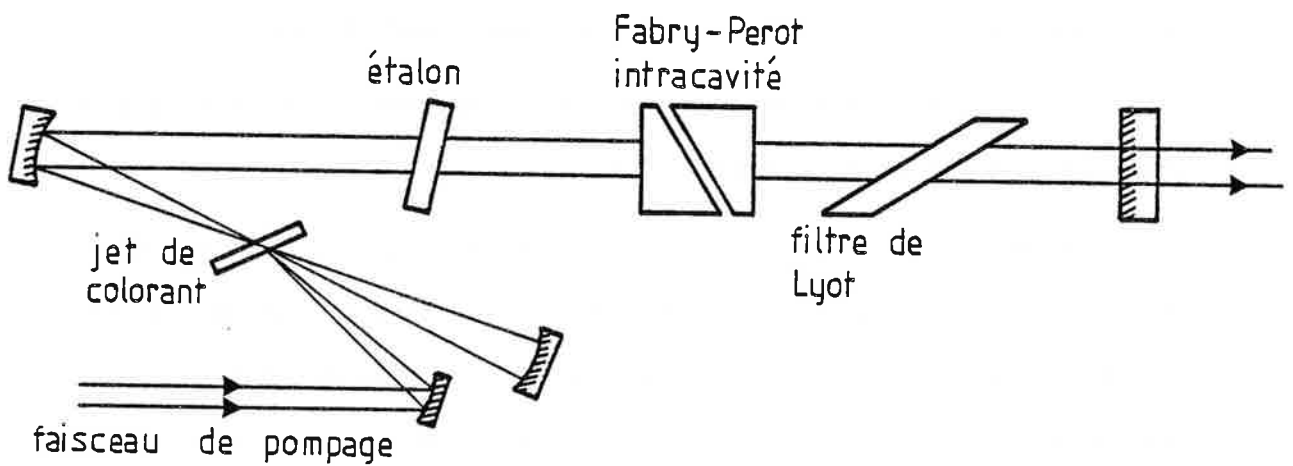
Nous passerons rapidement sur ce sujet du fait que ces lasers sont beaucoup moins utilisés que les lasers à colorant pompés par lasers. Un schéma est présenté figure 4 ; nous y trouvons une cellule où le colorant circule à vitesse suffisante pour être renouvelé entre les éclairs, une lampe flash (Xénon ou Krypton haute pression), ces deux éléments étant disposés sur les lignes focales d'un cylindre ellipsoïdal. Dans d'autres configurations, la lampe flash peut former une hélice entourant le milieu amplificateur, ou même dans certains cas, la cellule à colorant peut être disposée coaxialement à l'intérieur du flash.

Les éléments sélecteurs peuvent être utilisés d'une façon classique comme décrit au paragraphe I.3.1.

Généralement, les impulsions lumineuses délivrées par les lampes flash, sont de durée relativement longue : typiquement quelques microsecondes. Le rôle des états triplets n'est donc plus du tout négligeable dans le processus de pompage, et il peut diminuer notablement le rendement du système. Cependant, on est arrivé à obtenir des temps de montée inférieurs à 100 ns évitant ainsi en grande partie les pertes par les états triplets. Les énergies obtenues avec de tels systèmes peuvent être très élevées : jusqu'à 100 J et plus par impulsion.



a-laser à colorant continu monomode à excitation colinéaire



b-laser à colorant continu monomode à excitation désaxée

figure 5

I.4. SYSTEMES FONCTIONANT EN CONTINU

I.4.1. Systèmes monomodes classiques

Les lasers à colorants continus ont généralement de meilleures performances de résolution spectrale que les systèmes à impulsions, ne serait-ce que parce que l'impulsion, de durée généralement très courte, a un spectre de Fourier qui s'étale en fréquence. De plus, un grand effort a été fait dans de nombreux laboratoires pour améliorer la puissance de sortie, la dynamique spectrale et la stabilité en fréquence de ces lasers continus.

Comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe I.3.1., le rôle des états triplets ne sera évidemment pas négligeable ici. Cependant, deux méthodes sont employées pour diminuer fortement les pertes qu'ils occasionnent : l'une consiste à ajouter un composant chimique (cyclo-octotetraène) qui empêche le peuplement des états triplets par des collisions opérant un changement de spin ; l'autre méthode, qui est en fait la seule employée couramment, consiste à diminuer mécaniquement le temps d'interaction des molécules avec le faisceau de pompage. Pour cela, on forme un jet de colorant animé d'une grande vitesse (~ 10 m/s) pour que les molécules restent dans la zone active un temps inférieur au temps de formation de l'état triplet. Une description plus technologique en sera donnée au chapitre III ainsi que pour les détails de fonctionnement des éléments intracavités.

La figure 5 indique deux possibilités de construction de cavités avec des éléments sélecteurs pour le fonctionnement monomode. Dans la

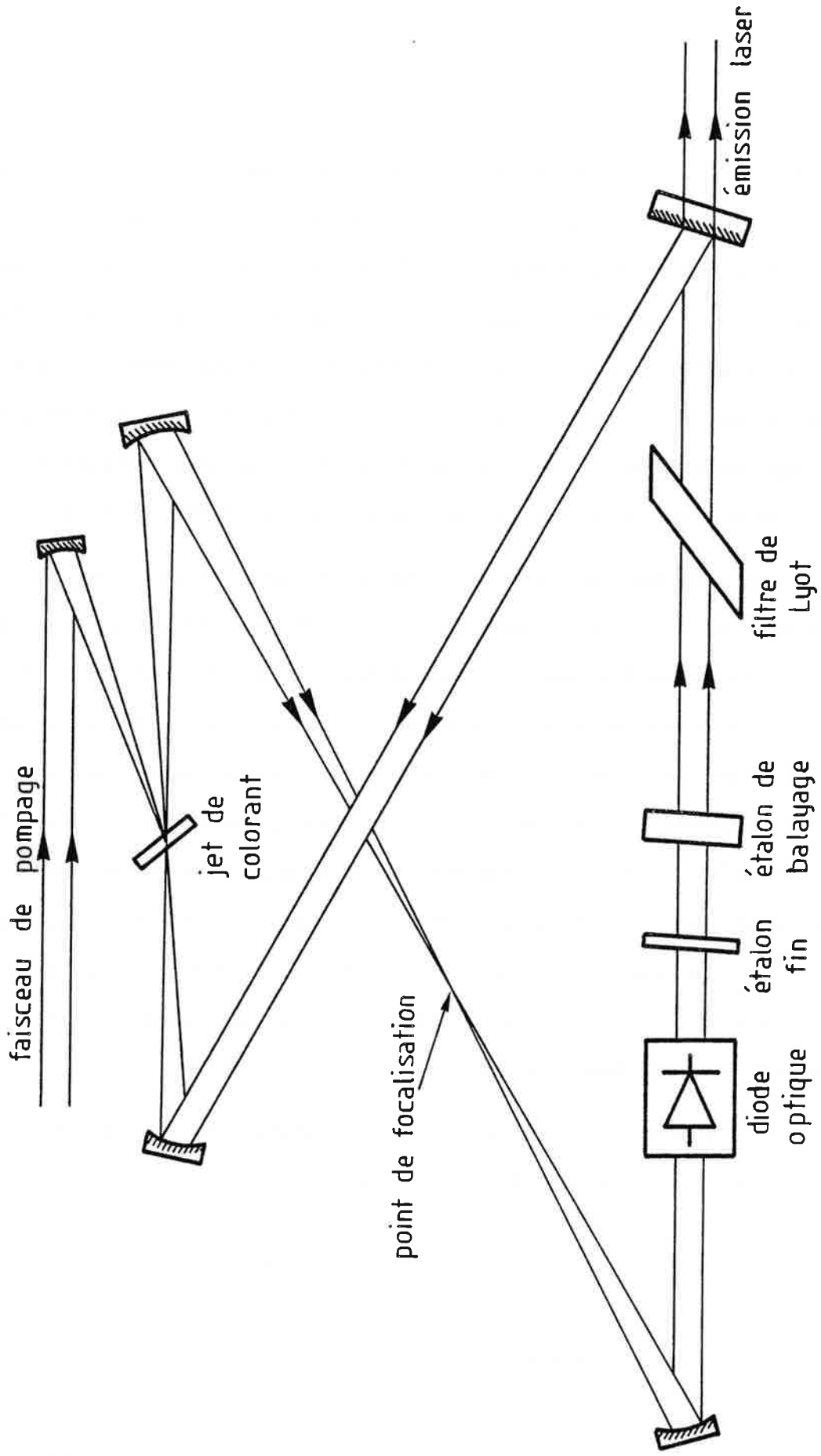
première, l'excitation se fait colinéairement au faisceau du laser à colorant, une sélection grossière est donnée par un prisme, la sélection plus fine par un étalon Fabry-Perot, un filtre en sortie élimine les résidus du rayonnement de pompe. Dans la deuxième, l'excitation et l'axe de propagation du laser à colorant différent, ce qui évite, entre autres, les retours de réflexions sur les optiques d'entrée. L'accord de longueur d'onde grossier est obtenu par un filtre de Lyot, l'accord plus fin successivement par un étalon solide épais puis par un étalon mince.

Le balayage continu de la longueur d'onde d'un laser monomode demande un contrôle synchronisé de la longueur de la cavité et des maxima de transmission des éléments sélecteurs. On réalise le balayage fin et l'asservissement en agissant sur des céramiques piezo-électriques sur lesquelles sont fixés les composants. Les fluctuations en fréquence d'un laser monomode non asservi sont déterminées principalement par les fluctuations du jet et les perturbations mécaniques ou thermiques des composants optiques ; la largeur spectrale est alors limitée à 10-100 MHz. De façon à atteindre une meilleure stabilité, la fréquence du laser doit être asservie sur une référence très stable et accordable (c'est-à-dire un étalon Fabry-Perot externe).

Donnons à titre indicatif quelques caractéristiques des meilleurs systèmes commerciaux (pour la Rhodamine 6 G) :

	multimode longitudinal	monomode
Puissance de pompage	4 W	3,5 W
Puissance de sortie max.	1 W	0,1 W
Largeur spectrale, jitter	40 GHz	1 MHz ou mieux
Dynamique du balayage continu	90 nm	30 GHz

figure 6 laser en anneau [18]



I.4.2. Lasers en anneau (Lasers "ring")

Les précédentes configurations de résonateurs amènent la formation d'ondes stationnaires dans la cavité. Celles-ci sont particulièrement néfastes au niveau du jet où il se forme une modulation spatiale du gain dans le milieu amplificateur (appelée "hole burning spatial"). Ce phénomène entrave le fonctionnement monomode du fait que toutes les molécules excitées du volume actif ne pourront pas participer au gain.

C'est pourquoi la configuration en anneau - où l'onde se propage dans un seul sens - est bien adaptée pour éliminer ce défaut. Ce type de cavité autorise un fonctionnement monomode avec plutôt moins d'éléments sélecteurs et de plus fortes puissances de sortie.

Le moyen d'éliminer un sens de propagation de l'onde lumineuse est par exemple d'utiliser une "diode optique". Ce composant est essentiellement composé d'un rotateur de Faraday et d'un cristal biréfringent. Le rotateur de Faraday fait tourner la polarisation dans un sens unique quel que soit le sens de propagation du faisceau lumineux. Donc, dans un sens, le cristal biréfringent ramènera la polarisation dans sa direction primitive, et le faisceau ne sera pas affaibli ; dans l'autre sens, la rotation sera accrue par le rotateur et les pertes seront telles que le gain restera au-dessous du seuil.

La figure 6 montre la disposition des éléments optiques et des faisceaux dans une cavité en anneau. On peut remarquer que l'on dispose, à l'intérieur même de la cavité, d'un point de focalisation auxiliaire qui va permettre de placer éventuellement un cristal doubleur de fréquence.

A titre de comparaison avec les lasers à cavités du type Fabry-Perot, nous donnons les principales caractéristiques d'un laser en anneau monomode commercial (avec la Rhodamine 6 G) :

Puissance de pompage	6 W
Puissance de sortie maximum	1 W
Largeur spectrale, jitter	1 MHz
Dynamique du balayage continu	30 GHz
Puissance de sortie doublée en fréquence ($\lambda = 250 - 300 \text{ nm}$)	Quelques dizaines de mW.

I.5. CONCLUSION

Le système laser que nous avons étudié est fondamentalement un assemblage d'éléments utilisant les propriétés des lasers à colorants ; c'est pourquoi, les quelques descriptions, aussi bien théoriques que techniques, que nous avons pu faire dans ce chapitre vont nous être utiles par la suite pour introduire les divers éléments du montage.

CHAPITRE II

PRINCIPE DES LASERS A INJECTION

II - PRINCIPE DES LASERS A INJECTION

II.1. INTRODUCTION

Si on superpose, dans une même cavité résonante, deux oscillations de fréquences suffisamment voisines, les deux oscillations ont tendance, sous certaines conditions, à se synchroniser d'elles-mêmes à une fréquence unique. Ce phénomène, connu depuis plusieurs dizaines d'années, a d'abord été étudié par ADLER pour des oscillateurs classiques utilisant des tubes à vide. La transposition aux oscillateurs laser a été faite par la suite, en particulier pour stabiliser l'émission de lasers à CO_2 de forte puissance.

Le blocage en fréquence de l'émission d'un laser en utilisant l'injection directe du faisceau d'un autre laser est soumis essentiellement à deux conditions :

- 1) une condition d'intensité du signal injecté. L'oscillation laser démar- rant sur le bruit d'émission spontanée présent dans le milieu amplifica- teur, il est nécessaire que l'intensité du signal injecté soit assez im- portante pour favoriser avant tout l'émission stimulée sur la fréquence

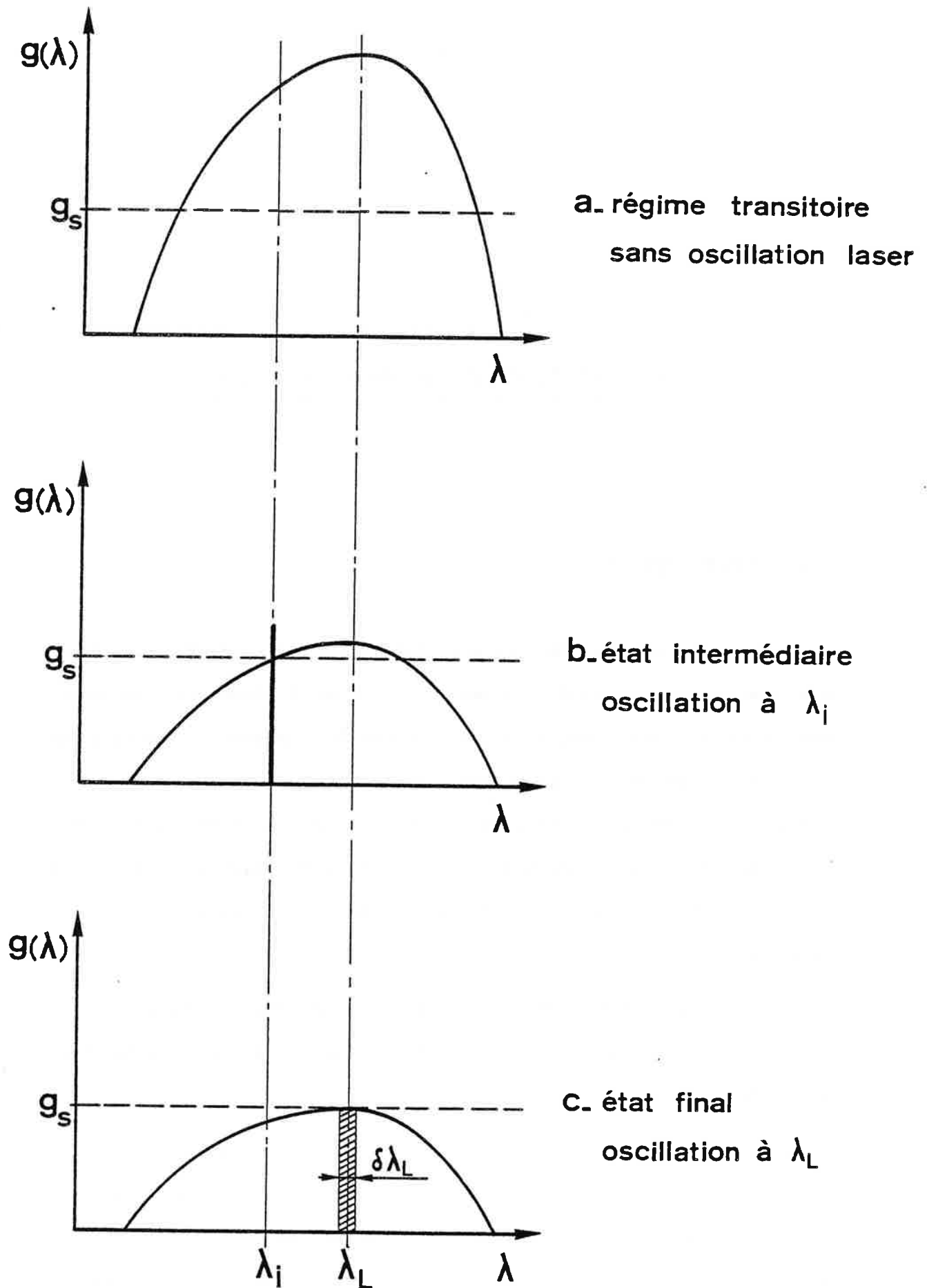


figure 7 évolution du gain dans une cavité laser soumise à un régime d'oscillations forcées à λ_i (a,b,c se réfèrent à la figure 8)

de ce signal, étant entendu que la cavité est supposée accordée pour cette fréquence.

2) une condition de proximité des fréquences des deux lasers. Si le gain à la fréquence ν_ℓ d'oscillation libre de la cavité est beaucoup plus important que le gain à la fréquence ν_i du signal injecté, l'oscillation pourra ne pas s'établir à ν_i .

Il est bien évident que ces deux conditions sont liées l'une à l'autre, et nous allons approfondir, dans les deux paragraphes suivants, le mécanisme de formation de l'oscillation à ν_i .

III.2. ETUDE QUALITATIVE

Avant d'aborder une analyse plus formelle de l'injection, nous pouvons tenter une description physique qualitative.

Considérons un laser à colorant contenant un milieu amplificateur à type d'élargissement homogène. La courbe de gain $g(\lambda)$ résultant des différents éléments disposés dans la cavité présente un maximum à λ_ℓ qui est la longueur d'onde d'oscillation libre du laser. En présence d'une oscillation laser nulle ou de très faible intensité (ce qui est le cas par exemple pendant le régime transitoire d'établissement de l'oscillation), le maximum de la courbe de gain peut atteindre des valeurs très importantes (figure 7 a). En régime d'oscillations libres, lorsque l'intensité devient importante, il y a saturation du gain, c'est-à-dire que le maximum de la courbe de gain $g(\lambda_\ell)$ se bloque à la valeur g_s (gain au seuil d'oscillation) et on atteint un régime stationnaire au cours duquel le laser oscille dans une bande de

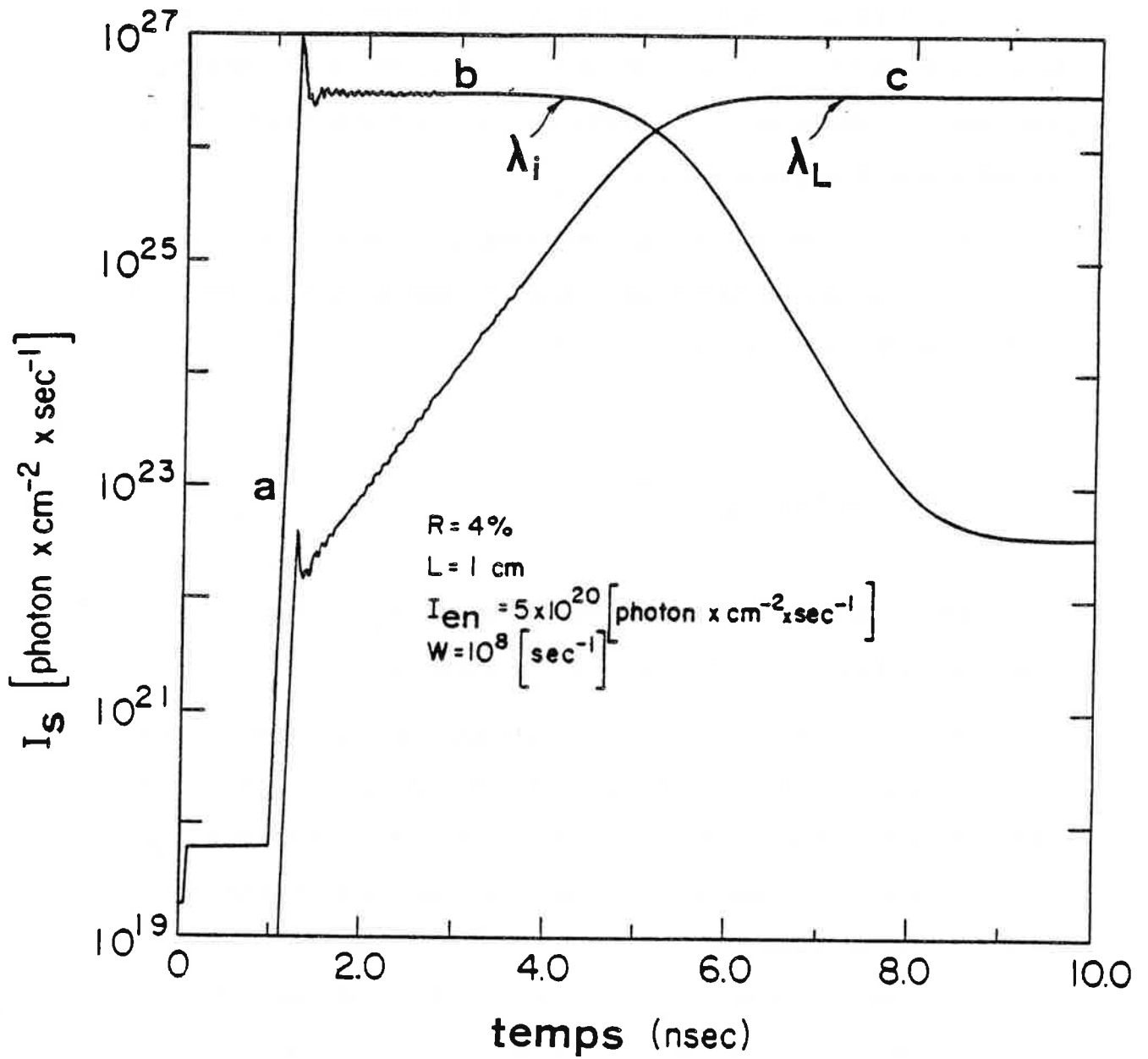


figure 8 [10]

longueurs d'onde $\{\delta\lambda\}$ autour de λ_ℓ ; $\{\delta\lambda\}$ étant déterminé essentiellement par les éléments sélecteurs de la cavité (figure 7 c). Comme nous l'avons déjà fait remarquer, l'oscillation libre prend naissance à partir du bruit d'émission spontanée présent dans la cavité.

En injectant un signal externe de longueur d'onde λ_i à l'intérieur de la cavité, on établit un régime d'oscillations forcées à λ_i (figure 7 b). En effet, si une intensité lumineuse suffisante est déjà présente à cette longueur d'onde dans la cavité au moment où on établit l'inversion de population, alors, l'oscillation se construit beaucoup plus rapidement à λ_i qu'à toutes les autres longueurs d'ondes (qui, elles, ne sont présentes, au départ, que sous forme de bruit). Il s'établit donc un état intermédiaire durant lequel l'oscillation ayant lieu à λ_i tend à diminuer l'inversion de population et la saturation du gain $g(\lambda_i)$ est atteinte en premier lieu ; par ailleurs, l'intensité lumineuse à λ_ℓ augmente jusqu'à dépasser l'intensité à λ_i et lorsqu'on atteint la saturation du gain $g(\lambda_\ell)$ un nouvel état stationnaire final est établi à la longueur d'onde λ_ℓ . La figure 8 donne une représentation calculée à partir d'un modèle identique à celui qui est détaillé au paragraphe suivant. On y remarque nettement une période transitoire a, pendant laquelle s'établit l'oscillation à λ_i , un premier plateau b représentant l'état intermédiaire de l'émission à la longueur d'onde λ_i , et un deuxième plateau c représentant l'état final à la longueur d'onde λ_ℓ .

Si le système fonctionne en impulsions, c'est en définitive le premier plateau qu'il sera intéressant d'étudier, à savoir :

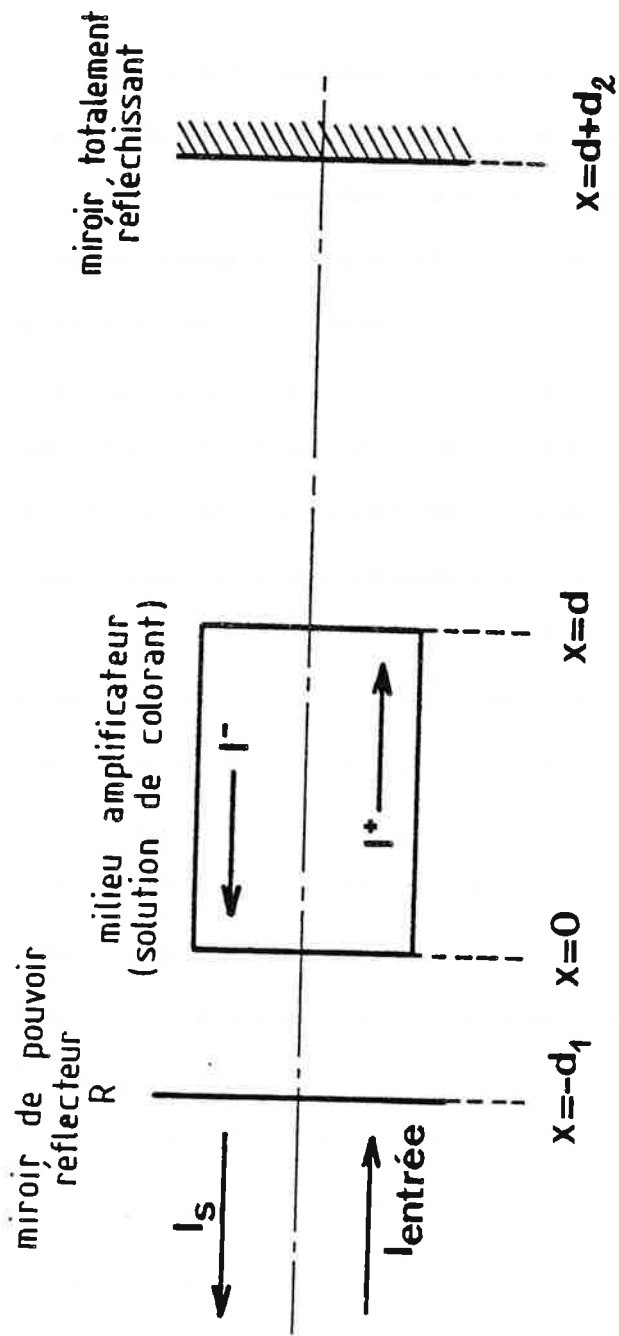


schéma simplifié d'une cavité de laser à colorant

figure 9

- . la puissance qu'il sera nécessaire d'injecter pour bloquer entièrement l'oscillation, compte tenu de l'écart $\Delta\lambda$ entre λ_1 et λ_2 ;
- . l'intensité de sortie en mode injecté ;
- . la durée du plateau, qui doit être supérieure à la durée totale de l'impulsion émise.

II.3. ANALYSE THEORIQUE {10}

II.3.1. Comportement d'une cavité soumise à un rayonnement injecté :

soit une cavité droite simplifiée (figure 9) à l'intérieur de laquelle se trouve un milieu amplificateur de longueur d . L'un des miroirs est totalement réfléchissant, l'autre possède un pouvoir réflecteur R . Le milieu amplificateur est une solution de colorant dont les niveaux d'énergie sont représentés schématiquement figure 1. On suppose que les impulsions de pompage sont suffisamment courtes pour négliger l'effet des états triplets.

Nous pouvons écrire les équations qui décrivent l'évolution temporelle des flux de photons dans les deux directions (I^+ et I^-) et de la population du niveau N_1 dans le milieu actif :

$$\frac{\partial N_1(x, t)}{\partial t} = W(t)N_0(x, t) - \tau^{-1}N_1(x, t) - N_1(x, t) \int \sigma_e(\lambda) [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda)] d\lambda + N_0(x, t) \int \sigma_a(\lambda) [I^+(x, t, \lambda) + I^-(x, t, \lambda)] d\lambda \quad (2.1)$$

<u>Symbole</u>	<u>Définition</u>	<u>Unités</u>
N	Densité de molécules de colorant	(molécules) cm^{-3}
$N_1(x, t)$	Densité de population dans l'état S_1 (au temps t , en x)	"
$N_0(x, t)$	Densité de population dans l'état S_0	"
P(t)	Puissance de pompe au temps t	erg.s^{-1}
A	Aire du faisceau de pompage	cm^2
$\sigma_a(\lambda_p)$	Section efficace d'absorption de S_0 à la longueur d'onde de pompage λ_p	cm^2
$f(\lambda_p)$	Distribution spectrale normalisée du rayonnement de pompe $\int f(\lambda_p) d\lambda_p = 1$	
h	Constante de Planck	erg. s
c	Vitesse de la lumière dans le vide	cm.s^{-1}
n	Indice de réfraction du milieu actif	
τ	Durée de vie du niveau S_1	s
$\sigma_e(\lambda)$	Section efficace d'émission stimulée à λ , $S_1 \rightarrow S_0$	cm^2
$\sigma_a(\lambda)$	Section efficace d'absorption à λ $S_0 \rightarrow S_1$	cm^2
E(λ)	Spectre de fluorescence normalisé $S_1 \rightarrow S_0$	cm^{-1}
ϕ	Rendement quantique de fluorescence	
$I^\pm(x, t, \lambda)$	Flux de photons, par unité de longueur d'onde, à λ , propagation dans le sens $\pm x$	(photons) $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$g^\pm(x)$	Facteur géométrique, égal à la fraction d'émission spontanée des molécules en x qui est ajoutée à $I^\pm(x)$	
$\Sigma(\lambda)$	$\Sigma(\lambda) = \sigma_e(\lambda) + \sigma_a(\lambda)$	cm^2

Tableau I

Le premier terme à droite représente le nombre de molécules qui sont portées dans l'état excité S_1 par unité de temps, par le rayonnement de pompage. Le deuxième terme représente le nombre de molécules effectuant une désexcitation spontanée par unité de temps. Le troisième terme indique le nombre de molécules effectuant une désexcitation stimulée par unité de temps. Le dernier terme donne le nombre de molécules portées dans l'état excité S_1 par absorption de photons à la longueur d'onde d'émission et par unité de temps. A chaque instant, nous pouvons écrire la relation entre les densités de population :

$$N_0(x,t) + N_1(x,t) = N$$

L'évolution spatiale et temporelle de l'intensité est donnée par :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} I^+(x,t,\lambda) &= N_1(x,t) \sigma_e(\lambda) I^+(x,t,\lambda) + \tau^{-1} N_1(x,t) E(\lambda) g^+(x) \\ &\quad - \sigma_a(\lambda) N_0(x,t) I^+(x,t,\lambda) \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\text{avec } \frac{d}{dx} I^+ = \frac{\partial}{\partial x} I^+ + \frac{n}{c} \frac{\partial}{\partial t} I^+$$

Le premier terme de (2.2) indique la contribution de l'émission stimulée, le deuxième celle de l'émission spontanée et le troisième celle du rayonnement absorbé.

Le taux de pompage $W(t)$ est supposé uniforme dans tout le milieu. Il est donné généralement par :

$$W(t) = \left[P(t)/A \right] \int \sigma_a(\lambda_p) f(\lambda_p) (\lambda_p/hc) d\lambda_p$$

Si l'impulsion de pompage est monochromatique :

$$W(t) = \frac{P(t) \lambda_p}{A h c} \sigma_a(\lambda_p) \quad (2.3)$$

D'autre part :

$$\sigma_e(\lambda) = \left[\lambda^4 E(\lambda) \right] / 8\pi c n^2 \tau \quad (2.4)$$

$$\text{où } \int E(\lambda) d\lambda = \emptyset$$

Toutes les notations utilisées ici sont précisées dans le tableau 1. Les équations (2.1) et (2.2) sont écrites pour un milieu à élargissement homogène ; l'évolution à l'intérieur du milieu actif peut être trouvée en résolvant ces équations. A l'extérieur du milieu, la propagation est supposée sans perte et on en rend compte par des conditions aux limites appropriées :

$$\left. \begin{aligned} I^-(d, t, \lambda) &= I^+(d, t-t_2, \lambda) \\ I^+(o, t, \lambda) &= R I^-(o, t-t_1, \lambda) + I_{en} / \Delta\lambda_i \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

où I_{en} est le flux de photons injecté dans la cavité. Il se trouve que dans cette configuration de cavité résonante, si on suppose l'absorption négligeable, le flux de photons injecté à l'intérieur de la cavité est le même qu'à l'extérieur. $\Delta\lambda_i$ est la largeur spectrale du signal injecté.

t_2 (ou t_1) représente le temps de transit de l'onde de $x = d$ ($x = o$) à $x = d + d_2$ ($x = -d_1$) et retour. L'intensité de sortie par unité de

longueur d'onde, à la longueur d'onde λ est donnée par :

$$I_{\text{sortie}}(t, \lambda) = (1-R) I^{-}\left[0, (t-t_1)/2, \lambda\right] + I_{\text{en}}/\Delta\lambda_i \quad (2.6)$$

Comme nous l'avons vu plus haut, si la cavité fonctionne sans injection, l'oscillation va s'établir à une longueur d'onde λ_ℓ située au maximum de la courbe de gain de la cavité. Pour une cavité sans élément sélecteur, λ_ℓ peut être déterminée par l'équation :

$$\frac{1}{2} \ln(1/R) \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} \Sigma(\lambda) \right]_{\lambda=\lambda_\ell} + NL \left[\sigma_a(\lambda) \frac{\partial}{\partial \lambda} \sigma_e(\lambda) - \sigma_e(\lambda) \frac{\partial}{\partial \lambda} \sigma_a(\lambda) \right]_{\lambda=\lambda_\ell} = 0 \quad (2.7)$$

Il sera toujours possible de connaître λ_ℓ expérimentalement.

II.3.2. Puissance requise pour l'injection

Nous voulons établir un ordre de grandeur du signal injecté I_{en} pour obtenir un premier plateau. Pour cela, nous pouvons définir un équivalent du bruit pour le signal d'entrée, soit $I_o(\lambda)$. Le bruit de fond est présent sous forme d'émission spontanée. Le bruit de photons par unité de volume et par unité de temps peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_e(\lambda) I_o(\lambda) N_1 = E(\lambda) \tau^{-1} g N_1 \quad (g = g^+(0))$$

Ce qui établit $I_o(\lambda)$ en utilisant (1.3) :

$$I_o(\lambda) = \frac{8 \pi n^2 g c}{\lambda^4} \quad (2.8)$$

Dans le cas de l'oscillateur laser, les oscillations partent du bruit. On obtiendra un premier plateau si le rayonnement à λ_i est présent dans la cavité avec une intensité suffisante pour que, pendant le temps de montée, la plupart des photons soient émis à λ_i . Une estimation grossière de l'intensité injectée nécessaire pour obtenir cette situation est donnée par la condition que le flux de photons à λ_i dans la cavité doit être supérieur à I_{\min} où :

$$\sigma_e(\lambda_i) I_{\min} \approx \int [\delta\lambda] \sigma_e(\lambda') I_o(\lambda') d\lambda'$$

L'intervalle d'intégration $\delta\lambda$ comprend toutes les longueurs d'ondes λ pour lesquelles $g(\lambda_i) \leq g(\lambda)$. Pour estimer I_{\min} , on doit connaître g . Dans les systèmes fonctionnant avec un seul mode transverse (TEM_{00}), l'angle de divergence est déterminé par $\theta = \lambda/\pi\omega_o$, et alors :

$$g = \frac{1}{2} (1 - \cos\theta) \approx (\lambda/2\pi\omega_o)^2$$

Nous supposons que le mode injecté est parfaitement adapté au mode laser. La puissance P (photons/s) dans un faisceau gaussien est :

$$P = \bar{I} \pi \omega_o^2$$

avec \bar{I} , l'intensité moyenne sur la section du faisceau. D'où nous tirons que pour un faisceau gaussien monomode transverse :

$$P_{en} > P_{\min} = 2n^2c \int [\delta\lambda] \left[\frac{\sigma_e(\lambda')}{\sigma_e(\lambda_i)} \right] \frac{\alpha\lambda'}{\lambda'^2} \quad (2.9)$$

Typiquement, la valeur de P_{\min} est dans ce cas de l'ordre de quelques dizaines de μW , alors que dans un faisceau multimode elle serait de l'ordre d'une dizaine de watts.

II.3.3. Intensité de sortie en mode injecté

L'établissement d'un état quasi stationnaire ($\partial/\partial t = 0$) pendant le premier plateau, donne la possibilité de décrire le flux de photons I_i dans le milieu actif, ainsi que la population N_1 de l'état excité. Des équations donnant I_i et N_1 on tire la relation donnant l'intensité de sortie :

$$I_s \approx WNd + I_{en}$$

Comme nous sommes dans une situation où les pertes sont supposées nulles, le taux de conversion de la pompe en photons de longueur d'onde λ_i est proche de l'unité. En réalité, une cavité présente toujours des pertes et pour peu qu'elle contienne quelques éléments sélecteurs, le taux de conversion sera nettement plus faible.

II.3.4. Durée du premier plateau

Pendant le premier plateau, le gain $G^2(\lambda)R$ est déterminé par la population $N_1(x)$ du niveau excité ; le rayonnement à λ_ℓ va avoir un excès de gain et son intensité va croître exponentiellement dans le temps.

Cette croissance exponentielle peut être décrite par une équation du type :

$$I^{\pm}(x, t, \lambda_{\rho}) = I^{\pm}(x, t_0, \lambda_{\rho}) \exp[(t-t_0)/\tau_{\rho}]$$

où t_0 est l'instant marquant la fin de l'état transitoire initial et τ_{ρ} la constante de temps du système, avec

$$\frac{1}{\tau_{\rho}} = (c/2L) [G^2(\lambda_{\rho})R - 1]$$

τ_{ρ} peut être calculé explicitement à partir de l'expression du gain.

Nous avons :

$$\frac{1}{\tau_{\rho}} = \frac{c}{L} \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{\dot{\Sigma}(\lambda_{\rho})}{\Sigma(\lambda_i)} \right] \ln(1/R) - \frac{1}{2} \ln(1/R) - Nd \left[\sigma_a(\lambda_{\rho}) - \sigma_a(\lambda_i) \frac{\Sigma(\lambda_{\rho})}{\Sigma(\lambda_i)} \right] \right\} \quad (2.10)$$

Le premier plateau va durer jusqu'à ce que l'intensité I_{ρ} à λ_{ρ} approche la valeur de l'intensité I_i à λ_i , soit au temps t_f . La durée du premier plateau $T_p = t_f - t_0$ peut être estimée à :

$$T_p \approx \tau_p \ln \left[\frac{I_{en}}{I_0(\lambda)} \right]_{[\delta\lambda]} \quad (2.11)$$

Où l'intervalle d'intégration $[\delta\lambda]$ correspond à la largeur de l'émission à λ_{ρ} , et $I_0(\lambda)$ est donné par (2.8).

Pratiquement, on est intéressé par T_p aussi grand que possible ; un blocage complet sur λ_i est réalisé en fonctionnement pulsé si T_p dépasse la longueur de l'impulsion.

II.3.5. Remarques à propos des considérations théoriques

Les considérations précédentes représentent souvent des cas limites ou des situations idéales qui amènent quelques remarques :

a) La puissance minimum injectée (P_{\min}) représente évidemment une limite inférieure. L'injection ne sera observée que si la puissance injectée est sensiblement supérieure à P_{\min} . Sinon, les flux de photons à λ_i et λ_ℓ , durant le front de montée initial, sont grossièrement les mêmes, et l'oscillation ne peut pas se bloquer à λ_i .

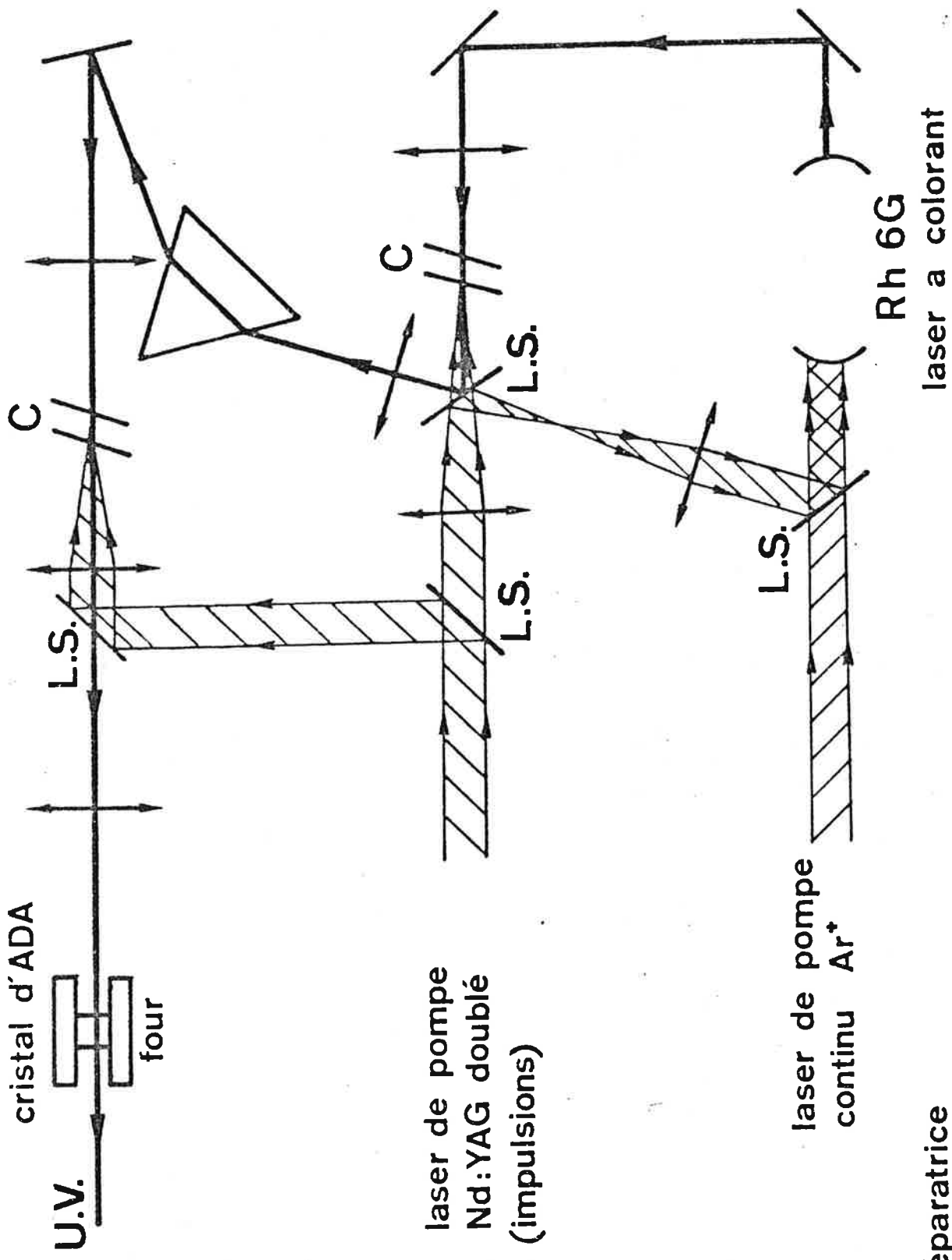
Par ailleurs, l'analyse suppose qu'il y a recouvrement spatial parfait entre le rayonnement injecté, le mode laser et la région excitée. En fonctionnement monomode, cela requiert que le mode du rayonnement injecté soit ajusté sur un mode de la cavité.

b) Nous avons considéré une cavité sans élément sélecteur. En utilisant un élément sélecteur, λ_ℓ peut être balayée le long de la courbe de gain du laser fonctionnant en oscillations libres, et l'injection servira à bloquer le laser dans une bande étroite à l'intérieur de la bande passante de cet élément.

La structure de peigne imposée au spectre par la cavité laser a été négligée dans cette analyse ; on a donc été amené à moyennner la puissance sur la largeur spectrale du rayonnement injecté. En fonctionnement monomode, le recouvrement entre le spectre du rayonnement injecté et la résonance de la cavité doit être pris en compte. En pratique, il sera nécessaire que la cavité laser bloquée soit accordée à la longueur d'onde du rayonnement injecté.

c) La durée du fonctionnement bloqué (T_p) dépend d'abord de la proximité de λ_i par rapport à λ_ℓ , de la longueur de la cavité et, dans une moindre mesure, de l'intensité injectée. La bande spectrale balayable d'un laser à colorant donné avec une certaine puissance injectée est déterminée par des considérations de longueur d'impulsions. Plus l'impulsion laser est courte, plus l'étendue balayable sera importante. Dans le cas extrême d'une injection en continu, cela requiert que λ_i soit très proche de λ_ℓ , ou que l'intensité injectée soit très grande.

d) Il est utile également de comparer un amplificateur conventionnel avec un oscillateur à injection. En fonctionnement multimode, l'oscillateur bloqué et l'amplificateur demandent des puissances d'entrée du même ordre de grandeur (typiquement quelques dizaines de watts). Cependant, en fonctionnement monomode transverse, la puissance injectée nécessaire est réduite de plusieurs ordres de grandeur (typiquement moins de 1 mW) ; on peut obtenir facilement une telle puissance d'un laser à colorant monomode transverse et longitudinal. Par conséquent, un système constitué d'une source d'injection et d'un oscillateur bloqué pourra avoir un gain effectif supérieur à 10^6 , bien que le gain par simple passage soit faible ($G(\lambda) \sim R^{-1/2}$) et de la sorte on évite les oscillations parasites. Pratiquement, il est impossible d'obtenir de tels gains d'un amplificateur conventionnel sans entretenir des oscillations parasites.



L.S.: lame séparatrice

C : cellule amplificatrice

figure 10 : schéma du premier montage

II.4. LE LASER A INJECTION A DOUBLE EXCITATION

L'analyse précédente a été menée en considérant que la cavité de l'oscillateur et la cavité amplificatrice sont distinctes et accordées l'une sur l'autre. De toute évidence, ceci est une contrainte d'autant plus importante que le système est plus sélectif et, en particulier, si on désire une oscillation monomode stable. Cependant, on peut imaginer que les deux fonctions d'oscillation et d'amplification soient réalisées dans la même cavité en utilisant le même milieu amplificateur, ce qui élimine cet inconvénient.

II.4.1. Description du montage

C'est sur ce principe qu'un premier montage a été mis au point au laboratoire A. Cotton par S. LIBERMAN et J. PINARD [6]. Le schéma de ce montage est représenté figure 10. L'excitation continue, provenant d'un laser à Argon ionisé, et l'excitation pulsée provenant d'une faible partie (\sim qqs %) d'un laser Nd:YAG doublé en fréquence, sont superposées à l'entrée d'un laser à colorant monomode accordable (le laser à colorant est d'un type tout à fait analogue à celui présenté à la figure 5 a). Si ces deux excitations sont parfaitement colinéaires, la cavité peut entretenir des oscillations aussi bien en régime continu qu'en régime pulsé, pourvu qu'elle soit accordée pour l'un de ces régimes. La mise en route de l'oscillation continue fournit la source d'injection monomode et accordable ; la mise en route de l'oscillation pulsée fournit

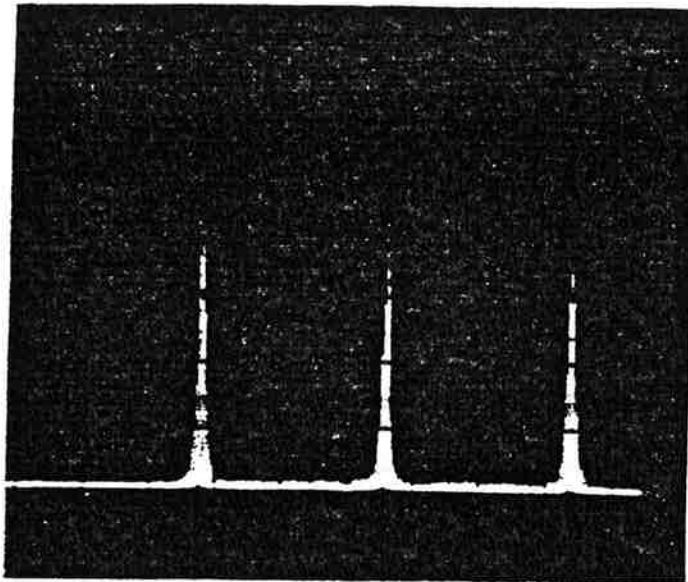
l'impulsion d'amplification dont la fréquence se bloque sur celle de l'oscillation continue.

Les deux excitations sont focalisées au même point du jet de colorant si bien qu'il n'est pas possible d'y envoyer des impulsions de trop forte puissance, sous peine de perturber optiquement le milieu amplificateur. On va donc disposer, en sortie, d'impulsions dont la puissance crête est relativement faible (~ 1 watt), mais cependant suffisamment importantes pour pouvoir être amplifiées sans que le gain d'amplification soit trop grand. Les deux cellules amplificatrices sont pompées longitudinalement avec environ la moitié de la puissance du Nd:YAG chacune. Des lames dichroïques servent à séparer le faisceau de pompage du faisceau amplifié. Afin de limiter les oscillations de fluorescence entre les deux étages amplificateurs, on effectue un découplage optique par prisme ; ceci écarte la majeure partie de la fluorescence hors de la zone active du deuxième amplificateur. Le faisceau monomode ainsi obtenu peut servir à engendrer de l'ultra-violet par doublage de fréquence dans un cristal non linéaire.

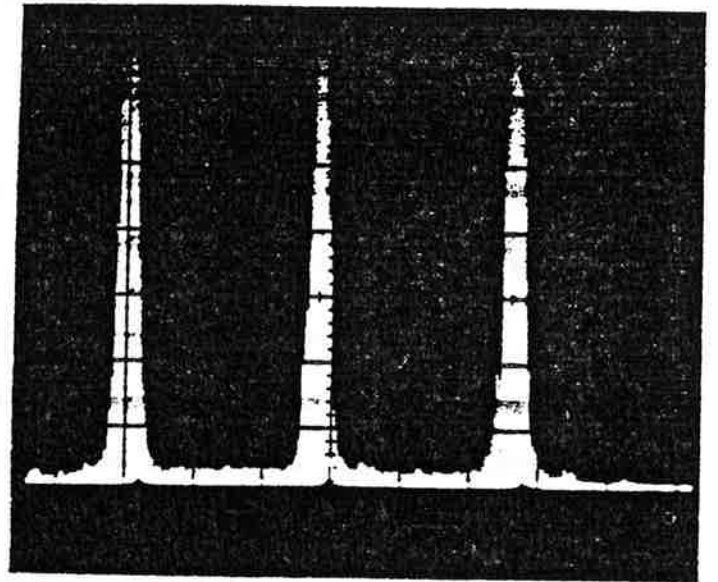
II.4.2. Performances du premier montage

Ce système étant destiné à délivrer des impulsions de laser à la fois puissantes et monomodes, il est intéressant de noter les performances correspondantes de ce montage.

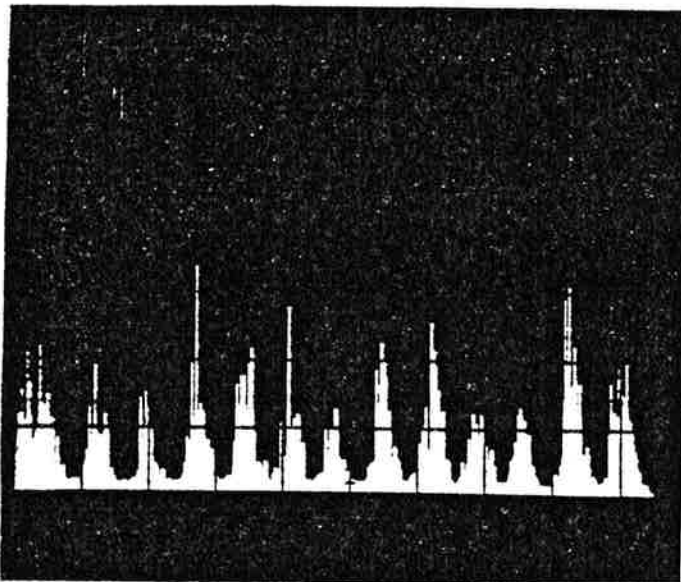
Les caractéristiques du Nd:YAG de pompage (Chromatix) sont les suivantes :



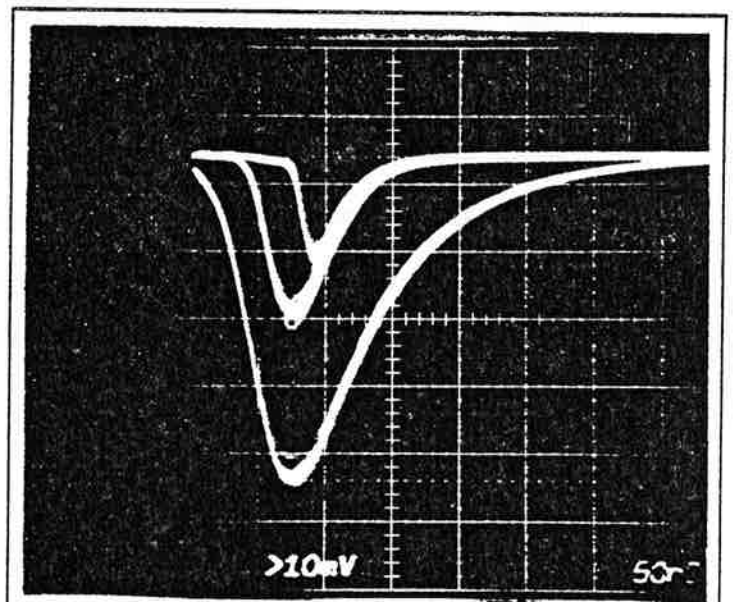
a



b



c



d

trace haut: sans injection
 situation (c)
 trace centre: avec injection
 situation (a)
 trace bas: excitation Nd:YAG

figure 11

- Puissance crête sur la raie à $\lambda = 532 \text{ nm}$: 5 kW
- Durée des impulsions à $\lambda = 532 \text{ nm}$: 120 ns
- Taux de répétition : jusqu'à 75 Hz.

La fraction du Nd:YAG envoyée dans la cavité du laser à colorant est limitée à une puissance d'une centaine de watts crête. En sortie de la cavité, nous disposons donc d'impulsions d'une puissance crête de l'ordre du watt. Dans les meilleures conditions d'utilisation des colorants, c'est-à-dire, Rhodamine 6G pour le jet et Rhodamine 610 pour les cellules amplificatrices, on atteint, après amplification, une puissance crête d'environ 0,5 kW, ce qui correspond à un gain modéré d'environ 20 par cellule. Cette puissance autorise sans problème le doublage de fréquence.

L'analyse spectrale de l'émission laser a été faite à l'aide d'un Fabry-Perot confocal, d'intervalle entre ordre : 2 GHz. Sur la figure 11, l'oscillogramme a) correspond à un fonctionnement monomode avec superposition des excitations continue et pulsée. Dans ces conditions de faible énergie d'excitation, on peut noter qu'il n'y a ni déplacement en fréquence du pulsé par rapport au continu, ni élargissement notable. En analysant à plus haute résolution, la largeur spectrale a été mesurée inférieure à 20 MHz, ce qui représente la même valeur qu'une analyse du continu seul. Ce n'est pas le cas sur l'oscillogramme b) qui correspond à une excitation pulsée beaucoup plus intense. Dans de telles conditions, l'intensité élevée de l'excitation modifie les propriétés optiques du jet et, par conséquent, change continuellement la fréquence du résonateur actif pendant la durée de l'impulsion ; ceci se traduit à la fois par un déplacement et un élargissement en fréquence.

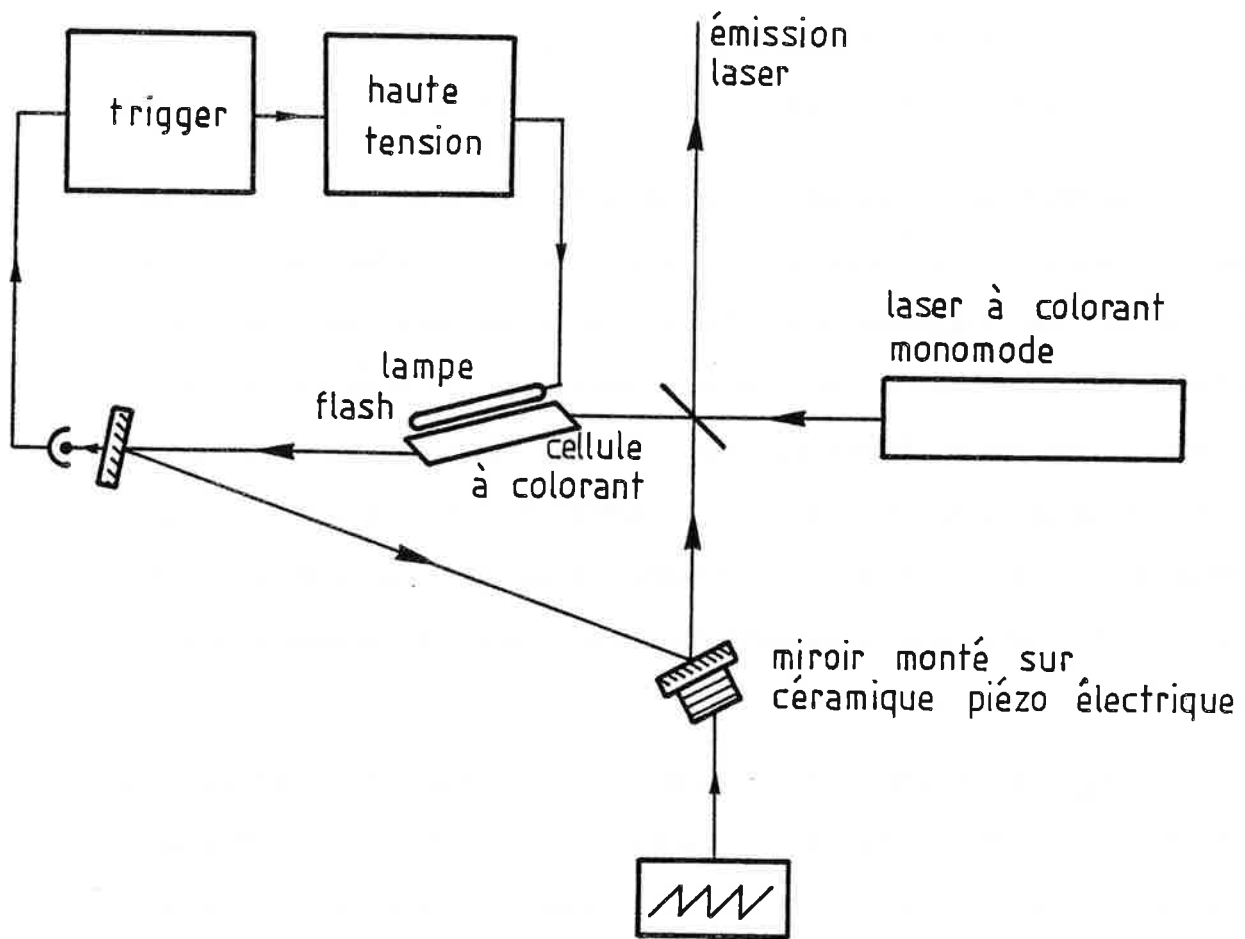


schéma d'un laser à injection à deux cavités séparées [5]

figure 12

L'oscillogramme c) montre très bien l'efficacité de la partie continue injectée sur la sélection du mode, puisque dans ce cas, où seule l'excitation pulsée existe dans la cavité, de nombreux modes peuvent osciller.

L'oscillogramme d) montre une analyse en temps des impulsions lumineuses à différents endroits du système. On peut noter le décalage temporel de l'impulsion monomode par rapport à une impulsion en oscillations libres (~ 30 ns) ; ceci montre que la construction de l'impulsion monomode est beaucoup plus rapide que la construction de l'impulsion sans injection.

II.5. EXEMPLE DE LASER A INJECTION A DEUX CAVITES { 8 }

Le système classique de laser à injection, c'est par exemple celui construit au Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S. et que nous allons décrire brièvement (figure 12).

Ce laser fonctionne sur le principe d'un laser à injection conventionnel à deux cavités séparées. Une cavité monomode à colorant sert à injecter un signal continu dans une cavité en anneau à l'intérieur de laquelle se trouve le milieu amplificateur pompé par lampe flash. L'accord entre la cavité en anneau et la cavité continue est réalisé par la translation d'un des miroirs monté sur céramique piezo-électrique. On applique une tension en dents de scie à cette céramique et les lampes flash sont déclenchées seulement quand la cavité en anneau est accordée, c'est-à-dire lorsque la densité d'énergie à l'intérieur de la cavité est maximale.

Le fonctionnement unidirectionnel est obtenu simplement par la propagation de l'onde continue injectée. Les principales caractéristiques de ce laser sont les suivantes : la puissance maximale est de l'ordre de 2 kW crête pour des impulsions de 500 ns de durée à un taux de répétition de 5 Hz. La largeur spectrale est inférieure à 8 MHz et la fréquence du laser pulsé est déplacée d'environ 7 MHz par rapport à la fréquence de l'injection.

Il sera intéressant de comparer ces performances avec celles que nous obtenons à l'aide de notre montage.

Il n'en reste pas moins qu'un inconvénient non négligeable de ce système est la nécessité d'accorder exactement deux cavités l'une sur l'autre. Sur ce point précis, notre montage apporte une simplification certaine.

II.6. CONCLUSION

Le fonctionnement très satisfaisant du système décrit au paragraphe II.4 a prouvé l'efficacité d'une cavité à double excitation. Cependant, les premières utilisations ne requéraient que des puissances modérées dans une zone de longueurs d'ondes limitée au maximum de la courbe de gain de la Rhodamine 6G. Comme il s'est développé le besoin d'une source ayant les mêmes propriétés spectrales mais pouvant délivrer beaucoup plus de puissance à n'importe quelle longueur d'onde du visible ou du proche U.V., nous avons été amenés à modifier la cavité.

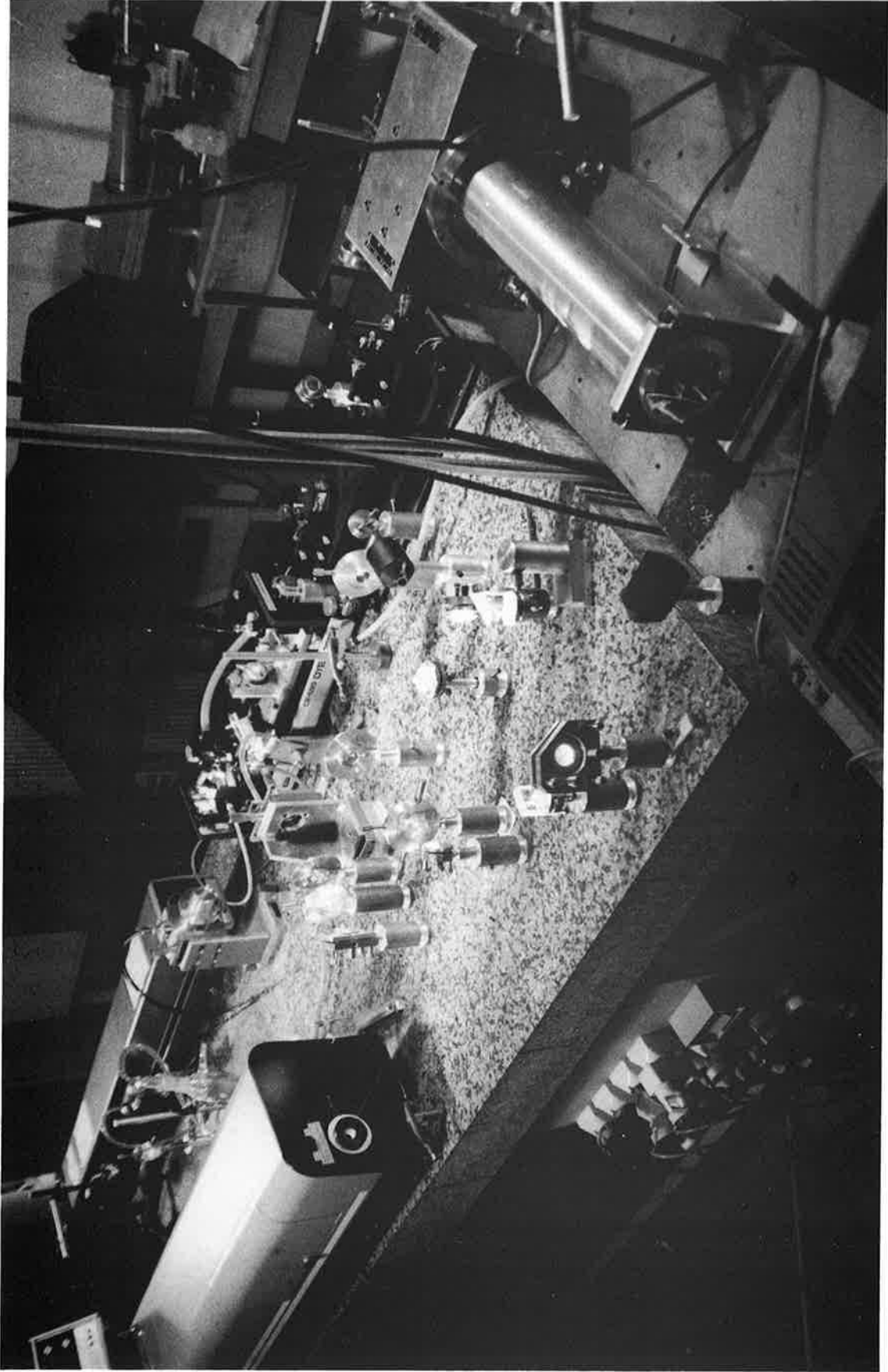
Le principal écueil pour arriver à de plus fortes puissances en sortie de la cavité c'est, comme nous l'avons vu, le fait que si l'excitation pulsée est trop énergique, elle perturbe gravement le comportement du résonateur. Un moyen d'éviter cet écueil, c'est de séparer l'excitation continue et l'excitation pulsée. En effet, s'il est nécessaire de focaliser fortement le laser continu sur le jet, nous pouvons à un autre endroit de la cavité disposer d'un faisceau gaussien beaucoup plus étendu. En plaçant un second milieu amplificateur exclusivement réservé à l'excitation par impulsion dans un tel endroit, nous pourrions pomper avec une puissance beaucoup plus grande, tout en conservant la même intensité d'excitation.

C'est à partir de ce modèle que le nouveau montage a été étudié et réalisé, avec une technologie plus sophistiquée en ce qui concerne les étages de puissance.

CHAPITRE III

DESCRIPTION DU SYSTEME LASER

VUE DU MONTAGE



III - DESCRIPTION DU SYSTEME LASER

III.1. INTRODUCTION

Ayant opté pour une cavité laser à injection à double excitation, nous avons détaillé au chapitre précédent les raisons qui nous ont poussé à choisir deux excitations séparées : une excitation continue sur jet de colorant et une excitation par impulsions sur une cellule à circulation de colorant.

Nous allons maintenant examiner d'une façon approfondie tous les éléments de ce montage. Nous pouvons nous référer au schéma général de la figure 13 à l'aide duquel nous allons pouvoir suivre les différentes étapes de la mise au point de l'ensemble.

Après avoir évalué, dans une première section, les possibilités du montage que nous proposons, nous ferons la description de la cavité du laser à colorant accordable : les zones d'excitation, les sélecteurs de longueur d'onde et leurs bandes passantes, les systèmes d'asservissement et de balayage.

Dans une troisième section, ce sera le système d'amplification : préamplificateur, amplificateurs de puissance et éléments permettant le

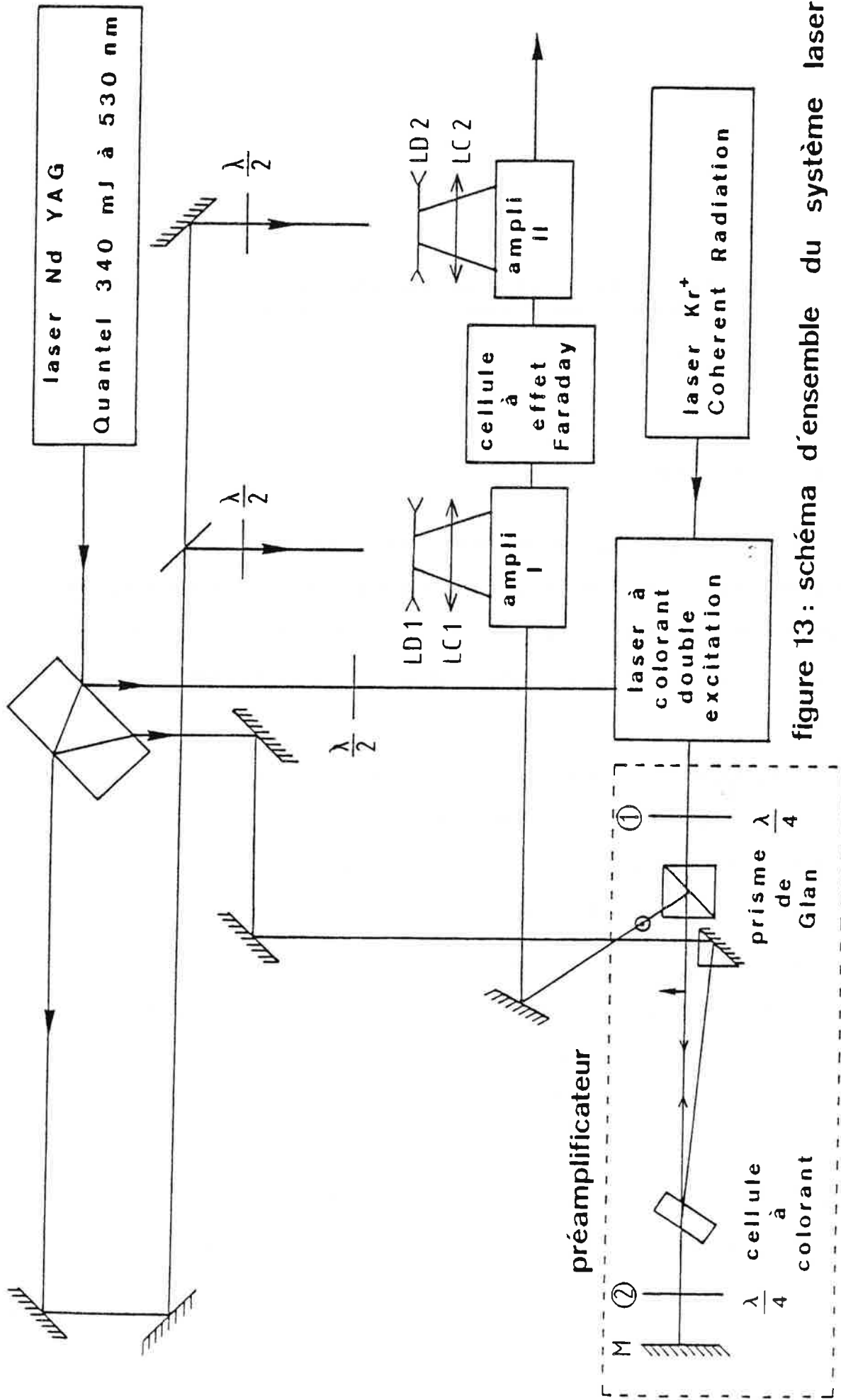


figure 13 : schéma d'ensemble du système laser

découplage optique entre les différents étages amplificateurs.

Enfin, la quatrième section sera consacrée au doublage et au mélange de fréquences ; nous y ferons un compte rendu des essais effectués au laboratoire.

III.2. PRESENTATION SCHEMATIQUE DE L'ENSEMBLE

Dans son principe, le nouveau système ne diffère pas de l'ancien ; comme nous l'avons déjà signalé, seule la zone d'excitation par les impulsions à l'intérieur de la cavité continue a été changée afin d'éviter de perturber cette cavité. On a évidemment utilisé un laser Nd:YAG beaucoup plus puissant et, par conséquent, des cellules d'amplification de puissance d'un type un peu différent. Examinons rapidement les performances que nous pouvons attendre d'un tel système ; pour cela, précisons d'abord les caractéristiques du Nd:YAG commercial utilisé (QUANTEL).

Energie par impulsions :	à 1064 nm	750 mJ
	à 532 nm	340 mJ (après doublage de fréquence)
	à 355 nm	135 mJ (après triplage de fréquence).

Durée de l'impulsion : 15 ns à pleine puissance de l'oscillateur.

Structure du faisceau : monomode TEM₀₀

a) En ce qui concerne l'étendue du spectre accessible avec les longueurs d'ondes de pompage, elle pourra aller de 410 à 680 nm avec les raies

à 532 nm et 355 nm ; de 200 nm à 420 nm par doublage et mélange de fréquences ; de 680 nm à 900 nm en convertissant au préalable la longueur d'onde de pompage de 532 nm en 650 nm environ à l'aide d'un oscillateur à colorant à bande large (on peut aussi employer, pour obtenir ce dernier domaine de longueurs d'ondes, des colorants ayant une bonne absorption à 532 nm).

b) La plage de balayage qui pourra être continuellement explorée par le laser va correspondre exactement à la dynamique de balayage du laser à colorant continu, soit plus de 100 GHz dans notre cas.

c) De la même façon, la stabilité en longueur d'onde sera conditionnée par la stabilité du laser continu et fonction du système d'asservissement : on peut espérer quelques MHz de stabilité.

d) La largeur spectrale d'émission va essentiellement dépendre du paramètre ; durée de l'impulsion. En effet, l'étalement en fréquence dû uniquement à la limitation de la durée de l'émission va être supérieur à 40 MHz. Sur ce point précis, les performances de ce nouveau système seront moins bonnes que celles de l'ancien. Ce dernier comportait un Nd:YAG (CHROMATIX) délivrant des impulsions longues d'une durée de 120 ns à 532 nm et la largeur spectrale a été mesurée inférieure à 20 MHz. Actuellement, de tels lasers n'existent malheureusement plus sur le marché.

e) La puissance délivrée par le système va être fonction du colorant utilisé. Pour des colorants très efficaces, comme la Rhodamine 6G, on peut espérer un taux de conversion de l'énergie allant jusqu'à 30 %. Disons, pour fixer les idées, que nous pouvons compter sur des impulsions de puissance crête de quelques MW.

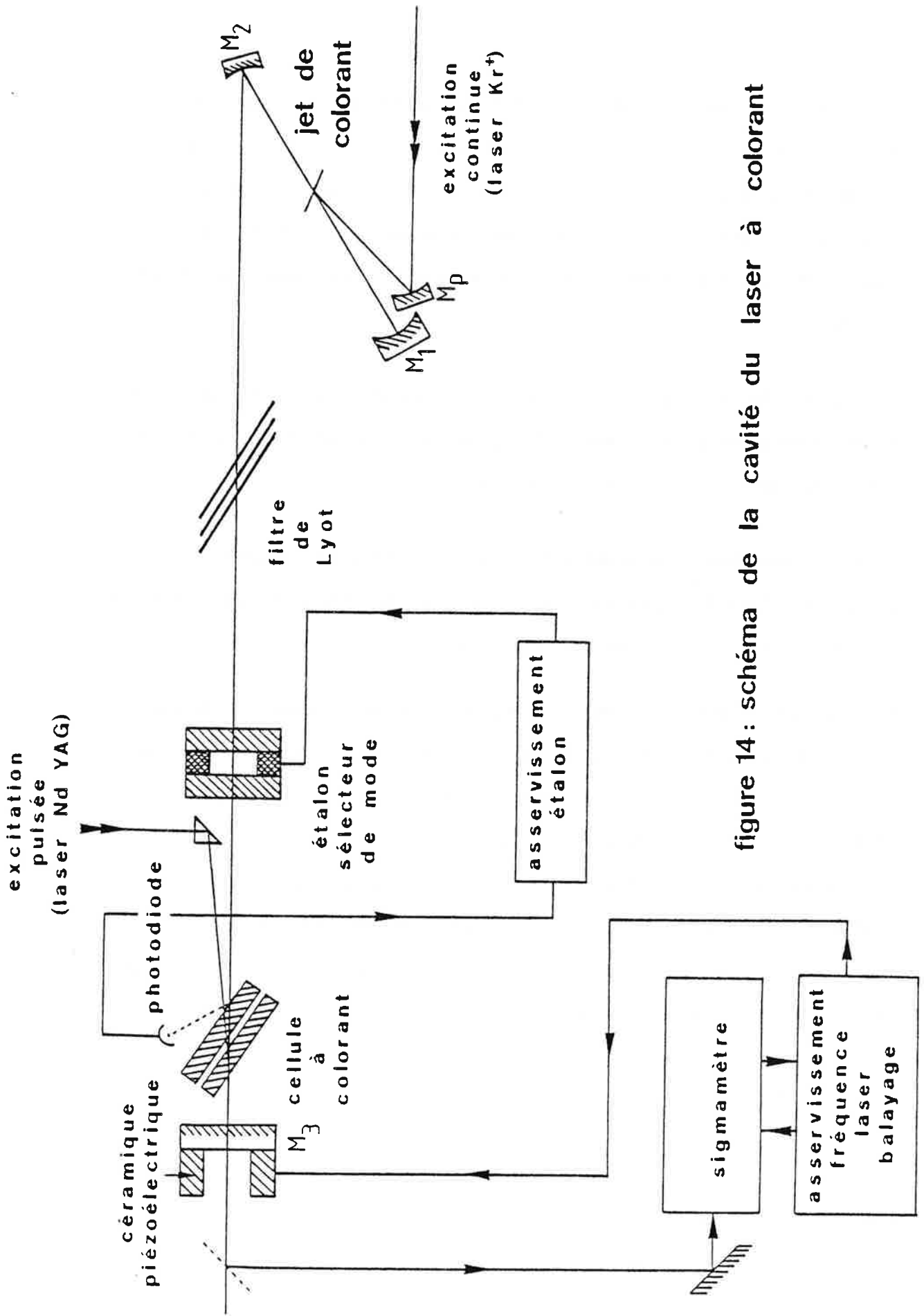


figure 14: schéma de la cavité du laser à colorant

Précisons enfin que le laser de pompage de la cavité continue est un laser à Krypton (Cohérent Radiation) délivrant une puissance supérieure à 4 W sur chacun des groupes de raies rouges, vertes et bleues, ce qui autorise le pompage de tous les colorants couvrant le spectre visible.

III.3. LA CAVITÉ DU LASER A COLORANT ACCORDABLE

III.3.1. Les éléments optiques

La figure 14 donne un schéma d'ensemble de la cavité laser.*

Nous pouvons classer les éléments optiques de cette cavité en deux catégories principales :

- les éléments non sélecteurs qui jouent un rôle passif dans la détermination de la longueur d'onde. Ce sont : le miroir de pompe M_p , les miroirs de renvoi M_1 et M_2 et la cellule à circulation de colorant ;
- les éléments sélecteurs qui, eux, jouent un rôle actif en imposant la longueur d'onde d'émission du laser. Ce sont : le jet de colorant, le filtre de Lyot à trois lames biréfringentes, l'étalon Fabry-Perot et le miroir M_3 fermant la cavité du laser.

* Cette cavité laser est essentiellement formée par un laser à colorant Cohérent Radiation, modèle 599-01, que nous avons modifié pour le rendre monomode, asservi, et auquel nous avons ajouté la cellule excitée en impulsions. Tous les composants optiques sont montés sur une barre massive en invar assurant la stabilité mécanique et surtout thermique de l'ensemble.

a) Les éléments passifs, non sélecteurs

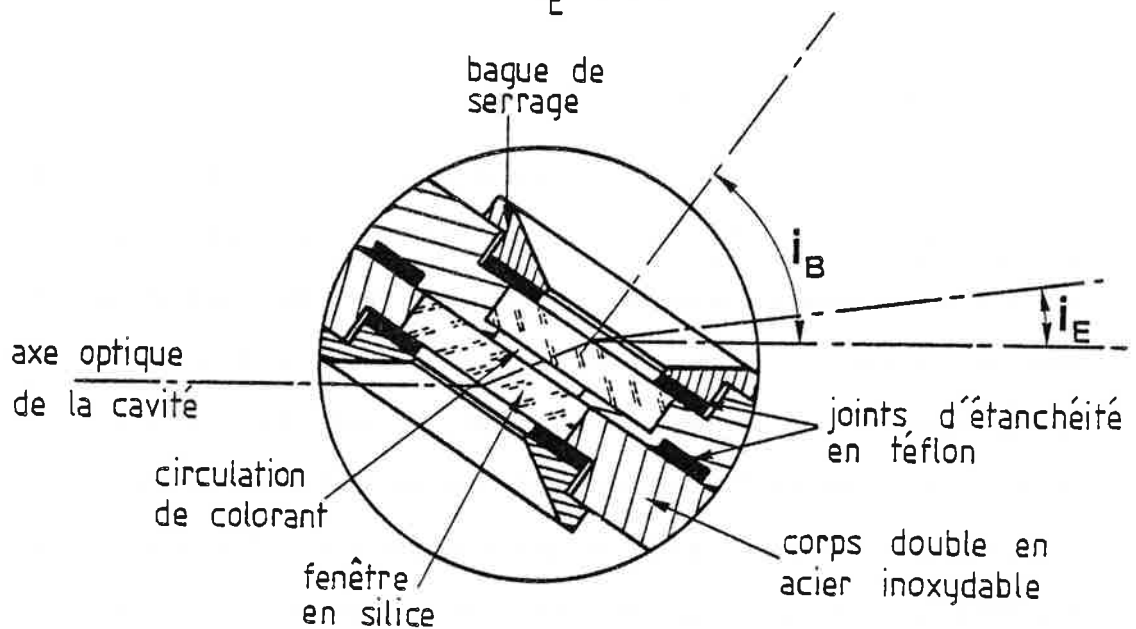
Il n'est pas nécessaire de s'appesantir sur les propriétés des miroirs M_p , M_1 et M_2 . Ces miroirs ont des rayons de courbure tels que les paramètres du faisceau gaussien qui se forme dans la cavité donnent un rendement optimal au système. Ces miroirs sont ceux fournis par le constructeur (Cohérent Radiation). On peut noter qu'ils doivent être changés lorsque l'on désire modifier sensiblement la longueur d'onde d'émission du laser; de sorte que leur pouvoir réflecteur soit maximal dans la bande spectrale désirée. Les revêtements diélectriques peuvent donner des pouvoirs réflecteurs très élevés sans absorption, mais ils ne sont pas complètement achromatiques. Cependant, en général, leur bande passante est suffisamment large pour couvrir l'émission de fluorescence de plusieurs colorants voisins en ce qui concerne les miroirs M_1 et M_2 , ou les longueurs d'ondes de plusieurs raies adjacentes du laser de pompage pour le miroir M_p .

Le choix d'une cellule à circulation de colorant pour l'excitation pulsée a été motivé par la raison suivante :

Comme nous l'avons indiqué au chapitre précédent, nous désirions que l'excitation pulsée soit séparée de l'excitation continue. Cette dernière, pour des raisons de densité d'énergie nécessaire à l'inversion de population dans le colorant, doit se faire dans une zone fortement focalisée des faisceaux lasers ($\varnothing \sim 10 \mu\text{m}$). Partout ailleurs dans la cavité, le faisceau possède un diamètre qui peut être de l'ordre du millimètre et il n'est donc plus question d'employer un jet qui n'aurait pas la qualité optique requise sur une telle dimension. La cellule, dont une

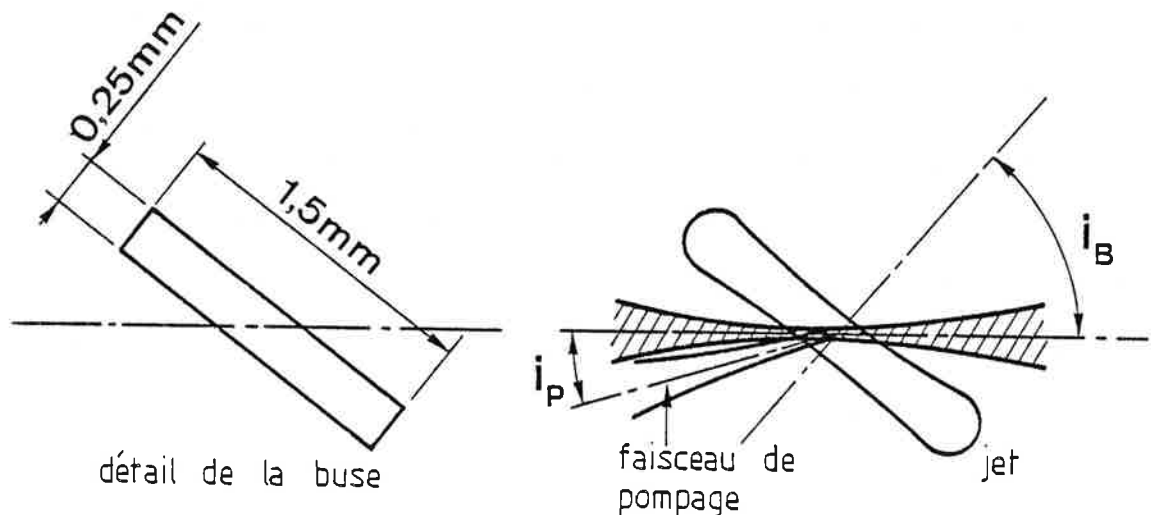
i_B : angle d'incidence brewstérienne

i_E : angle d'incidence de l'excitation $i_E = 5 \text{ à } 10^\circ$



a-vue en coupe de la cellule à circulation de colorant pour l'excitation par impulsions (échelle 2)

i_p : angle d'incidence du faisceau de pompage $i_p \approx 5^\circ$



b-vue en coupe du jet de colorant pour l'excitation continue

figure 15

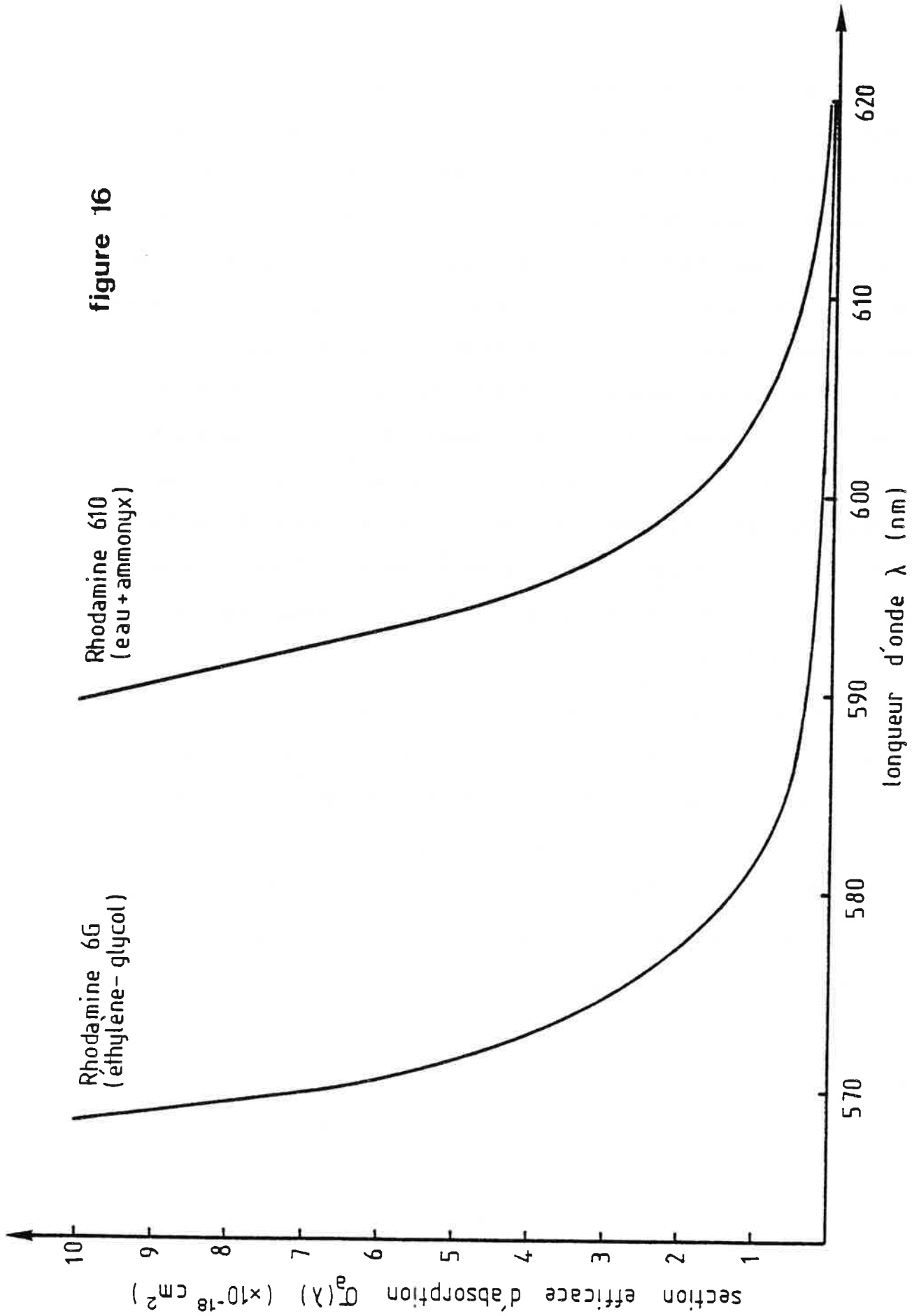
vue en coupe est donnée figure 15 a, est composée de fenêtres parallèles délimitant une fine lamelle de colorant (épaisseur 0,5 mm) qui circule suffisamment vite pour être renouvelé entre chaque impulsion du laser excitateur. Cette lamelle de colorant possède ainsi de bonnes qualités optiques d'homogénéité et de forme sur toute la surface des fenêtres. On doit veiller par ailleurs à ne pas introduire de biréfringence par un serrage trop énergique de ces fenêtres : le faisceau circulant dans la cavité étant polarisé rectilignement, toute biréfringence non contrôlée va introduire des pertes. La disposition des fenêtres est telle que l'on puisse incliner l'ensemble à l'incidence de Brewster pour le faisceau du laser à colorant ; en effet, cette disposition élimine les pertes par réflexion sur les faces et évite d'employer des traitements antireflets qui généralement supportent mal les impulsions laser un peu trop énergiques.

Le corps de la cellule est en acier inoxydable (NS22S) et les joints d'étanchéité sont en téflon ; ceci permet d'utiliser n'importe quel solvant et n'importe quel colorant sans risque de corrosion (Nous utilisons, en particulier, des solutions de colorant dans l'eau additionnée de 10 à 20 % d'Ammonyx, ce qui impose l'acier inoxydable).

L'introduction de cette cellule dans la cavité va amener des pertes que l'analyse du paragraphe I.2.4 nous permet d'évaluer.

Prenons d'abord la combinaison typique suivante : solution de Rhodamine 6G à la fois dans la cellule et pour le jet. La cellule étant inclinée à l'angle de Brewster pour la polarisation de l'onde laser, les pertes par réflexion peuvent être limitées à moins de 1 %. Il existe également des pertes par diffusion et absorption par les fenêtres (éven-

figure 16



tuellement par biréfringence) ; cela nous amène à prendre un terme T_c de l'ordre de 0,95. La valeur du coefficient de réflexion R du miroir de sortie indiquée par le constructeur est en moyenne : $R \approx 0,965$.

L'épaisseur de la solution de colorant circulant dans la cellule est de 0,5 mm : l'épaisseur du jet au niveau de la zone active est de l'ordre de 0,25 mm. Compte tenu de l'inclinaison à l'angle de Brewster de ces éléments, nous avons :

$$d' = 0,92 \text{ mm}$$

$$d = 0,46 \text{ mm.}$$

La figure 16 donne les courbes représentatives de la section efficace d'absorption en fonction de la longueur d'onde pour les colorants que nous utilisons habituellement. Ces courbes ont été obtenues à partir des spectres d'absorption à l'aide de la relation :

$$\sigma_a(\lambda) = \frac{\ln T(\lambda)}{N d_c}$$

où $T(\lambda)$ est la transmission à la longueur d'onde λ , N la concentration moléculaire et d_c l'épaisseur de la solution dans la cellule d'épreuve.

En utilisant la relation (1.7), nous avons établi, dans ces conditions, la courbe $\Delta P_a/P_a$ en fonction de la longueur d'onde. Dans ce cas où $\sigma_a(\lambda) = \sigma'_a(\lambda)$, la courbe figure 17 a montre que plus on se trouve dans une zone absorbante du colorant, plus $\Delta P_a/P_a$ diminue. Cet effet n'a pas été vérifié expérimentalement.

Prenons ensuite l'autre combinaison : Rhodamine 610 dans la cellule et Rhodamine 6G pour le jet ; les sections efficaces d'absorption

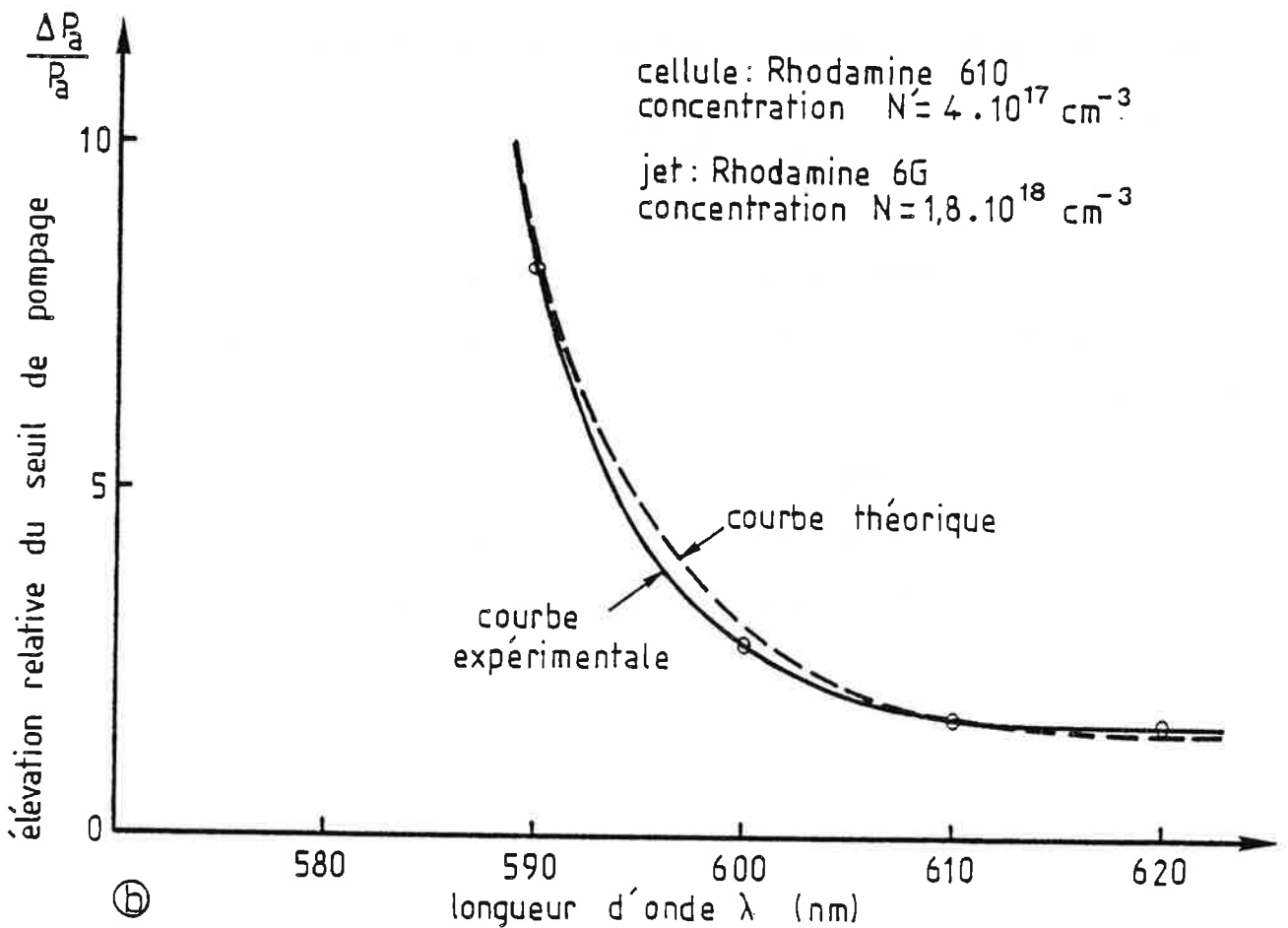
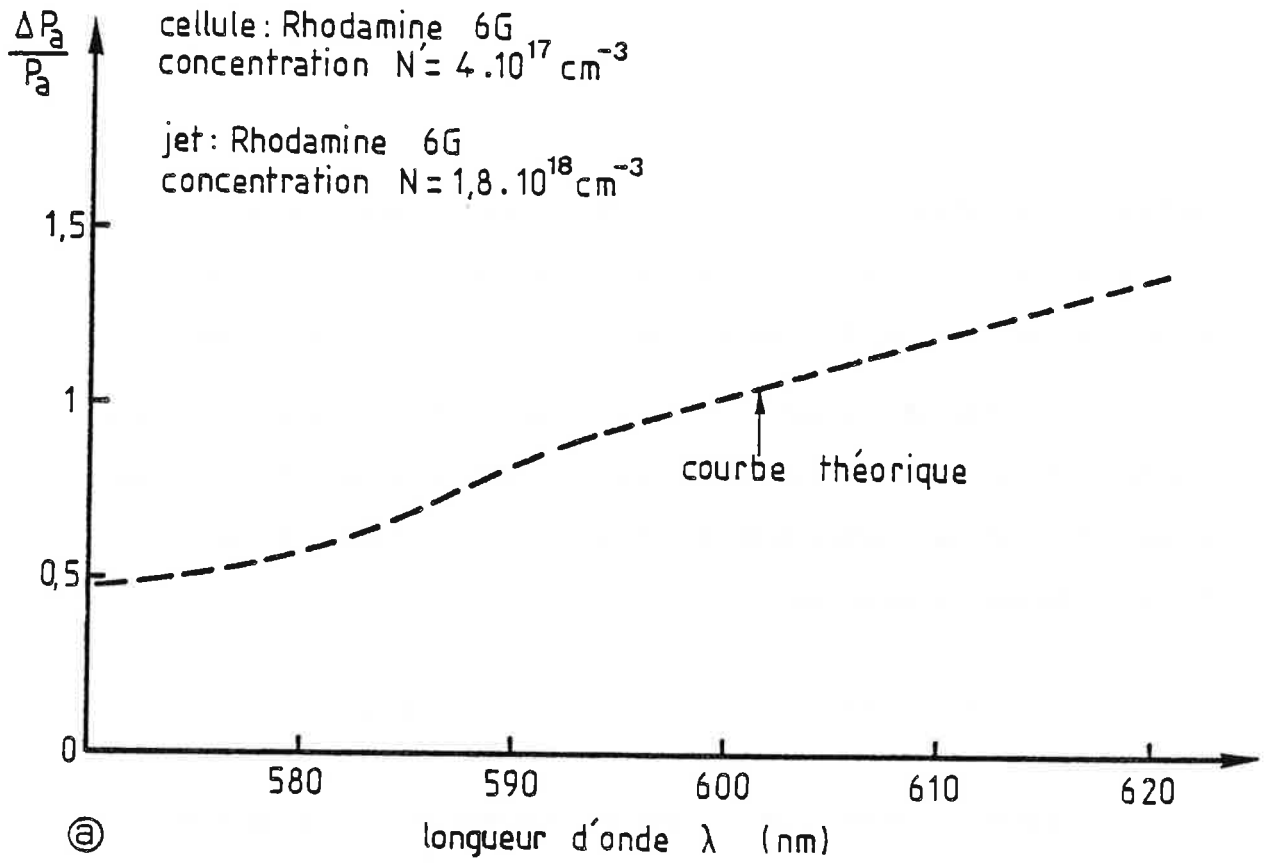


figure 17

$\sigma'_a(\lambda)$ et $\sigma_a(\lambda)$ sont alors différentes. La courbe théorique $\Delta P_a/P_a$ en fonction de λ est donnée figure 17 B ; on a également représenté une courbe expérimentale effectuée dans les mêmes conditions. Ces courbes ont tout à fait la même allure et montrent à l'évidence qu'il est difficile avec cette configuration d'aller vers les courtes longueurs d'ondes puisque le seuil s'élève dans des proportions considérables.

b) Les éléments actifs, sélecteurs de longueur d'onde

Le jet de colorant {11}

La nature du colorant détermine principalement par sa fluorescence propre la bande de longueur d'onde que l'on pourra explorer avec le laser et impose par son absorption propre une certaine plage de longueurs d'ondes utilisable pour effectuer le pompage. Le tableau 2 donne ces caractéristiques pour la plupart des colorants employés dans les lasers à jet de colorant.

Pour que le jet soit de qualité optique optimale et qu'il ait une homogénéité correcte, on se sert d'un solvant ayant une viscosité suffisante ; généralement, il s'agit d'Éthylène-glycol ou bien de DMSO (Diméthylsulfoxyde) pour les colorants émettant dans l'infra-rouge proche. La solution de colorant est filtrée en permanence et est envoyée sous pression vers une buse de section rectangulaire d'où elle sort à grande vitesse (~ 10 m/s). Cette éjection rapide de la solution donne grossièrement au jet une forme de lame à faces parallèles et elle permet d'autre part de renouveler les molécules de colorant et de leur éviter ainsi une destruction trop prompte ; un autre avantage du jet c'est de diminuer le temps d'interaction de la lumière de pompage avec chaque molécule et

Colorant *	Amplitude de la courbe de gain (nm)	Longueurs d'ondes de pompage (nm)
Coumarine 2 (Coumarine 450)	450-480	330-380
Coumarine 1 (Coumarine 460)	460-490	330-380-401
Coumarine 102 (Coumarine 480)	470-500	401
Coumarine 30 (Coumarine 515)	490-530	401-488
Coumarine 6 (Coumarine 550)	515-575	440-488
Rhodamine 110 (Rhodamine 560)	540-580	488-526
Rhodamine 6G (Rhodamine 590)	570-620	488-526
Rhodamine B (Rhodamine 610)	600-650	488-526
Rhodamine 101 (Rhodamine 650)	630-690	526-568
Nile Blue A (Nile Blue 690)	700-750	630-680
Oxazine 1 (Oxazine 725)	700-770	630-680
DEOTC	760-840	630-680
HITC	830-900	> 700
IR 140	900-1000	> 700

* autre dénomination du colorant entre parenthèses.

*Liste des principaux colorants utilisés dans les lasers
à colorants continus.*

Tableau II

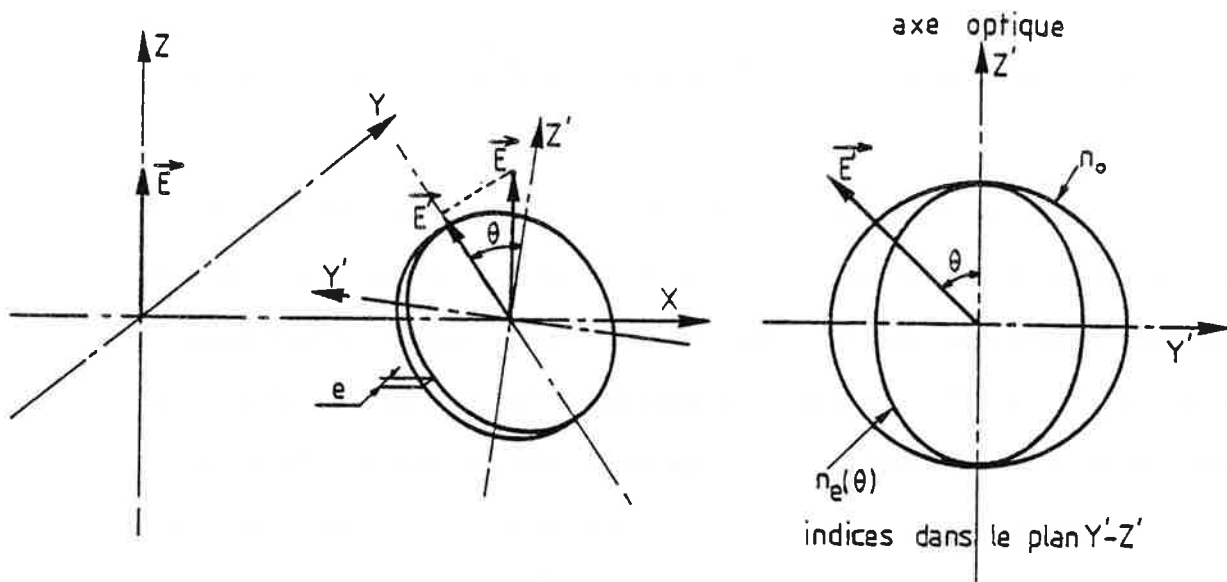
donc d'empêcher, au moins partiellement, l'absorption par les états triplets.

Le faisceau de pompage est focalisé dans la zone centrale du jet et y forme une tache d'environ $10 \mu\text{m}$ de diamètre (ce qui correspond à une densité de puissance de 5 MW/cm^2 en fonctionnement normal à une puissance de 2 w). Pour cette dimension de tache, le jet est effectivement homogène optiquement. Les pertes par réflexions sur les faces du jet sont inévitables, c'est pourquoi on les minimise pour la polarisation verticale en inclinant la buse à l'incidence brewstérienne autour d'un axe horizontal (figure 15 b).

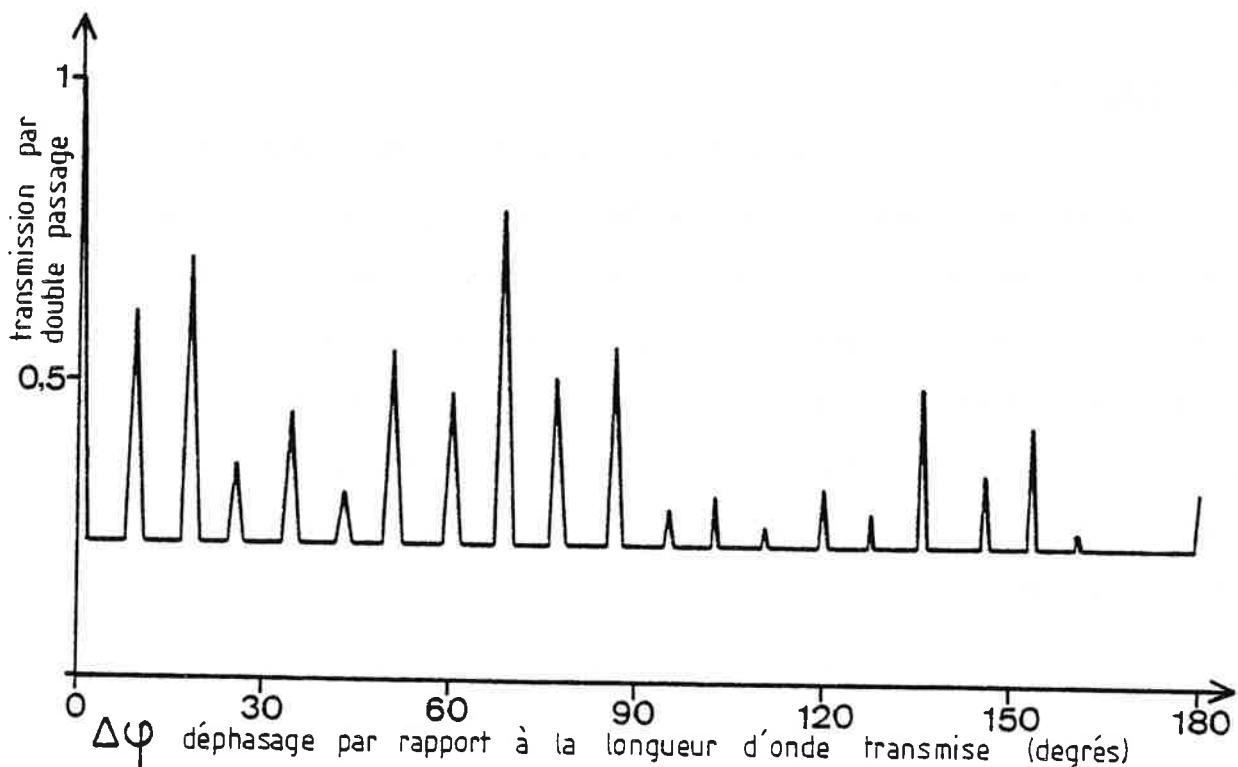
Le filtre de Lyot

Comme l'indique le tableau 2, le spectre d'émission couvert d'une façon continue par un seul colorant est très large, typiquement plus de 30 nm. Il va donc falloir sélectionner à l'intérieur de ce spectre des bandes de longueurs d'ondes de plus en plus étroites pour arriver au fonctionnement monomode, en minimisant le plus possible les pertes. Le filtre de Lyot est l'élément qui permet la sélection la plus grossière, il pourra nous conduire à une largeur spectrale d'émission laser de 0,05 nm soit 40 GHz à 500 nm.

Ce filtre biréfringent est constitué de trois lames de quartz cristallin planes et parallèles, inclinées à l'angle de Brewster par rapport à l'axe de la cavité. Le mode gaussien se propageant dans la cavité est polarisé rectilignement du fait même de l'existence de plusieurs faces inclinées à l'angle de Brewster. Les trois lames sont taillées de telle sorte que leurs axes neutres soient dans un plan parallèle aux faces et



a représentation schématique d'une lame biréfringente inclinée dans un faisceau lumineux polarisé suivant Z et se propageant suivant X



b transmission, à $\theta=45^\circ$, d'un filtre de Lyot dans une cavité contenant les éléments suivants inclinés à l'angle de Brewster: une cellule à colorant et trois lames biréfringentes dont les épaisseurs sont dans le rapport 1:4:16. En abscisse on rapporte le retard de phase à la lame mince[12]

figure 18

les axes respectifs de ces lames sont placés rigoureusement parallèles les uns aux autres (figure 18 a).

Ce filtre diffère sensiblement du filtre de Lyot classique pour lequel les faces des lames biréfringentes sont perpendiculaires à l'axe du faisceau et qui contient des polariseurs quasi parfaits. Dans ce cas classique, la courbe de transmission d'une lame entre polariseurs parallèles prend la forme d'un spectre cannelé, soit :

$$I = I_{\lambda} \cos^2 \frac{\phi}{2} = I_{\lambda} \cos^2 \frac{\pi \delta}{\lambda}$$

où I_{λ} est l'intensité incidente à la longueur d'onde λ ,

$\delta = [n_e(\theta) - n_o]e$ est la différence de marche introduite par la traversée de la lame d'épaisseur e dont l'indice extraordinaire $n_e(\theta)$ est fonction de l'angle θ entre l'axe optique du cristal et la direction de polarisation. n_o est l'indice ordinaire et ϕ est donc la différence de phase produite par la différence des chemins optiques δ .

L'angle θ est pris ici égal à 45° , condition pour qu'il y ait maximum de contraste du spectre cannelé. Les maximums de transmission sont tels que :

$$\frac{\phi}{2} = \frac{\pi \delta}{\lambda} = k\pi \quad \text{soit} \quad \lambda = \frac{\delta}{k} = \left(\frac{n_e - n_o}{k} \right) e$$

où k est un entier qui représente un ordre d'interférence.

Le calcul montre que si on dispose d'un assemblage de polariseurs et de lames dont l'épaisseur e augmente en progression géométrique, la bande passante du système sera constituée de pics espacés de l'intervalle

entre ordres de la lame la moins épaisse, et de largeur spectrale celle de la lame la plus épaisse.

De plus, si on fait tourner en bloc les lames par rapport aux polariseurs autour d'un axe parallèle au faisceau incident (angle θ), on fait varier la quantité $(n_e - n_o)$ et, par conséquent, dans un même ordre k , la longueur d'onde transmise λ .

Ce sont ces deux propriétés de sélection et d'accordabilité de la longueur d'onde qui nous intéressent. L'assemblage de trois lames utilisé dans la cavité est, comme nous l'avons dit, quelque peu différent. Des résonateurs optiques contenant de tels éléments biréfringents inclinés à l'angle de Brewster ont été étudiés en tenant compte du fait que le taux de polarisation introduit par ces lames n'est que partiel [12].

La figure 18 b donne l'allure de la transmission à $\theta = 45^\circ$ d'un résonateur contenant une cellule à colorant et trois lames biréfringentes à l'incidence de Brewster et dont les épaisseurs sont dans le rapport 1 : 4 : 16 ; c'est le montage typique de notre cavité.

Nous pouvons remarquer que de nombreux pics de transmission existent en dehors du pic principal (pour lequel $\Delta\Phi = 0$). En fait, pour les longueurs d'ondes correspondant à ces pics secondaires, la transmission du système n'est pas assez importante pour qu'il y ait oscillation laser et l'on reste au-dessous du seuil. L'épaisseur de la lame la plus fine est telle que les autres pics de transmission soient décalés de 100 nm environ pour que le laser n'oscille que sur un ordre, même avec un colorant dont la courbe de gain s'étend sur 70 nm.

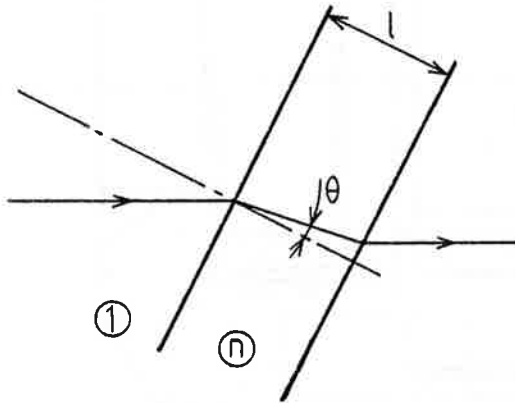
La largeur spectrale est de 0,05 nm, beaucoup plus étroite qu'avec

un filtre équivalent utilisant des polariseurs parfaits, cependant le coefficient d'extinction ne passe pas par zéro, ce qui ne nous gêne en rien.

La sélection de la longueur d'onde s'opère simplement en tournant ensemble les trois lames autour d'un axe perpendiculaire à leurs faces, ce qui revient à déplacer la longueur d'onde du maximum de transmission.

L'étalon Fabry-Perot

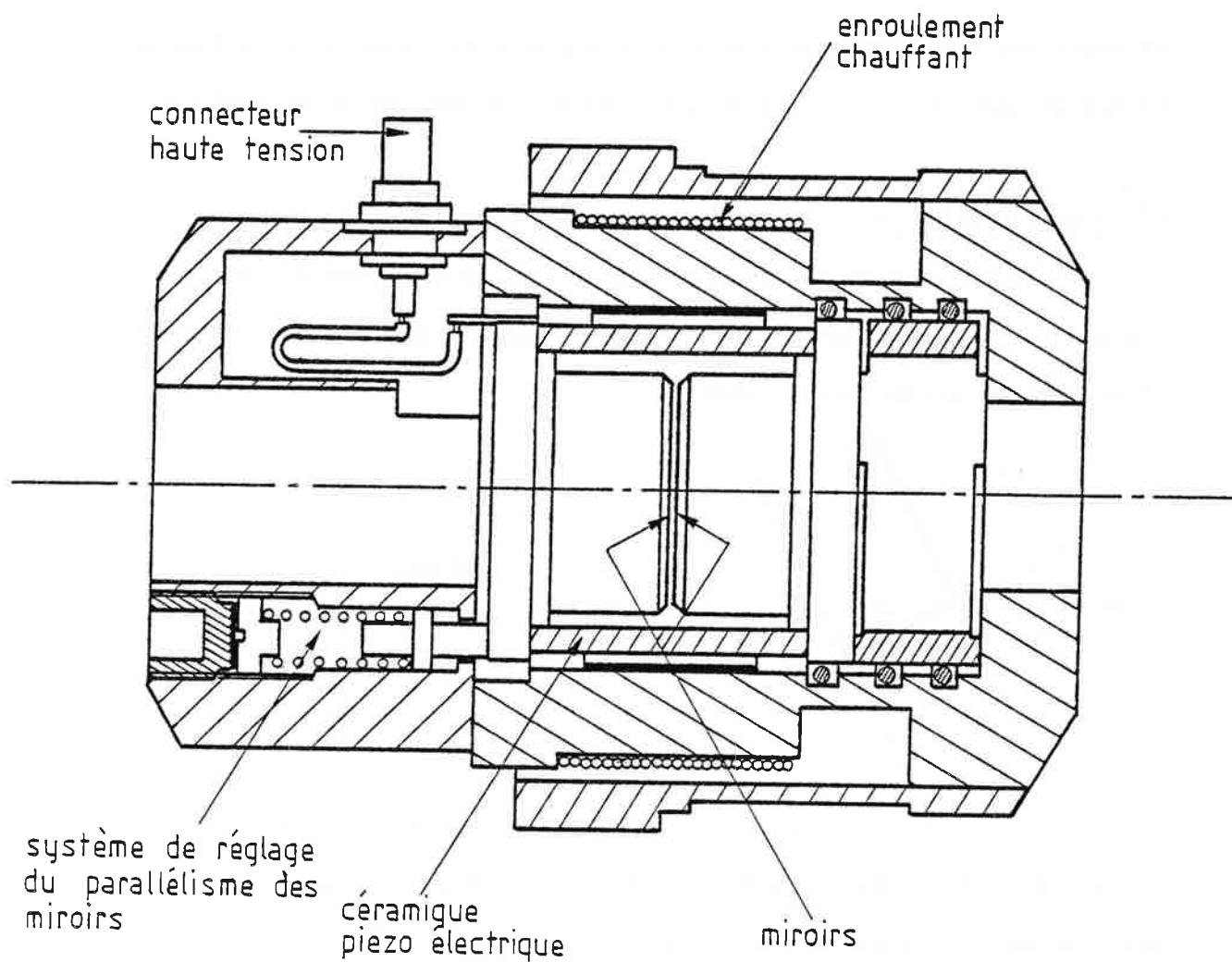
La sélection de la longueur d'onde peut être encore affinée par l'emploi d'un étalon Fabry-Perot à faces planes. Son épaisseur détermine l'intervalle entre ordres, soit :



$$\Delta\nu = \frac{c}{2 n l \cos\theta}$$

c étant la vitesse de la lumière dans le vide, n l'indice du milieu, l l'épaisseur de l'étalon et θ l'angle d'inclinaison du rayon par rapport à la normale dans le milieu.

On peut s'arranger pour donner à l'étalon une épaisseur telle que seul un ordre soit transmis par le système filtre de Lyot + étalon Fabry-Perot. Pour cela, il suffit que la transmission résultante de ce système laisse le laser au-dessous du seuil pour les fréquences des ordres adjacents à celui qui est transmis. Ceci est généralement vrai si on s'éloigne d'au moins 10 % de la transmission maximale.



coupe du Fabry-Perot intracavité (Spectra-Physics)

figure 19

Dans notre cas, nous disposons d'un étalon Spectra Physics modèle 581 A (figure 19). Notre choix a été motivé par le fait que les lames de cet étalon possèdent des traitements diélectriques non absorbants, donc qui n'introduisent que très peu de pertes ; or, comme nous avons à rajouter une cellule supplémentaire dans la cavité, il aurait été très néfaste pour le seuil laser d'utiliser le système du constructeur (Cohérent) qui est traité avec des revêtements métalliques absorbants. L'inconvénient des couches diélectriques c'est qu'elles ne sont pas achromatiques sur toute l'étendue du spectre accessible, alors que les couches métalliques le sont ; il faudra donc changer les lames si on veut passer du rouge au bleu.

Par construction, l'étalon est composé de deux lames légèrement prismatiques pour éviter les réflexions parasites ; les faces en regard sont séparées par un intervalle d'air d'épaisseur $\ell = 2$ mm. Si nous considérons que l'inclinaison θ par rapport à l'axe de la cavité est toujours faible en utilisation ordinaire, l'expression de l'intervalle entre ordres se réduit à :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2\ell}$$

ce qui ici nous donne : $\Delta\nu = 75$ GHz.

Puisque le filtre de Lyot limite l'oscillation laser à une largeur spectrale d'environ 40 GHz, un seul ordre du Fabry-Perot sera transmis par ce système. En ce qui concerne la bande passante de l'étalon, elle peut être définie à l'aide de la finesse F :

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$$

où R est le pouvoir réflecteur des lames.

La bande passante $\delta\nu$ s'exprime alors par :

$$\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{F}$$

D'après les données du constructeur (figure 20), $\delta\lambda \approx 7,5$ GHz, ce qui indique que la finesse est de l'ordre de 10, et par conséquent que le pouvoir réflecteur R des faces est d'environ 73 %.

Afin d'éliminer les couplages optiques entre les faces de l'étalon Fabry-Perot et les miroirs fermant la cavité du laser, il est nécessaire de désaxer légèrement l'étalon jusqu'à ce qu'un fonctionnement monomode soit parfaitement assuré. Notons cependant que comme l'onde incidente du laser a un diamètre fini D , les différents faisceaux partiellement réfléchis entre les deux lames ne se recouvrent plus entièrement et ne peuvent pas interférer en totalité. L'accroissement de l'inclinaison augmente donc les pertes par réflexion (celles-ci étant proportionnelles au rapport $\frac{e}{D}$ de l'épaisseur de l'étalon au diamètre du faisceau laser) ; il faut donc trouver un compromis entre l'élimination des couplages et un seuil le plus bas possible.

Le réglage précis des lames nécessite un montage mécanique d'une grande stabilité (figure 19). L'ensemble des deux lames est monté à l'intérieur d'une céramique piezo-électrique tubulaire sur laquelle on peut appliquer une tension par l'intermédiaire de ses faces internes et externes. L'application de cette tension a pour effet de provoquer des petits déplacements des lames l'une par rapport à l'autre suivant l'axe du système, et donne donc la possibilité d'obtenir un asservissement ou un balayage du mode laser. La stabilité thermique est assurée par un

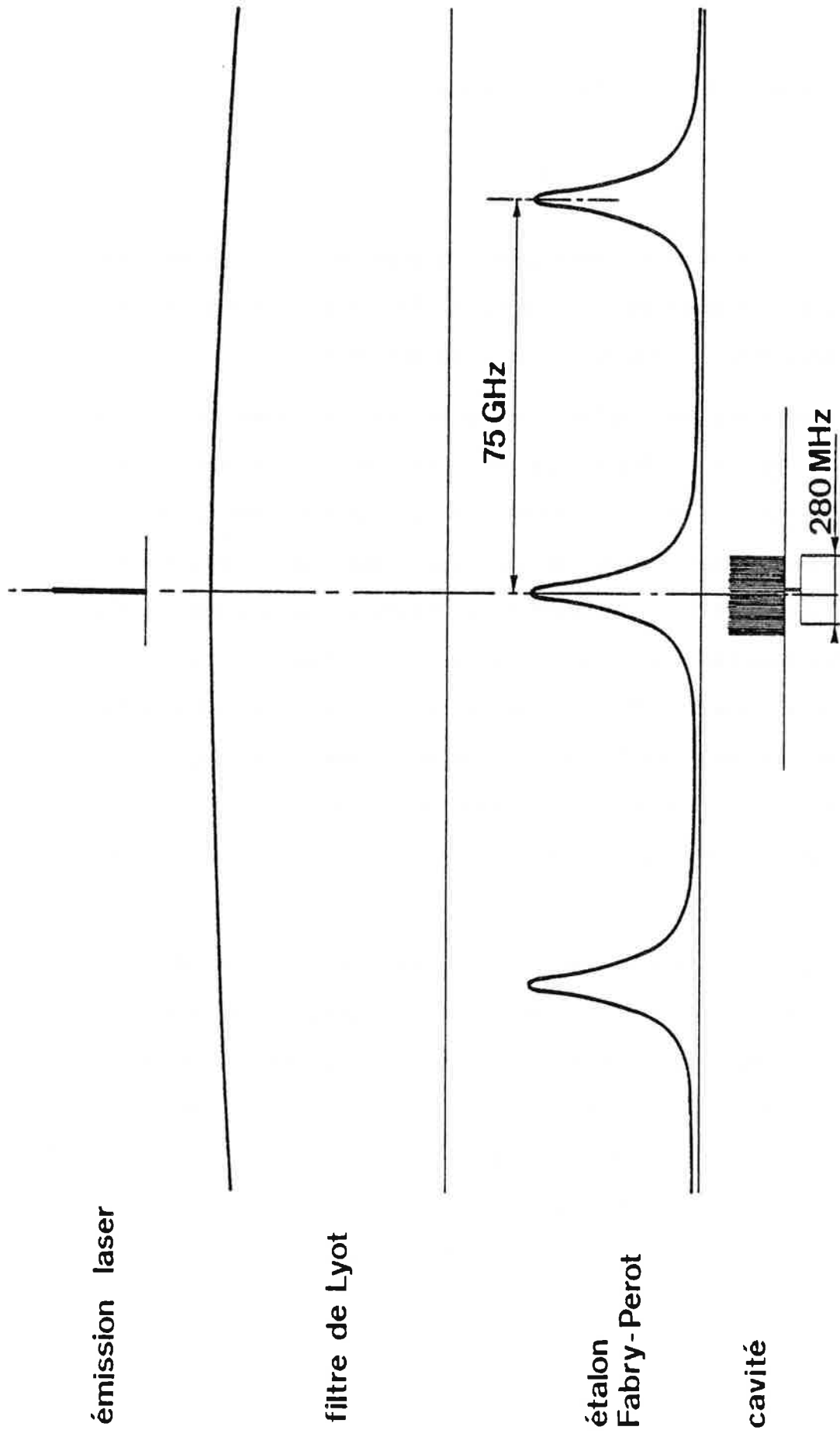


figure 20 transmissions des éléments sélecteurs

enroulement chauffant relié à un pont de wheatstone asservi. Un réglage fin du parallélisme des lames peut être obtenu par trois vis à 120° agissant en pression par l'intermédiaire d'un ressort.

Les modes de la cavité

Le miroir de sortie (M_3) fermant la cavité laser est un miroir plan dont la transmission est d'environ 2 à 5 %, afin d'assurer un couplage optimum. Le point de focalisation du faisceau gaussien se situe au niveau de cette face plane (en ce qui concerne la partie M_2-M_3). Les différents modes longitudinaux de la cavité sont séparés en fréquence d'une quantité :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}$$

où L est la longueur optique totale de la cavité. Dans notre cas, L peut être estimée à 0,54 m, d'où $\Delta\nu = 280$ MHz. Sur la figure 20, nous avons donné la succession des bandes passantes des différents sélecteurs qui mènent, par superposition, au fonctionnement monomode.

Le balayage des modes de la cavité pourra se faire en déplaçant longitudinalement le miroir M_3 qui est monté sur un empilement de céramiques tubulaires de façon à laisser sortir le faisceau laser (figure 14).

L'empilement de céramiques a l'avantage de réduire d'une part la tension appliquée et d'autre part les rotations parasites introduites par les inhomogénéités internes des céramiques.

Le maximum de transmission de la cavité est donné par :

$$\frac{2L}{\lambda} = k$$

Nous obtenons l'expression suivante donnant la variation de la fréquence transmise $d\nu$ due à une variation de la longueur de la cavité dL

$$\frac{d\nu}{\Delta\nu} = \frac{dL}{(\lambda/2)}$$

où $\Delta\nu$ est l'intervalle entre ordres. D'après cette formule, nous voyons que nous pouvons balayer la fréquence de transmission d'une valeur $\Delta\nu$ en changeant la longueur d'une valeur égale à $\frac{\lambda}{2}$. Remarquons tout de suite la grande différence des amplitudes de déplacements que nous aurons à faire subir au miroir M_3 d'une part et aux lames de l'étalon d'autre part, lors d'un balayage de la longueur d'onde.

Soit $\Delta\nu_e = \frac{c}{2e}$ l'intervalle entre ordres de l'étalon,

et $\Delta\nu_c = \frac{c}{2L}$ l'intervalle entre ordres de la cavité.

Si nous voulons opérer un déplacement en fréquence $d\nu$ identique pour ces deux Fabry-Perot, nous aurons :

$$\frac{\Delta\nu_c}{\Delta\nu_e} = \frac{de}{dL} \quad \text{soit} \quad \frac{de}{dL} = \frac{e}{L}$$

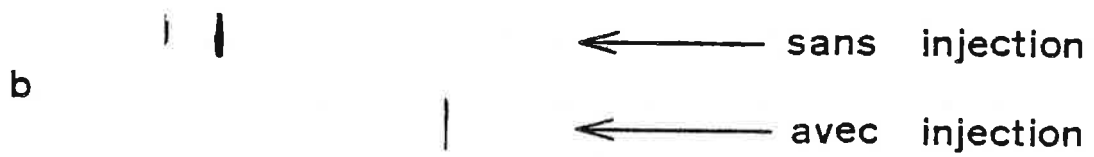
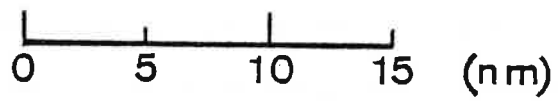
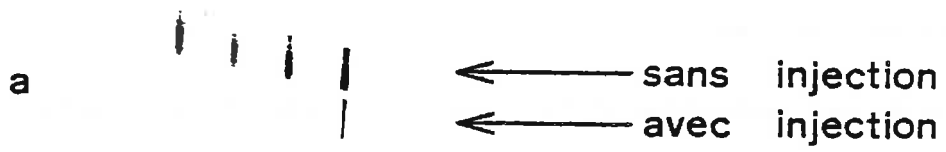
par conséquent, l'amplitude du déplacement mécanique est proportionnelle à la longueur de la cavité, pour un déplacement en fréquence donné. La céramique du miroir M_3 n'aura pas, et de loin, la dynamique voulue pour accomplir un balayage continu ; nous serons obligés d'effectuer un déplacement en dents de scie, ce que nous préciserons plus loin.

III.3.2. Le laser à injection

Le premier essai que nous avons dû faire a été de déterminer les conditions d'oscillation de la cavité, fonctionnant en mode injecté, avec les deux excitations séparées.

L'excitation par impulsions se fait quasi longitudinalement, puisque l'angle du faisceau Nd:YAG avec l'axe de la cavité n'est que de quelques degrés. Dans le montage définitif, le faisceau de pompage est pris après réflexion du faisceau Nd:YAG principal sur une lame de silice nue dont on a réglé l'orientation pour obtenir la puissance désirée (la polarisation est horizontale, dans le plan d'incidence, donc pour des angles proches de l'angle de Brewster, il est possible d'obtenir de faibles pouvoirs réflecteurs réglables). Ensuite, on filtre le faisceau infrarouge qui reste superposé au faisceau vert et on focalise de telle sorte que, sur la cellule, la tache du faisceau pulsé soit du même ordre de grandeur que la tache du faisceau continu (environ 1 mm de diamètre). L'énergie optimale de pompage à ce niveau a été estimée entre 3,5 et 4 mJ par impulsion, soit une puissance crête comprise entre 230 et 270 kW. En fait, les réglages de focalisation sont valables pour un taux de répétition bien précis ; en effet, la divergence du faisceau varie assez notablement avec la fréquence de tir du YAG.

Dans l'analyse théorique du chapitre II, il a été établi qu'en fonctionnement monomode, le mode de la cavité et le mode injecté devaient être spatialement parfaitement ajustés. Dans la configuration où nous sommes, cet ajustement s'obtient automatiquement pourvu que l'excitation par impulsions se superpose au mode continu dans la cellule intracavité. Par



blocage de l'émission laser

figure 21

ailleurs, nous avons remarqué que la cavité devait être accordée à la longueur d'onde du rayonnement injecté ; cet impératif est bien entendu toujours réalisé puisque c'est la même cavité qui sert d'oscillateur et d'amplificateur.

Par conséquent, la cavité doit d'abord être parfaitement réglée pour l'oscillation continue. Après avoir confondu, sur la cellule, les taches du faisceau continu et de l'excitation pulsée, nous pouvons diminuer le pompage continu jusqu'à passer au-dessous du seuil. Nous observons alors en sortie les seules impulsions délivrées par la cavité excitée par le Nd:YAG. Une analyse spectrale grossière met en évidence très facilement le phénomène d'injection. La figure 21 a représente le spectre d'émission de la cavité oscillant librement en impulsions. Ce spectre a été réalisé à l'aide d'un spectromètre à double dispersion REOSC. Les différents modes de transmission du filtre de Lyot y apparaissent clairement : le gain est suffisamment grand pour que l'oscillation s'établisse sur plusieurs ordres. Au-dessous, l'oscillation pulsée est bloquée par la mise en route de l'oscillation continue, c'est pourquoi il n'apparaît qu'un ordre, spectralement beaucoup plus fin que les ordres précédents. Le blocage de l'oscillation pulsée peut se faire dans des conditions où les longueurs d'ondes de l'oscillation sans injection et de l'oscillation avec injection sont très éloignées : c'est ce que signifie la figure 21 b où l'écart entre ces deux longueurs d'ondes est de l'ordre de 10 nm.

On peut remarquer que lorsque les colorants utilisés dans le jet et dans la cellule sont de même nature, les maximums de leurs spectres de fluorescence ne coïncident pas (en excitation par impulsions, la fluorescence est systématiquement déplacée vers les courtes longueurs d'ondes).

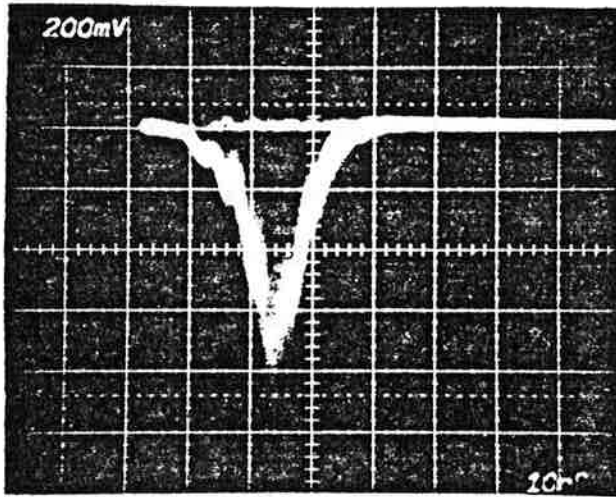
Par conséquent, on ne sera que très rarement dans la situation où la longueur d'onde continue coïncide avec le maximum de la courbe de gain de l'oscillation pulsée, ce qui entraîne une perte d'efficacité. Une solution consiste à faire circuler dans la cellule un colorant qui a normalement un spectre de fluorescence plus rouge (par exemple de la Rhodamine 610 avec un jeu de Rhodamine 6G) ; cette solution, étudiée au paragraphe III.3.1 a), donne des résultats satisfaisants, mais des problèmes d'absorption se posent alors vers les courtes longueurs d'ondes, ce qui élève considérablement le seuil du laser continu.

A partir de la relation (2.9), évaluons la puissance minimum qu'il faut injecter pour obtenir le blocage de l'émission laser. Pour cela, plaçons-nous dans la situation extrême de la figure 21 b, où nous considérerons que l'émission libre s'effectue sur un seul mode du filtre de Lyot à $\lambda_\ell = 580$ nm sur une largeur totale $\delta\lambda = 0,3$ nm. En nous reportant à la figure 2, nous pouvons déterminer $\sigma_e(\lambda_i) \approx 1,5 \cdot 10^{-16}$ cm² pour $\lambda_i = 590$ nm. Considérons que $\sigma_e(\lambda')$ est constant sur l'intervalle restreint $\{\delta\lambda\}$; nous avons alors : $\sigma_e(\lambda') = \sigma_e(\lambda_\ell) \approx 1,75 \cdot 10^{-16}$ cm² (ces valeurs correspondent à de la Rhodamine 6G).

La relation (2.9) se réduit donc à :

$$P_{\min} \approx 2n^2 c \frac{\sigma_e(\lambda_\ell)}{\sigma_e(\lambda_i)} \frac{\delta\lambda}{\lambda_\ell^2}$$

ce qui donne pour les valeurs indiquées ci-dessus $P_{\min} = 1,1 \cdot 10^{12}$ photons.s⁻¹ soit 37 μW à la longueur d'onde λ_i . Nous disposons habituellement d'une dizaine de mW en sortie, soit 300 mW à l'intérieur de la cavité, valeur très largement suffisante.



allure de l'impulsion lumineuse en sortie de la cavité
 (détecteur : diode à avalanche au Si, de temps de montée 50ps)
 10 ns par carreau

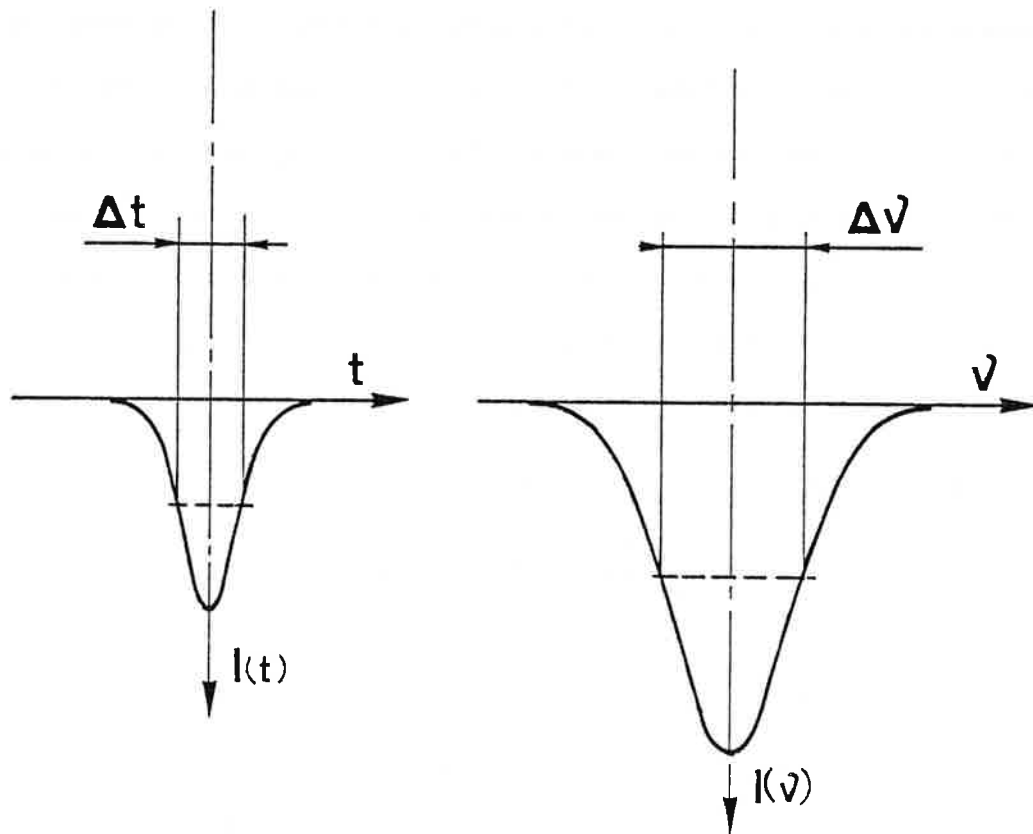


figure 22

La puissance en sortie est très difficile à évaluer théoriquement compte tenu du nombre d'éléments à l'intérieur de la cavité. En sortie directe de la cavité, la valeur crête de la puissance a été mesurée égale à 120 w avec 3,6 mJ d'énergie de pompage sur la cellule. Le taux de conversion est évidemment très faible, mais pendant la durée de l'impulsion, le gain par rapport à l'émission continue est d'environ 10^4 .

Il est intéressant de savoir si dans des conditions habituelles de fonctionnement, la durée de l'impulsion laser va être plus faible que la durée du premier plateau (cf. paragraphe II.3) : condition nécessaire pour qu'il y ait blocage complet de l'émission sur la longueur d'onde du laser continu. En utilisant les relations (2.10) et (2.11) et en nous replaçant dans la même situation que ci-dessus, nous obtenons :

$$\tau_p = 3,6 \cdot 10^{-8} \text{ s.}$$

et la durée du premier plateau : $T_p \approx \tau_p \ln \left[I_{en} \frac{\pi \lambda^2 \omega_0^2}{2n^2 c \delta \lambda} \right] = 2,8 \cdot 10^{-6} \text{ s}$
 où $\omega_0 \approx 0,5 \text{ mm}$ est le rayon minimum du faisceau sur le miroir de sortie, et I_{en} l'intensité injectée à l'intérieur de la cavité (nous avons supposé une puissance de 300 mW à l'intérieur de la cavité). Compte tenu de la valeur de T_p et de la durée de l'impulsion, l'émission doit être complètement bloquée sur λ_i .

Une autre caractéristique intéressante à déterminer est évidemment la largeur spectrale de l'émission en mode injecté. Ici, la résolution sera limitée essentiellement par la durée de l'impulsion lumineuse. Malgré une légère dissymétrie, la forme temporelle de l'impulsion, après amplification, peut être représentée approximativement par une fonction gaussienne (figure 22) :

$$I(t) = I_0 e^{-at^2}$$

Pour caractériser la largeur de l'impulsion, on considère habituellement sa durée Δt à $I_0/2$, soit dans notre cas :

$$\Delta t = 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{a}}$$

On peut déterminer la résolution spectrale $\Delta \nu$ résultant de la largeur limitée Δt de l'impulsion en calculant la transformée de Fourier de l'amplitude de la fonction $I(t)$ soit $\mathcal{F}[E(t)]$ avec :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{a}{2} t^2}$$

(le terme de phase peut être négligé puisqu'on ne considère que l'enveloppe lentement variable du champ électrique associé à $I(t)$).

$$\text{Nous avons : } \mathcal{F}[E(t)] = E_0 \sqrt{\frac{2\pi}{a}} e^{-\frac{2\pi^2}{a} \nu^2} = E(\nu)$$

Il s'ensuit que la forme spectrale de l'impulsion va être décrite par la fonction gaussienne :

$$I(\nu) = |E(\nu)|^2 = \frac{2\pi}{a} I_0 e^{-\frac{4\pi^2}{a} \nu^2}$$

La largeur $\Delta \nu$ à la valeur moitié du maximum de cette fonction est alors donnée par :

$$\Delta \nu = \frac{\sqrt{a \ln 2}}{\pi}$$

Par conséquent, nous pouvons établir la relation suivante entre $\Delta \nu$ et Δt :

$$\Delta \nu \cdot \Delta t = \frac{2 \ln 2}{\pi}$$

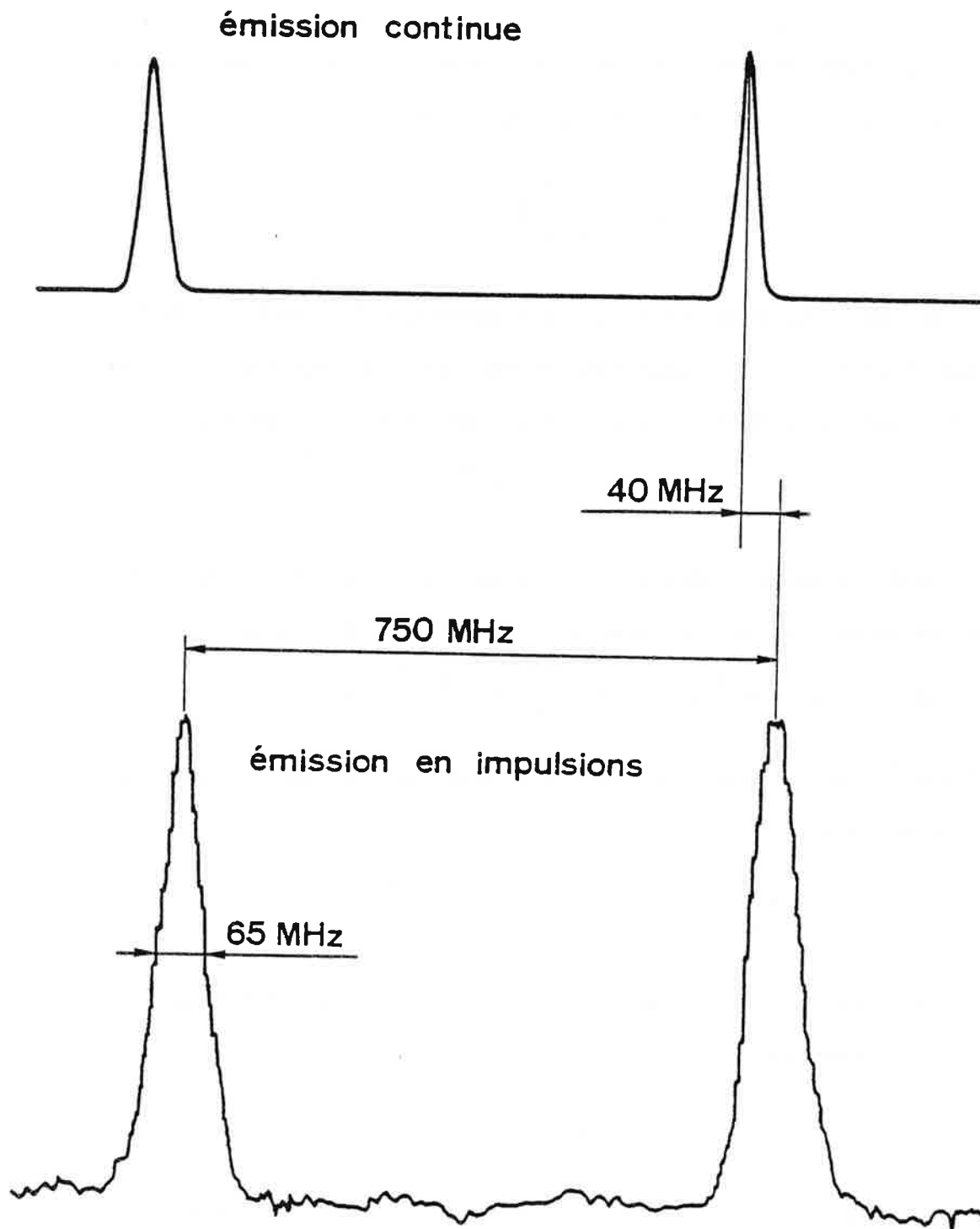


figure 23 analyse spectrale de l'émission laser au Fabry-Perot sphérique

Dans notre cas, $\Delta t \approx 10$ ns, il faut donc s'attendre à une résolution, au mieux de l'ordre de :

$$\Delta \nu \approx 45 \text{ MHz.}$$

Expérimentalement, nous avons analysé de deux façons différentes la résolution du système :

1) Au moyen d'un étalon Fabry-Perot sphérique. L'épaisseur du Fabry-Perot étant laissée constante, on fait varier linéairement la longueur d'onde du laser. La figure 23 représente le spectre obtenu dans ces conditions ; l'épaisseur du Fabry-Perot est de 10 cm, donc l'intervalle entre ordres est de 750 MHz. La largeur spectrale du laser est évaluée à 65 MHz, ce qui est en assez bon accord avec l'estimation ci-dessus, compte tenu du fait que la courbe obtenue est une convolution de la largeur propre du laser et de la fonction d'appareil du Fabry-Perot.

Dans le but de déterminer le déplacement en fréquence consécutif au fort pompage sur la cellule intracavité, on a analysé simultanément l'émission continue et l'émission en impulsions. Le faisceau analysé a été séparé en deux parties par une lame semi-réfléchissante. Le premier faisceau est détecté par un système à temps de réponse lent et permet l'analyse de l'émission continue ; la deuxième partie du faisceau permet l'analyse de l'émission en impulsions par un système intégrateur à porte. Le déplacement en fréquence mesuré de cette façon est de 40 MHz.

2) Au moyen d'un jet atomique de Rubidium. Le faisceau laser tombe perpendiculairement sur le jet d'atomes ; la collimation du jet est telle que la largeur Doppler résiduelle est d'environ une dizaine de MHz dans

spectre à haute résolution de la
 transition $5s \rightarrow 4p$ du Rubidium
 à la longueur d'onde $\lambda = 297,24 \text{ nm}$.
 les composantes a,b,c,d correspondent
 à l'isotope ^{85}Rb et a',b',c',d'
 à l'isotope ^{87}Rb

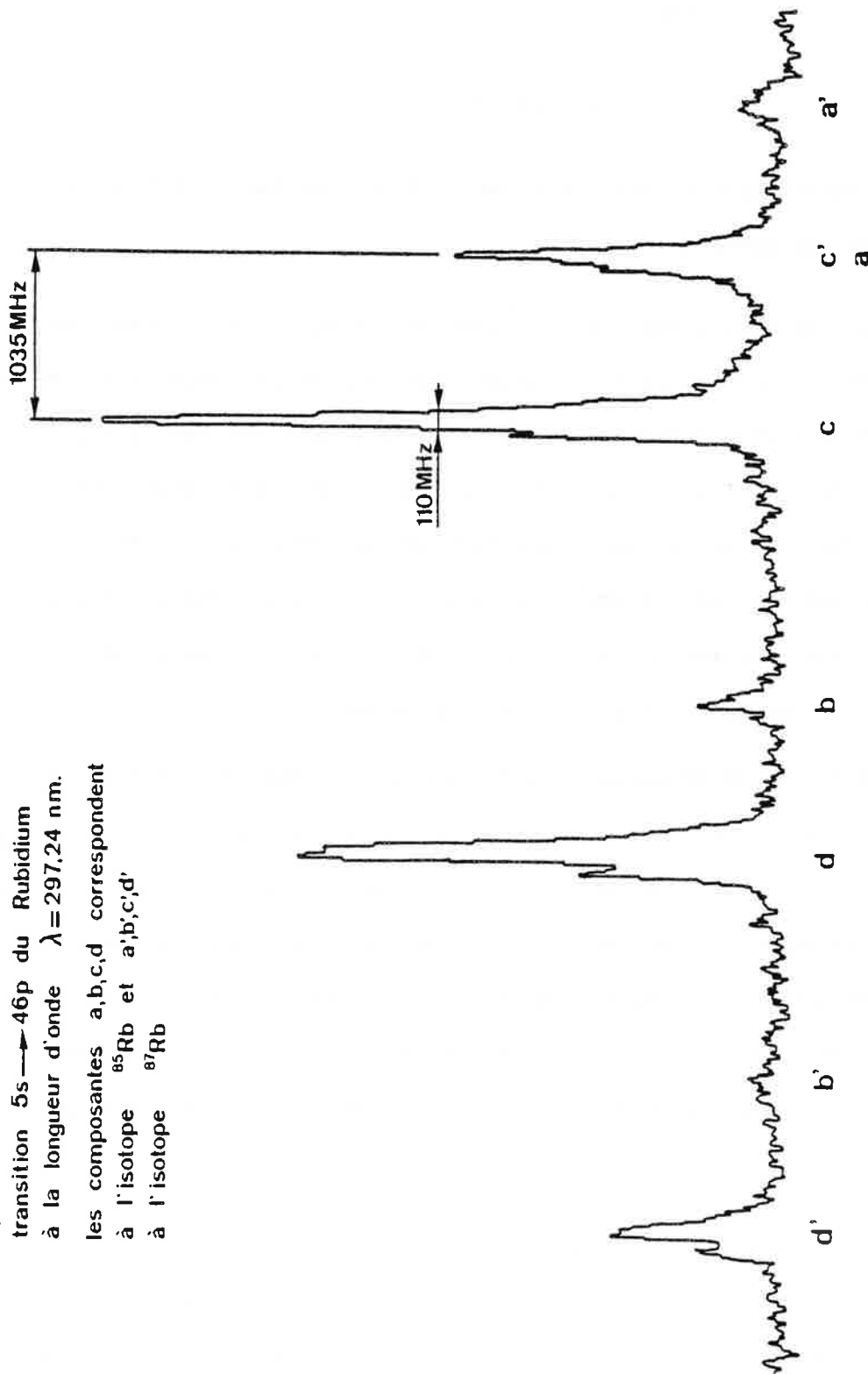


figure 24

l'U.V. Cet élargissement est négligeable dans nos mesures. La figure 24 donne le spectre de la transition $5s \rightarrow 46p$; l'écart entre les diverses composantes étant bien connu, nous avons mesuré la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ d'une des raies : $\Delta\nu = 110$ MHz, correspondant à la fréquence doublée. Pour la fréquence fondamentale, la résolution est donc de 55 MHz. Cette valeur confirme les précédentes.

III.3.3. Systèmes d'asservissement et de balayage

Les systèmes d'asservissement et de balayage agissent simultanément sur le miroir M_3 fermant la cavité et sur l'étalon Fabry-Perot intracavité. L'asservissement doit d'une part éliminer les sauts de modes et d'autre part compenser les dérives lentes aussi bien que rapides, en se rapportant à une référence stable. Le balayage se fait par déplacement simultané du miroir M_3 et des lames de l'étalon, le tout étant commandé par la même référence : le sigmamètre, appareil étudié et réalisé au laboratoire A. Cotton.

a) Le sigmamètre* {13}

Nous nous contenterons de donner une description très schématique de cet appareil à partir de la figure 25. Le principe de base est celui d'un interféromètre de Michelson de différence de marche 1 m. Chacune des voies de l'interféromètre est associée à une polarisation bien déterminée du faisceau laser qui s'y propage. Celui-ci pénètre dans l'appareil polarisé à 45° du plan de la figure. En sortie, on analyse chaque fraction

* Le sigmamètre est un appareil dont la principale fonction est de mesurer un nombre d'onde $\sigma = \frac{1}{\lambda}$, d'où son nom.

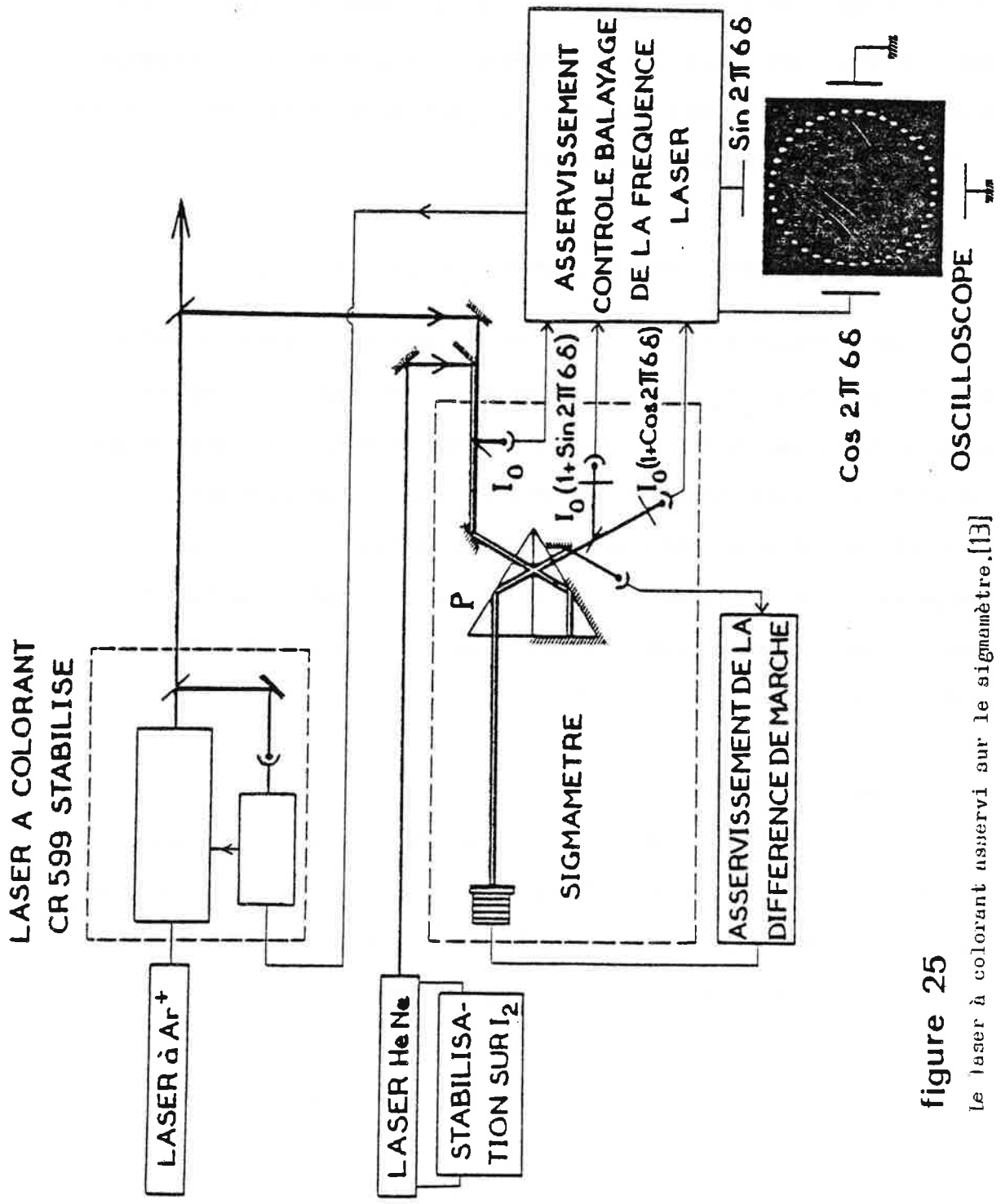


figure 25

Le laser à colorant asservi sur le sigmètre.[13]

du faisceau polarisée parallèlement et perpendiculairement par rapport à ce plan ; compte tenu des déphasages respectifs à la réflexion totale verre-air placée dans l'un des bras de l'interféromètre, on obtient deux signaux :

$$I_0 [1 + \cos(2\pi\delta\sigma + \psi)] \quad \text{et} \quad I_0 [1 + \cos(2\pi\delta\sigma)]$$

où I_0 est proportionnelle à l'intensité du faisceau laser, σ son nombre d'onde, et δ la différence de marche de l'interféromètre. L'angle d'incidence de la réflexion totale et l'indice n du verre du prisme P sont choisis de telle sorte que la différence de phase ψ soit égale à $\frac{\pi}{2}$. Après soustraction de la composante continue et division par I_0 (traitement électronique), nous disposons de deux signaux : $\sin 2\pi\delta\sigma$ et $\cos 2\pi\delta\sigma$ donnant la phase ϕ à $2k\pi$ près (k entier). Si nous appliquons ces signaux aux entrées X et Y d'un oscilloscope, nous obtenons un point représentatif de la phase sur un cercle qui serait entièrement décrit en faisant varier cette phase de 2π .

L'asservissement consiste donc à bloquer l'émission laser à une phase ϕ_0 , parfaitement déterminée, à l'aide d'un signal d'erreur délivré par le système. On effectue le balayage en comparant la phase visualisée sur l'écran avec une phase électronique quelconque que l'on fait varier.

Si on désire une bonne stabilité à long terme, on peut asservir la différence de marche de l'interféromètre par un laser He-Ne lui-même asservi sur une raie d'absorption de l'Iode ($\frac{\Delta\nu}{\nu} < 10^{-8}$) ; actuellement, ce système n'est pas encore inclus dans le montage, mais il le sera par la suite.

b) L'asservissement du laser à colorant

Deux phénomènes peuvent faire varier la fréquence d'oscillation du laser de façon incontrôlée :

- . les sauts du mode d'oscillation,
- . les dérives lentes ou rapides (jitter).

Ces deux phénomènes sont liés à des instabilités au niveau du jet et à des perturbations sur la cavité, d'origine mécanique ou thermique. Pour compenser ces instabilités, on peut jouer sur deux éléments : le Fabry-Perot intracavité (F.P.I.) et le miroir de sortie, tous les deux montés sur céramique piézo-électrique (figure 14). L'asservissement du F.P.I. permet de bloquer le mode laser et d'éviter en particulier les sauts de mode. Pour cela, la fréquence ν_T du maximum de transmission du F.P.I. est modulée à 400 Hz par une tension sinusoïdale de faible amplitude appliquée à la céramique. L'intensité I du laser qui dépend de l'écart de fréquence $\Delta\nu = \nu_C - \nu_T$ entre la fréquence de résonance de la cavité ν_C et celle du pic de transmission ν_T de l'étalon, se trouve ainsi modulée. Cette modulation est détectée à l'aide d'une détection synchrone, ce qui permet d'obtenir en sortie un signal proportionnel à la dérivée de la courbe $I(\Delta\nu)$; ce signal passe par zéro lorsque $\Delta\nu = 0$, il est utilisé comme signal d'erreur dans la boucle d'asservissement. La boucle se referme ensuite sur le F.P.I. par l'intermédiaire d'un amplificateur haute tension.

Le miroir de sortie de la cavité permet de compenser les dérives. Nous disposons d'une référence stable, le sigmamètre, dans lequel nous envoyons une fraction de la lumière du laser. Il fournit en sortie un

dispositif d'asservissement et de balayage de la cavité laser par le sigmamètre

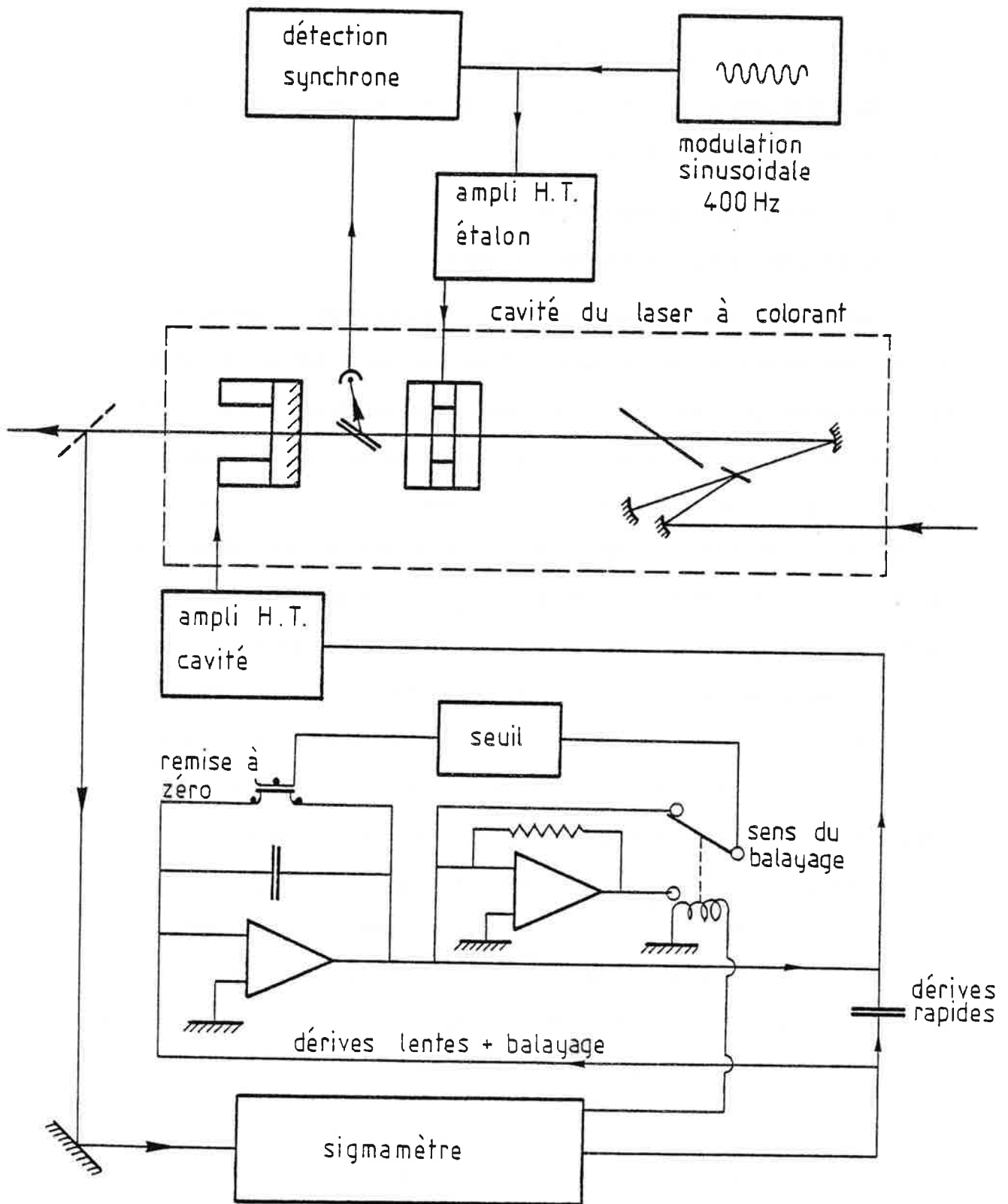


figure 26

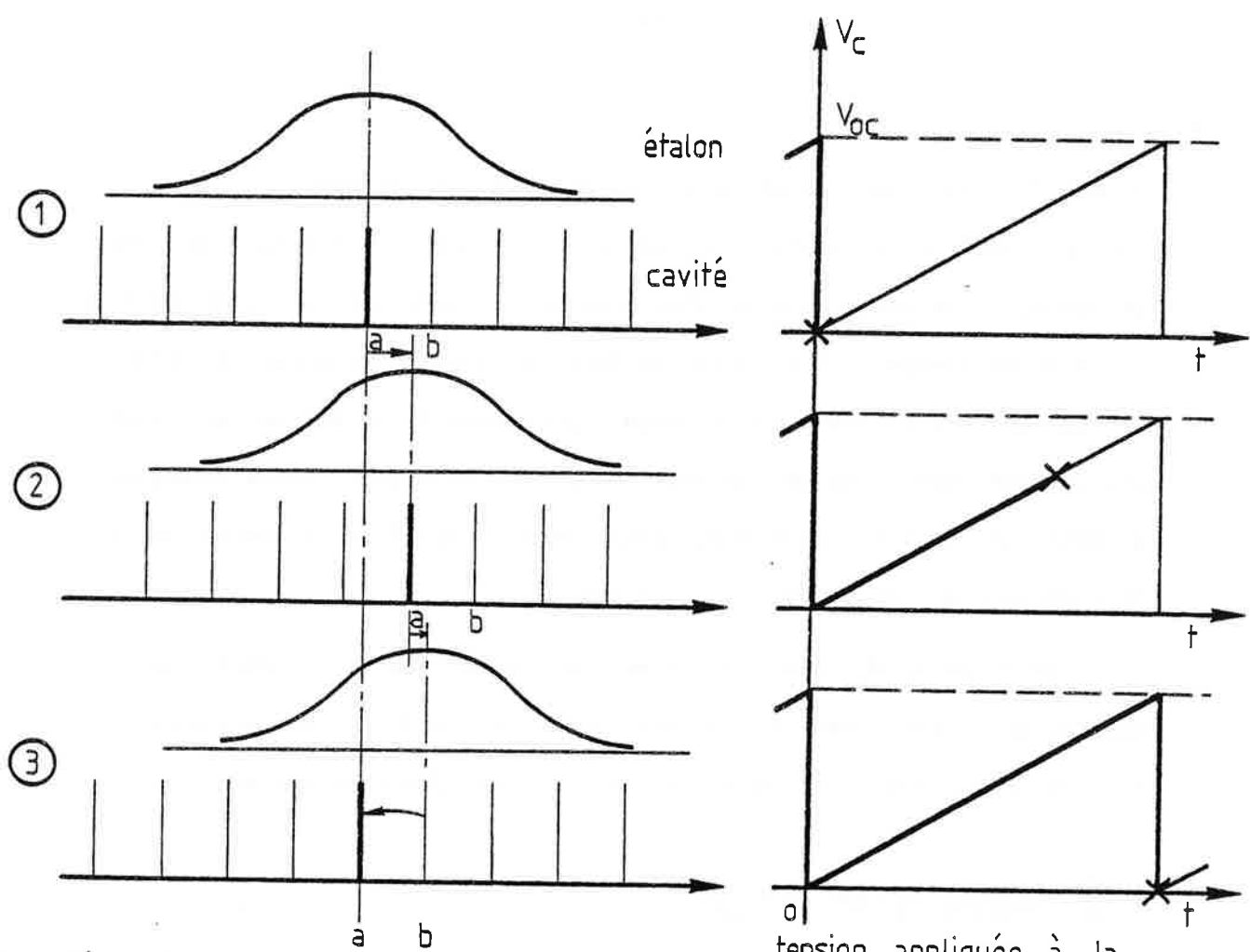
signal d'erreur entre la phase réelle du laser et une phase électronique ϕ_0 arbitraire et fixe. Ce signal, qui représente les fluctuations de fréquence du laser, est utilisé dans une première branche pour annuler les dérives lentes ; il est injecté dans un intégrateur passe bas (qui est destiné par ailleurs au balayage), puis dans la céramique par un amplificateur haute tension. La deuxième partie du signal, après découplage capacitif, est injectée directement dans l'amplificateur haute tension et compense les dérives rapides (figure 26).

Dans ces conditions, le jitter résiduel est de 2 à 3 MHz et la stabilité, sur quelques minutes, du même ordre de grandeur. En asservissant le sigmamètre, nous obtiendrons la même stabilité à long terme.

c) Le balayage du laser à colorant

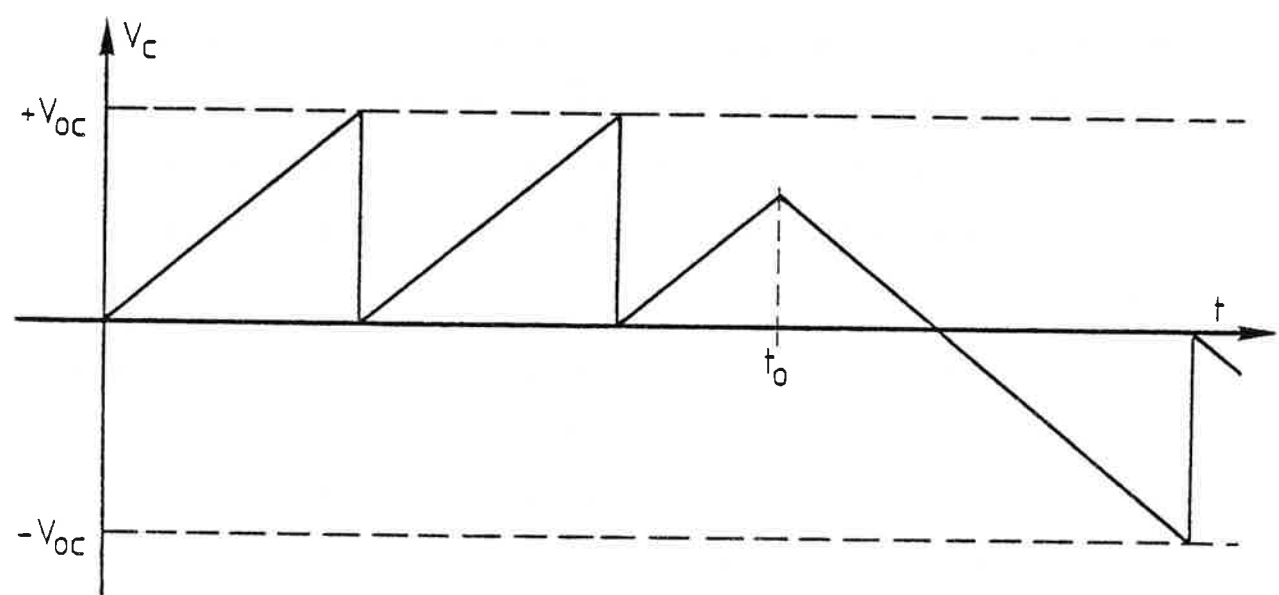
Une fois asservi, le laser doit encore être capable de balayer, d'une façon continue et uniforme, sur la plus grande plage de fréquences possible. Comme nous l'avions remarqué précédemment, le mode de la cavité et le maximum de transmission du F.P.I. devront rester accordés en permanence, ce qui suppose un balayage simultané des deux céramiques. En réalité, c'est sur le miroir de la cavité que l'on va agir directement pour opérer le balayage ; le F.P.I. suit automatiquement grâce à son asservissement.

La tension V_c , appliquée à la céramique de la cavité, a une allure de dents de scie (figure 27 a). Au cours des phases ① et ②, l'augmentation de V_c permet un balayage linéaire et simultané du F.P.I. et de la cavité. Au cours de la phase ③, V_c revient brusquement à zéro, le mode de la cavité, a , reprend sa position initiale et pour peu que la



a-configuration des modes du F.P.I. et de la cavité au cours d'un cycle de balayage du miroir de la cavité

tension appliquée à la céramique de la cavité



b-tension V_c au cours d'un changement du sens de balayage

figure 27

constante de temps de l'asservissement du F.P.I. soit suffisamment longue, le pic de transmission de l'étalon ne change pas de fréquence. En recommençant ainsi ce cycle de nombreuses fois, on déplace linéairement la fréquence d'émission du laser. Le saut de mode de la phase (3) doit avoir lieu exactement lorsque le mode a vient en coïncidence avec le mode b (en phase (1)), si on ne veut pas avoir d'irrégularités dans le balayage ; à l'aide du seuil de la dent de scie, V_{oc} , on opère ce réglage en donnant une plus ou moins grande amplitude au cycle de balayage de la cavité.

Le changement du sens de balayage est obtenu en inversant à la fois la pente de la dent de scie et le signe du seuil V_{oc} (figure 27 b). En fait, dans notre montage, le même système à seuil est utilisé dans les deux sens de balayage, c'est pour cette raison qu'il nous a fallu mettre un inverseur en série dans le circuit de remise à zéro de l'intégrateur (figure 26) :

La dynamique de balayage automatique que l'on obtient avec ce système est de plus de 30 GHz (1 cm^{-1}). On peut cependant arriver à 240 GHz (8 cm^{-1}) en retouchant manuellement à l'orientation du filtre de Lyot dont le centre de la bande passante se déplace relativement à l'émission laser. Cette orientation pourrait se faire automatiquement par une rotation synchronisée sur le balayage.

III.4. LE SYSTEME D'AMPLIFICATION

Un système d'amplification peut être caractérisé, entre autres, par les propriétés suivantes :

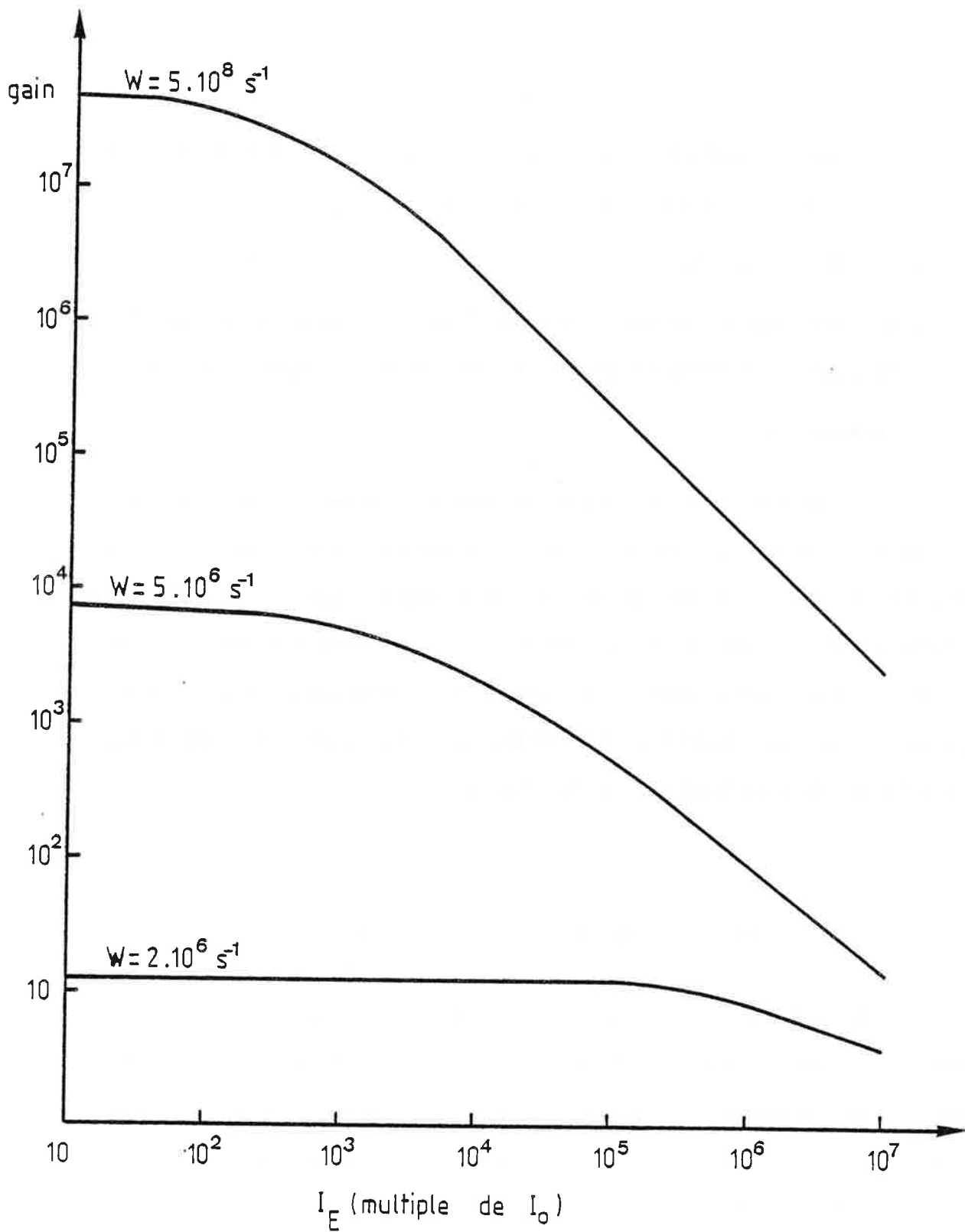
- . son taux de conversion, c'est-à-dire la proportion d'énergie d'excitation transformée en énergie amplifiée ;
- . son gain en puissance ;
- . son aptitude à transmettre une oscillation de même nature que l'oscillation incidente (distorsions géométriques et fréquentielles) ;
- . sa stabilité.

Toutes ces caractéristiques ne sont que rarement réunies d'une façon excellente dans un seul système amplificateur ; c'est pourquoi, il est souvent préférable de multiplier les étages amplificateurs, afin d'adapter chaque étage pour un fonctionnement optimal du système dans sa totalité. C'est ainsi que notre montage est composé d'un préamplificateur à double passage et de deux amplificateurs de puissance découplés optiquement par un rotateur de polarisation à effet Faraday.

III.4.1. Quelques considérations théoriques {14}{15}{16}

On peut étudier l'amplification d'un signal lumineux à l'aide des mêmes critères de base que l'injection dans une cavité accordée. En effet, nous pouvons considérer un signal d'entrée, équivalent au bruit, d'intensité $I_0(\lambda)$ par unité de longueur d'onde, au-dessus de laquelle une oscillation induite pourra prendre naissance préférentiellement au bruit d'émission spontanée. Ce signal $I_0(\lambda)$, donné par la relation (2.8) va dépendre uniquement de la longueur d'onde λ et de la configuration géométrique représentée par le terme g . Dans les cas intéressants en amplification, où les taux de pompage $W(t)$ sont élevés, le gain

$$G(\lambda) = \exp \left[\sigma_e(\lambda) \int_0^d N_1(x) dx \right]$$



courbes du gain d'un amplificateur en fonction du signal d'entrée I_E et du taux de pompage W [14]

figure 28

est très supérieur à l'unité. Il s'écrit explicitement dans ce cas :

$$G(\lambda) \approx 1 + \frac{WNL}{I_E} = \frac{I_S}{I_E} \quad (3.1)$$

La figure 28 représente clairement le comportement du gain d'un amplificateur à colorant en fonction du signal d'entrée I_E et du taux de pompage W . On distingue deux zones :

- 1) pour les plus faibles valeurs du signal d'entrée et du taux de pompage, le gain est indépendant du signal d'entrée : le signal de sortie évolue proportionnellement au signal d'entrée ;
- 2) pour les plus grandes valeurs de I_E et de W , correspondant à la relation (3.1), le gain devient inversement proportionnel à I_E comme on pouvait s'y attendre dans un régime où le taux de conversion est proche de l'unité. Par conséquent, il y a saturation du gain et l'intensité de sortie est constante, quelle que soit l'intensité d'entrée ; ce phénomène peut être utilisé pour stabiliser le signal de sortie.

Dans des conditions où on ne sature pas le gain, on peut opérer un double passage dans le milieu amplificateur de façon à augmenter le taux de conversion. D'un autre côté, si le gain est largement saturé, on a intérêt, pour utiliser au mieux l'énergie, à répartir l'excitation sur un plus grand volume. En général, il y aura donc avantage à placer le point de fonctionnement à la limite entre les zones 1 et 2.

III.4.2. Le préamplificateur

On ne peut donc pas, avec un signal de niveau trop faible, attaquer directement un amplificateur fortement excité sous peine de voir le bruit augmenter dans des proportions telles qu'il voile complètement le signal. C'est pourquoi, il est nécessaire de passer par l'intermédiaire d'un préamplificateur dont l'excitation sera modérée et adaptée au niveau du signal d'entrée. De plus, pour profiter au maximum du milieu amplificateur non saturé par un seul passage, on effectue un deuxième passage, ce qui peut élever le gain par simple passage au carré.

La figure 13 donne le schéma du montage qui a été réalisé au laboratoire. Le milieu amplificateur est constitué d'une cellule à colorant de 4 cm^3 et de 10 mm d'épaisseur, inclinée sur l'axe dans le but d'éliminer les oscillations entre les faces (en effet, le gain dans le milieu est suffisamment important pour amorcer une oscillation entre les faces parallèles de la cuve malgré leur faible pouvoir réflecteur). Le colorant est agité en permanence pour être renouvelé dans la zone active et pour rester optiquement homogène. L'excitation est quasi longitudinale ; une énergie de 4 mJ par impulsion est maximale à ce niveau, toujours dans le but d'éviter des auto-oscillations de la fluorescence entre les différentes surfaces réfléchissantes du système.

Les prismes de Fresnel sont équivalents à des lames quart d'onde, pourvu que l'orientation de leur plan d'incidence soit à 45° de la direction de polarisation du faisceau incident ; cependant, comme le déphasage de $\frac{\pi}{2}$ est obtenu par deux réflexions totales, ce sont des systèmes achromatiques (tout au moins si on néglige la dispersion du verre qui intervient au second ordre).

Le prisme de glan sert de séparateur de polarisations : il transmet la polarisation située dans le plan d'incidence de la surface séparatrice (correspondant à un rayon extraordinaire), il réfléchit la polarisation perpendiculaire (correspondant à un rayon ordinaire). Pour des faisceaux de rayons bien parallèles, le taux d'extinction atteint par ce genre de polariseur est couramment meilleur que 10^{-5} .

Le prisme de Fresnel (2) est utilisé en double passage et constitue donc une lame demi-onde. Ce prisme est réglé pour que son plan d'incidence soit à 45° de la direction de polarisation du faisceau aller ; par conséquent, le faisceau retour va voir sa polarisation tournée de 90° par rapport à celle du faisceau aller et va être réfléchi par le prisme de glan vers les amplificateurs.

Le prisme de Fresnel (1) a comme fonction principale de découpler optiquement la cavité continue du reste du système. Supposons qu'une impulsion lumineuse se dirige vers la cavité continue, elle traverse le prisme de glan et acquiert une polarisation verticale ; après double passage dans le prisme de Fresnel (par réflexion sur la face de sortie de la cavité), la polarisation devenue horizontale est cette fois bloquée par le prisme de glan. On arrive ainsi à empêcher qu'une impulsion de fluorescence se propage et soit amplifiée par de multiples passages dans le milieu amplificateur ; ceci aurait pour effet d'une part de perturber la cavité continue et d'autre part de réduire fortement l'amplification du signal laser.

Le faisceau qui sort de la cavité diverge assez sensiblement. Le miroir de renvoi M a un rayon de courbure de 1,2 m, de façon à attaquer l'amplification avec un faisceau de rayons approximativement parallèles.

A ce niveau, nous pouvons résumer ainsi les caractéristiques en puissance :

	<u>Entrée</u>	<u>Sortie</u>	<u>Pompe</u>
Energie par impulsion (mJ)	$\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$	0,15 à 0,3	3,5
Puissance crête par impulsion (kW)	$\sim 0,12$	15 à 30	230
Gain en puissance	125 à 250		
Taux de conversion de l'énergie	4,5 à 9 %		

La puissance crête en sortie dépend évidemment de la longueur d'onde puisque la courbe de gain des colorants n'est pas plate. Les valeurs indiquées ci-dessus sont valables pour des longueurs d'ondes comprises entre 580 et 600 nm environ.

Les caractéristiques spectrales ne sont pas sensiblement affectées par cette première amplification, de même que la structure géométrique du faisceau, grâce au pompage longitudinal modéré.

III.4.3. Les amplificateurs de puissance

A ce stade de l'amplification, il devient important de rechercher le plus grand taux de conversion pour utiliser au maximum l'énergie d'excitation. C'est pour cette raison que nous avons choisi des cellules d'amplification à excitation transversale qui offrent généralement un meilleur taux de conversion et s'avèrent d'une utilisation facile (en particulier il n'est pas nécessaire d'employer de lames dichroïques).

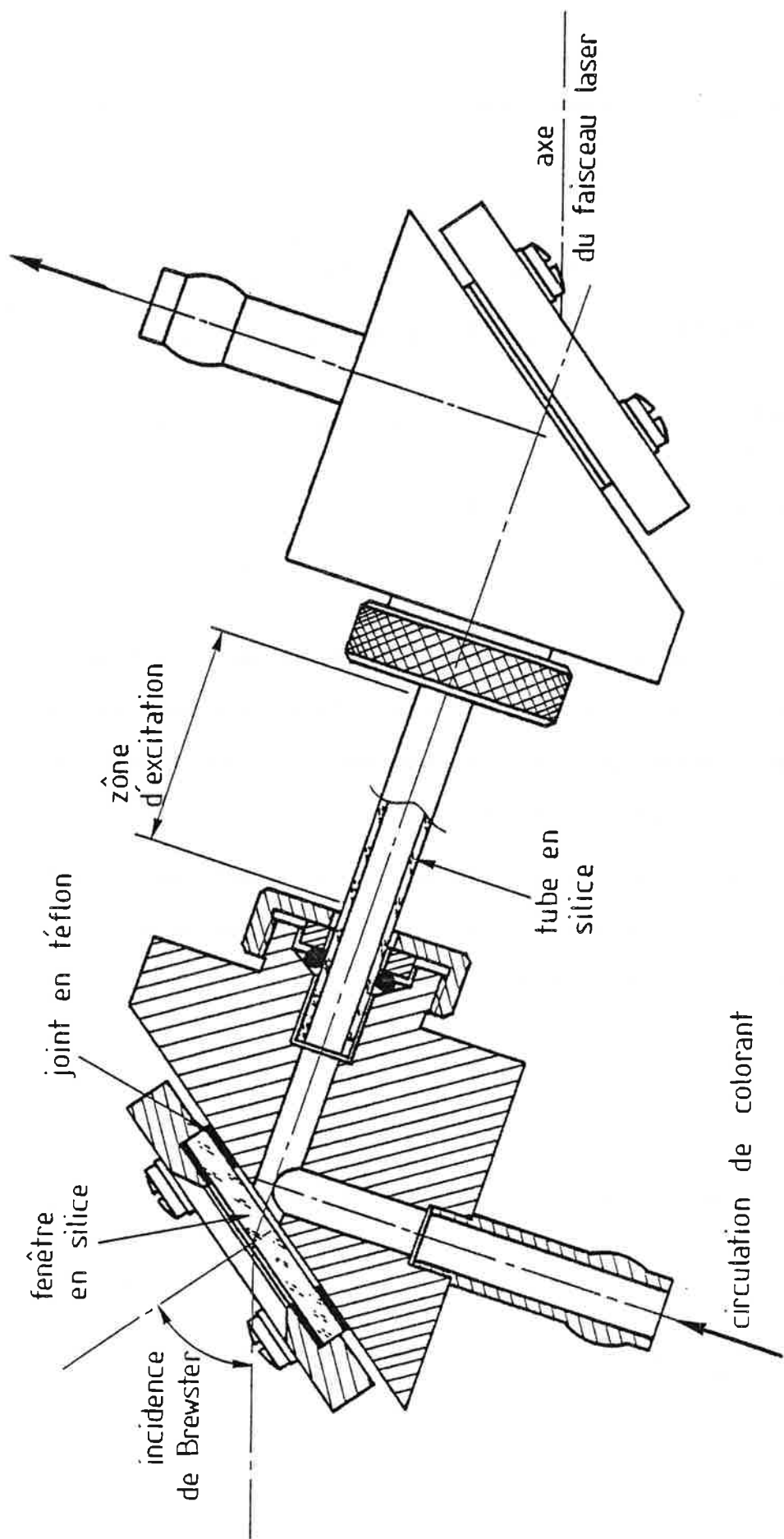


figure 29 coupe d'une cellule d'amplification (échelle 2)

La figure 29 est une coupe de la cellule utilisée pour le premier étage d'amplification. Nous pouvons faire quelques remarques sur la construction et le fonctionnement de cette cellule. L'ensemble est incliné sur l'axe du faisceau, de sorte que les fenêtres se trouvent à l'incidence de Brewster, ce qui minimise les pertes par réflexion sans employer de revêtement antireflet. Le diamètre intérieur du tube (\varnothing 3 mm) est à peine plus grand que le diamètre du faisceau ($\sim \varnothing$ 2 mm à ce niveau). On parvient de cette façon à répartir l'énergie d'excitation dans tout le volume contenant le faisceau et en ajustant la concentration du colorant à utiliser toutes les molécules de colorant sans qu'il y ait une forte saturation du milieu. D'autre part, le faisceau laser doit circuler dans la partie la plus fortement excitée de la cellule, c'est-à-dire qu'il doit être rasant à la face par où entre le faisceau d'excitation qui n'y est que peu absorbé.

Toujours dans le but de ne pas trop saturer le milieu amplificateur et d'augmenter le nombre de molécules excitées, il est bon d'étaler le faisceau de pompage sur une bonne longueur du tube de la cellule (ici \sim 15 mm). Pour cela, on dispose une lentille cylindrique divergente LD_1 convenablement orientée (se reporter à la figure 13), et on focalise légèrement avec une lentille cylindrique convergente LC_1 , orientée parallèlement à LD_1 ; on obtient ainsi une sorte d'ellipse très allongée dont les dimensions sont un peu inférieures à celles du tube de la cellule.

Nous avons remarqué, par ailleurs, que le rendement des amplificateurs est très sensible aux orientations relatives des polarisations de la pompe et du faisceau amplifié. C'est pourquoi, nous avons disposé des

lames demi-ondes sur le trajet des faisceaux de pompage, ce qui donne la possibilité d'ajuster ces polarisations.

Le deuxième étage d'amplification est très semblable au premier. Deux contraintes nous ont cependant astreint à modifier un peu ce montage :

a) l'insertion entre les deux étages d'un rotateur de polarisation à effet Faraday qui a comme conséquence de faire tourner la polarisation de 45° . Il aurait été délicat d'incliner les fenêtres à l'angle de Brewster dans ces conditions ; on a préféré employer des traitements antireflets en inclinant quand même les fenêtres de 6° pour éliminer d'éventuelles oscillations entre leurs faces ;

b) la densité d'énergie utilisée pour exciter cette deuxième cellule est environ quatre fois plus importante que pour la première cellule. Il est donc indispensable d'augmenter dans des proportions équivalentes le volume excité. Par conséquent, on a augmenté le diamètre intérieur du tube (\varnothing 6 mm) et on a éloigné la cellule de façon à travailler dans une zone où le faisceau a un diamètre plus important ($\sim \varnothing$ 4 mm). La longueur de la zone active a aussi été augmentée (\sim 25 mm).

Caractéristiques au niveau du premier étage d'amplification :

	<u>Entrée</u>	<u>Sortie</u>	<u>Pompe</u>
Energie par impulsion (mJ)	0,3	14	50
Puissance crête par impulsion (MW)	0,03	1,4	3,3
Gain en puissance		\sim 45	
Taux de conversion de l'énergie			\sim 28 %

Les valeurs indiquées sont les valeurs maximales obtenues au sommet de la courbe de gain des colorants. La combinaison des colorants pour le domaine de longueurs d'ondes dont nous avons besoin est la suivante :

Domaine de longueurs d'ondes	570 < λ < 590 nm	590 < λ < 620 nm
Cellule excitée en impulsions de la cavité continue	Rhodamine 6G	Rhodamine 610
Cellule préamplificatrice	Rhodamine 610	Rhodamine 640
Amplificateurs de puissance	Rhodamine 6G	Rhodamine 610 ou Rhodamine 640

Le solvant est dans tous les cas de l'eau additionnée de 10 à 20 % d'Ammonyx {17}. L'eau a en effet une plus grande capacité calorifique que les solvants ordinaires et son emploi limite la formation d'inhomogénéités.

Nous donnons aussi des valeurs mesurées au niveau du deuxième étage, bien que ces valeurs ne soient pas significatives des possibilités du système ; en effet, les mesures ont été faites alors que les lampes flash du Nd:YAG étaient déjà usagées, celui-ci ne donnant que 60 % environ de sa puissance nominale.

Caractéristiques au niveau du deuxième étage d'amplification :

	<u>Entrée</u>	<u>Sortie</u>	<u>Pompe</u>
Energie par impulsion (mJ)	4,2	33	120
Puissance crête par impulsion (MW)	0,42	3,3	8
Gain en puissance		~ 8	
Taux de conversion de l'énergie			~ 27,5 %

Il est bien évident qu'avec toute la puissance du laser Nd:YAG on peut espérer accroître la puissance en sortie d'un facteur environ deux.

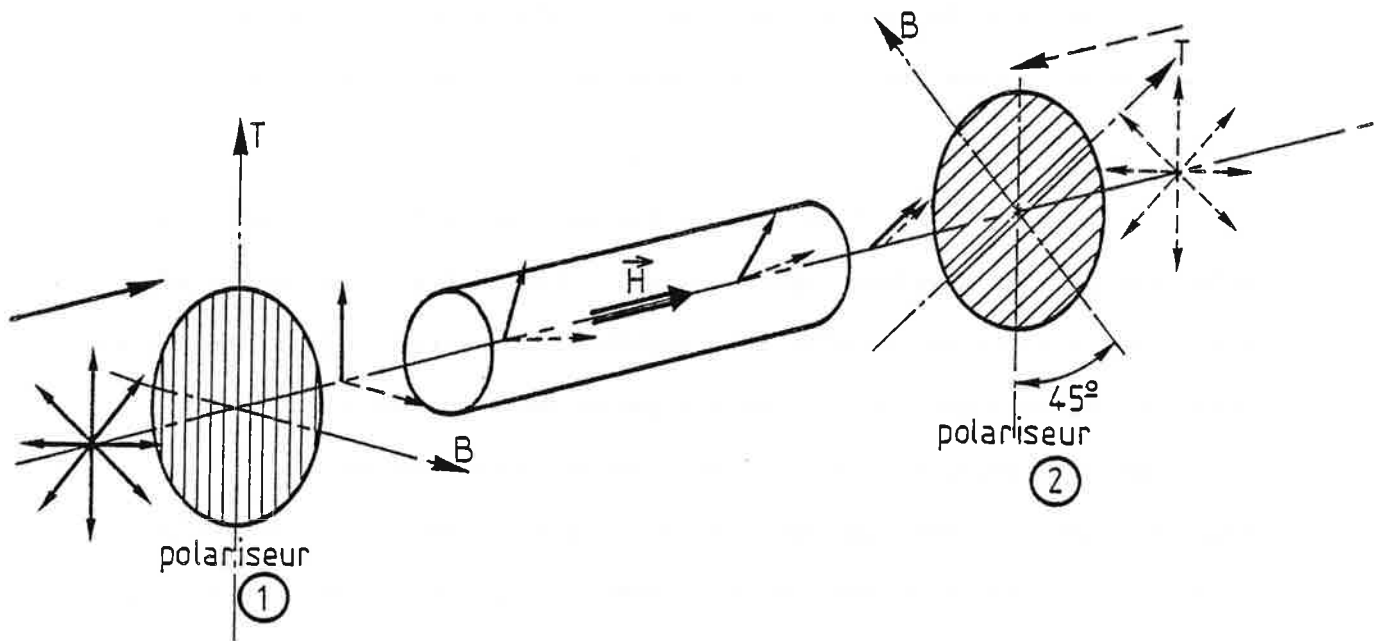
Ni la largeur spectrale, ni la largeur temporelle du laser ne sont affectées par ces diverses amplifications ; par contre, l'allure géométrique de la tache est sensiblement modifiée. Si, après la première amplification, on peut dire que la tache a gardé une structure homogène - la tache centrale, bien ronde, est entourée d'anneaux beaucoup plus faibles - après la deuxième amplification, elle se déforme, vraisemblablement sous l'effet du fort apport d'énergie sur une grande longueur optique. Bien que la solution de colorant circule, la modification instantanée des propriétés optiques du milieu n'est guère évitable.

III.4.4. Le rotateur de polarisation à effet Faraday

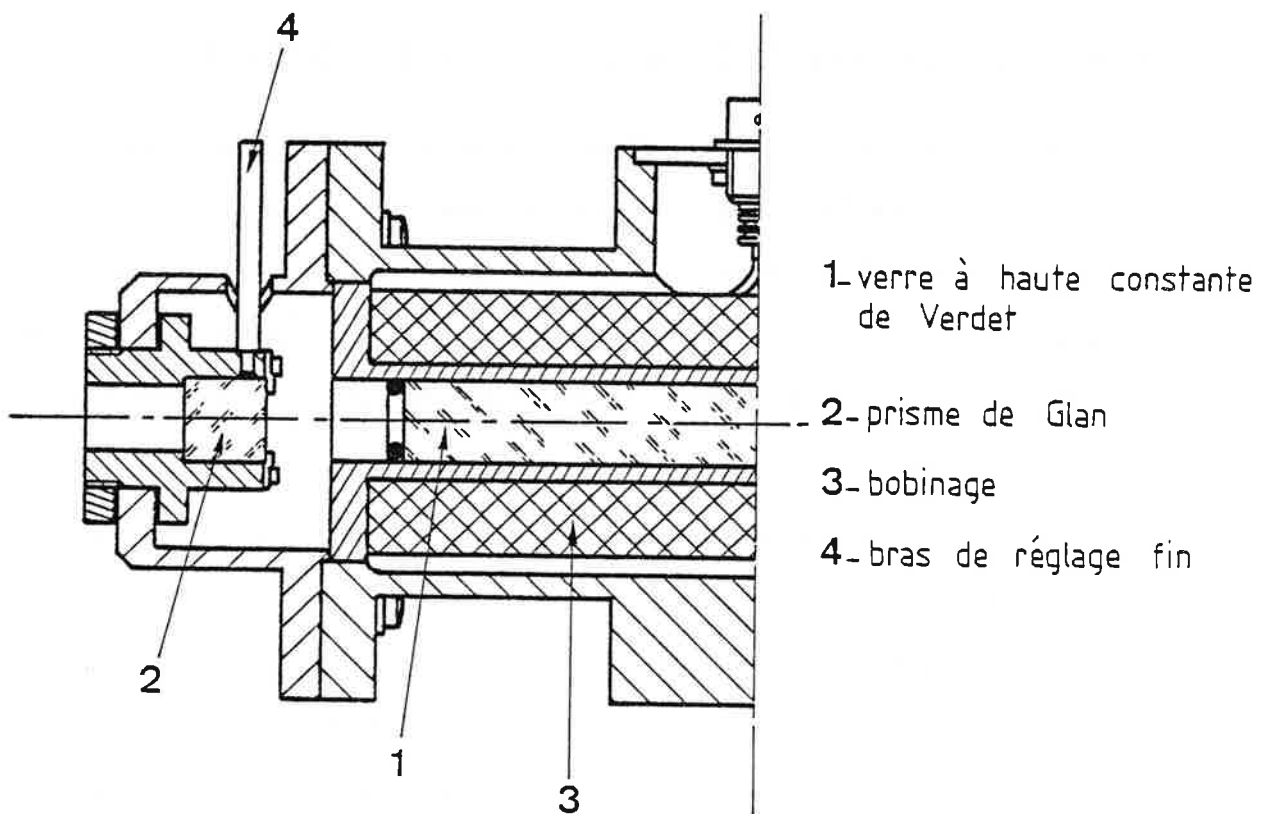
Comme nous l'avions déjà indiqué pour le préamplificateur, lorsque les gains des amplificateurs deviennent très importants, il est nécessaire de découpler optiquement entre eux les divers étages dans le but d'interdire les oscillations ou même seulement l'amplification de la fluorescence ; celles-ci peuvent dans certains cas aller jusqu'à étouffer le signal utile.

Dans le cas du préamplificateur, il s'agissait d'empêcher en quelque sorte une oscillation aller et retour du type cavité ; le montage décrit remplit parfaitement cet office. Par contre, dans le cas présent, il s'agit plutôt d'interdire que la fluorescence provenant des étages de puissance n'atteigne l'amont du système et de laisser le laser passer dans les amplificateurs. C'est le rotateur de Faraday qui réalise cette fonction de "diode optique".

T : polarisation transmise
 B : polarisation bloquée



a-principe du rotateur de polarisation à effet Faraday



b-demi-coupe du rotateur de Faraday

figure 30

a) Le montage optique

Rappelons tout d'abord le principe de la diode optique.

Un corps transparent, isotrope, placé dans un champ magnétique, est capable de produire une rotation du plan de polarisation d'un faisceau lumineux qui le traverse parallèlement à la direction du champ magnétique.

Cette rotation est particulièrement importante pour les corps possédant une grande dispersion de réfraction (par exemple les verres "flint"). Par ailleurs, on observe que cette loi ne fait pas intervenir le sens dans lequel se propage la lumière : la rotation a le même sens dans le plan d'onde pour les deux sens de propagation inverses.

Par conséquent, considérons un ensemble constitué d'un barreau de verre à haute constante de Verdet placé entre deux polariseurs dont les directions de polarisation sont à 45° l'une de l'autre (figure 30 a). Supposons, par ailleurs, qu'un faisceau de lumière monochromatique (ou quasi monochromatique) dont la polarisation est quelconque pénètre dans le système par la gauche. Le premier polariseur sélectionne une polarisation ; on soumet le barreau de verre à un champ magnétique tel que la polarisation à l'entrée se trouve tournée de 45° à la sortie ; le second polariseur est disposé de façon à transmettre cette polarisation. Supposons maintenant qu'un faisceau identique au premier pénètre dans le système par la droite. Cette fois-ci, la rotation de 45° de la polarisation s'effectue dans le même sens que la première fois et, en conséquence, le faisceau est bloqué par le polarisateur (1).

La pièce essentielle du rotateur, c'est le barreau de verre à haute constante de Verdet. Ce verre est généralement un flint lourd

d'incidence moyen 1,8. Si ce verre est soumis à un champ magnétique dont la direction est parallèle à l'axe de propagation d'un faisceau lumineux, la rotation α de la polarisation engendrée par la traversée d'une épaisseur e de verre est donnée par :

$$\alpha = \rho e B \quad (\text{minutes d'angle par centimètre et par Gauss}).$$

où B est l'induction magnétique en Gauss

et ρ est la constante de Verdet qui est fonction de la longueur d'onde par la relation :

$$\rho = \frac{e_0}{m_0} \cdot \frac{\lambda}{2c} \cdot \frac{dn}{d\lambda}$$

où $\frac{e_0}{m_0}$ est la charge spécifique de l'électron, c la vitesse de la lumière, n l'indice de réfraction du verre non magnétisé à la longueur d'onde λ .

Nous avons choisi le verre FeD EO5-25 de chez SOVIREL pour sa valeur de ρ importante et son facteur de transmission interne τ_i élevé sur la plus grande partie du visible :

λ (nm)	435,8	546,1	587,6
ρ ('/cm/Gauss)	0,142	0,086	0,072
τ_i (e = 50 mm)	0,88	0,988	0,984

La zone de longueurs d'ondes où nous sommes susceptibles de travailler le plus fréquemment se situe vers 590 nm. L'induction du champ magnétique qu'il faudra appliquer à un barreau de verre de 10 cm d'épaisseur pour obtenir une rotation α de 45°, sera dans ces conditions :

$$B = 3750 \text{ Gauss} = 0,375 \text{ T}$$

La valeur mesurée de la perméabilité magnétique du verre a été trouvée égale à $\mu_v = 0,81 \mu_0$ avec $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$.

Ceci impose une intensité de champ magnétique

$$H = \frac{B}{\mu_v} \approx 3,7 \cdot 10^5 \text{ A.tours/m}$$

Et, par conséquent, en prenant une valeur raisonnable de 10^4 spires par mètre, le courant I dans la bobine créant le champ H est :

$$I = 37 \text{ A}$$

Il va sans dire qu'une telle intensité continue est inconcevable, compte tenu des échauffements qu'elle produirait par effet joule dans la bobine. Nous allons donc être amenés à travailler avec des impulsions de courant synchronisées avec l'impulsion laser.

Les polariseurs sont deux prismes de glan qui assurent un taux d'extinction optimum. Ils sont montés dans des supports munis de réglages fins : l'orientation pour atteindre l'extinction totale est assez critique (figure 30 b).

Toutes les pièces optiques sont traitées antireflet pour le visible, ce qui d'une part diminue les pertes sur les multiples faces et d'autre part atténue d'éventuels retours dans l'axe du faisceau. Ce traitement constitue aussi une protection pour le verre de Faraday qui s'oxyde très facilement à l'air.

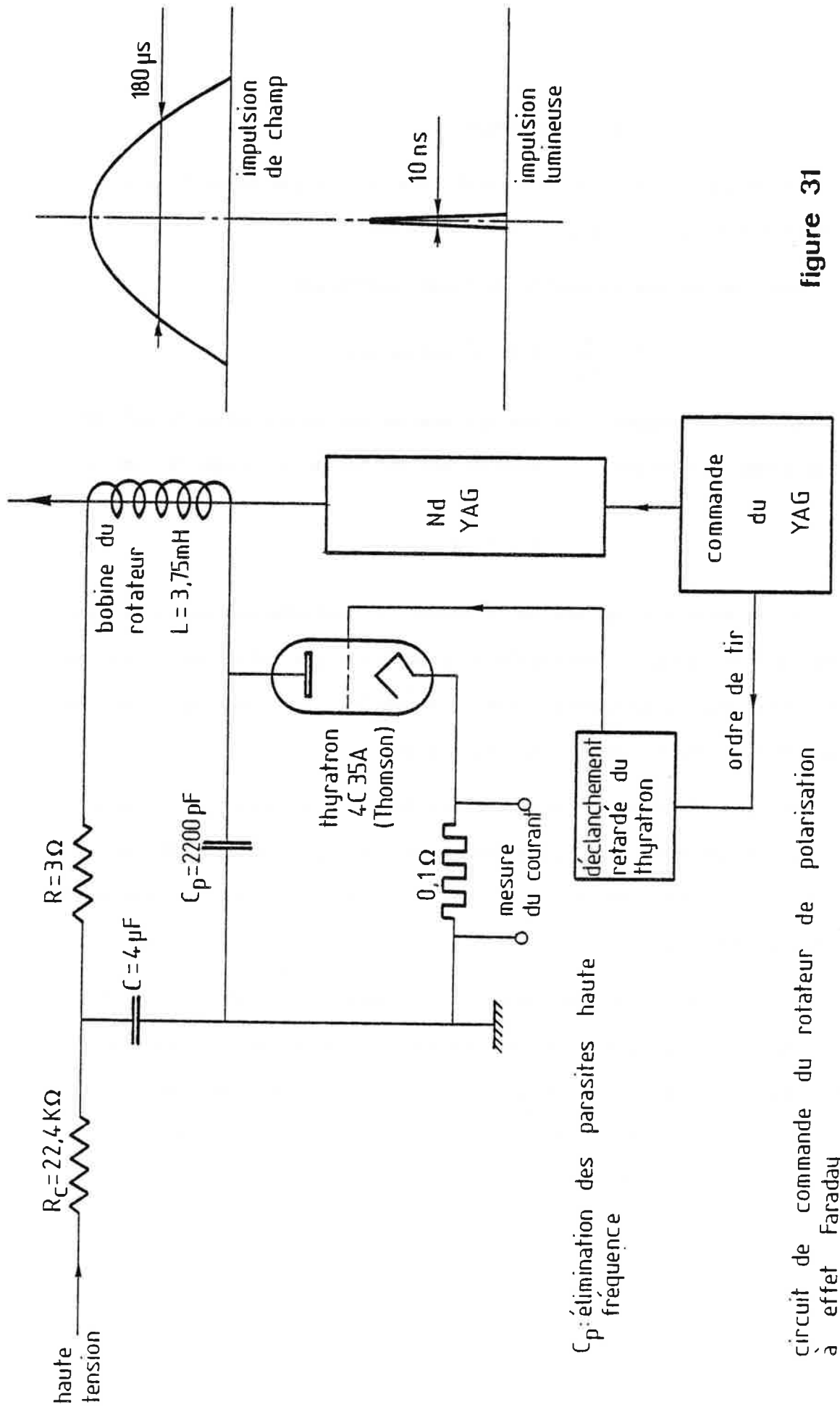


figure 31

circuit de commande du rotateur de polarisation à effet Faraday

b) Le circuit de commande de l'impulsion de courant

Ce circuit a été étudié spécialement pour cette application particulière. C'est essentiellement un circuit RLC dont la fermeture rapide est commandée directement par l'impulsion de tir du laser Nd:YAG, ce qui assure le synchronisme (figure 31).

Pour déterminer un ordre de grandeur des différents paramètres du circuit, nous pouvons écrire l'équation des tensions dans le circuit, à la fermeture :

$$Lc \frac{d^2V}{dt^2} + Rc \frac{dV}{dt} + V = 0$$

(V étant la tension instantanée aux bornes de la capacité c)

qui se résoud en :

$$V = V_0 e^{\alpha t} \left(\cos \beta t - \frac{\alpha}{\beta} \sin \beta t \right)$$

avec $\alpha = -\frac{R}{2L}$ et $\beta = \frac{\sqrt{4Lc - R^2c^2}}{2Lc}$

et où V_0 est la tension appliquée à la capacité à l'instant t_0 de la fermeture du circuit.

Le courant I dans le circuit est donné par : $I = c \frac{dV}{dt}$ et l'instant t_{\max} du premier maximum de I en résolvant

$$\frac{dI}{dt} = c \frac{d^2V}{dt^2}$$

nous avons $t_{\max} = \frac{1}{\beta} \text{Arc tg} \left(-\frac{\beta}{\alpha} \right)$

Nous en tirons également :

$$V_o = \frac{I_{\max} e^{-\alpha t_{\max}}}{c \left(\frac{\alpha^2}{\beta} - \beta \right)}$$

où I_{\max} est la valeur crête de l'impulsion de courant imposée par les caractéristiques du verre de Faraday et de la bobine. Le courant I aura la forme d'une oscillation sinusoïdale amortie

$$I = I_{\max} e^{-\alpha(t-t_{\max})} \sin \beta t$$

Pour diminuer les oscillations du circuit, il serait possible d'amortir fortement en augmentant la résistance série R . Cependant, nous avons remarqué par la suite que le temps de conduction du thyatron, utilisé comme interrupteur, était limité à la première demi-période d'oscillation. Les échauffements apportés par cette seule impulsion seront minimes.

Les caractéristiques que nous avons données à la bobine sont les suivantes :

- . Enroulement de 1200 spires sur 10 couches et sur une longueur de 12 cm ; soit 10^4 spires par mètre. Diamètre du fil de cuivre avec résine isolante : 0,9 mm ;
- . Self-inductance mesurée : 4,6 mH sans verre de Faraday
3,75 mH avec verre de Faraday ;
- . Résistance mesurée : 3 Ω

La capacité c doit être choisie de telle sorte que l'impulsion de courant soit suffisamment large pour qu'on puisse considérer que le champ est continu pendant la durée de l'impulsion lumineuse ($\tau \sim 10$ ns).

Dans le même sens, elle doit être choisie assez importante pour que la tension V_0 ne soit pas trop élevée. En prenant $C = 4 \cdot 10^{-6}$ F, nous aboutissons aux paramètres suivants :

$$\begin{aligned} \alpha &= -400 & \beta &= 8,15 \cdot 10^3 \\ t_{\max} &= 187 \cdot 10^{-6} \text{ s} & V_0 &= 1225 \text{ V} \quad (\text{avec } I_{\max} = 37 \text{ A}) \end{aligned}$$

La valeur du courant moyen I_m qui devra être débité par l'alimentation haute tension peut être calculée à partir de l'énergie E consommée par la charge de la capacité :

$$E = \frac{1}{2} C V_0^2 = 3 \text{ joules.}$$

En fonctionnement à 10 Hz, cela représente une puissance moyenne P_m de 30 w. La résistance de charge R_C est choisie telle que la constante de temps du système $R_C C$ soit inférieure à 0,1 s. Nous avons choisi $R_C = 22,4 \text{ K}\Omega$.

Par conséquent :

$$I_m = \sqrt{\frac{P_m}{R_C}} \approx 37 \text{ mA} \quad \text{et} \quad R_C C = 9 \cdot 10^{-2} \text{ s.}$$

Les valeurs de V_0 et I_m imposent les caractéristiques de l'alimentation haute tension.

Le circuit de commande du déclenchement du thyatron est schématisé figure 31. Ce circuit est lui-même commandé par l'ordre de tir provenant de l'alimentation du Nd:YAG. Un retard réglable suffisant est prévu pour pouvoir ajuster l'instant d'arrivée de l'impulsion lumineuse

avec la valeur maximale du champ magnétique (en phase avec le champ électrique de la bobine).

Les valeurs des paramètres électriques observés sont tout à fait en accord avec celles prévues par le calcul. La rotation de 45° de la polarisation est obtenue pour $I_{\max} \approx 40 \text{ A}$ à $\lambda = 5950 \text{ \AA}$. Le taux d'extinction du système complet a été mesuré égal à 10^{-5} .

Incorporé au montage, ce rotateur de Faraday remplit parfaitement son office puisque, si on coupe seulement l'excitation pulsée de la cellule à colorant intracavité, le résidu de fluorescence amplifiée est diminué de plus d'un facteur deux par rapport à une situation où on n'utilise pas le rotateur.

III.5. DOUBLAGE ET MELANGE DE FREQUENCES

Pour étendre la gamme des longueurs d'ondes accessibles avec les lasers à colorant, on a mis au point des sources de rayonnement cohérent qui sont basées sur l'interaction non linéaire d'un rayonnement intense avec les atomes ou les molécules de cristaux, de liquides ou de gaz. Des exemples de tels processus optiques non linéaires sont : le doublage de fréquence, la somme ou la différence de fréquences, l'amplification paramétrique, la diffusion Raman stimulée.

III.5.1. Principe {18}{19}

La polarisation diélectrique \vec{P} d'un milieu soumis à une somme de champs électriques monochromatiques \vec{E} , peut s'écrire sous la forme d'un

développement du type :

$$\frac{\vec{P}}{\epsilon_0} = \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E} \cdot \vec{E} + \chi^{(3)} \vec{E} \cdot \vec{E} \cdot \vec{E} + \dots \quad (3.2)$$

où $\chi^{(n)}$ est un tenseur de susceptibilité diélectrique d'ordre n .

L'optique linéaire classique est décrite par le premier terme du développement ($\chi^{(1)} \vec{E}$).

Dans les milieux isotropes ou centro-symétriques tels que les gaz, la susceptibilité d'ordre 2 disparaît, ainsi que tous les ordres pairs, si bien que le développement ne comporte plus que des termes impairs. Les tenseurs $\chi^{(n)}$ possèdent des coefficients dont les valeurs numériques deviennent de plus en plus faibles quand n croît ; on comprend donc que plus les champs appliqués sont intenses, plus les termes d'ordre élevés vont prendre de l'importance. Dans le cas considéré, le terme d'ordre trois pourra par exemple donner naissance à un "mélange quatre ondes" puisqu'il fait intervenir les trois ondes engendrant la formation de la quatrième onde issue du mélange.

Les cristaux présentant des effets non linéaires sont des milieux non centro-symétriques. Dans de tels milieux, le développement (3.2) laisse subsister le terme d'ordre 2 et ils pourront donc présenter des effets quadratiques. C'est ce terme d'ordre 2 qui nous intéresse lorsque nous parlons de doublage ou de mélange de fréquences. En ce qui concerne le doublage de fréquences, nous avons la possibilité, à partir d'une onde à la fréquence ν , d'engendrer une onde à la fréquence 2ν dans un cristal non linéaire. La polarisation pour les termes d'ordre 2 s'écrit alors, d'une façon plus explicite :

$$\frac{P_i(2\nu)}{\epsilon_0} = \chi_{ijk}^{(2)}(2\nu) E_j(\nu) \cdot E_k(\nu)$$

où $\vec{P} = \{ P_x, P_y, P_z \}$, et les indices i, j, k prennent toutes les valeurs x, y, z . Les coefficients du tenseur $\chi^{(2)}$ sont caractéristiques du cristal considéré.

La résolution des équations de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux non linéaires conduit à une relation simple entre les vecteurs d'onde aux fréquences ν et 2ν :

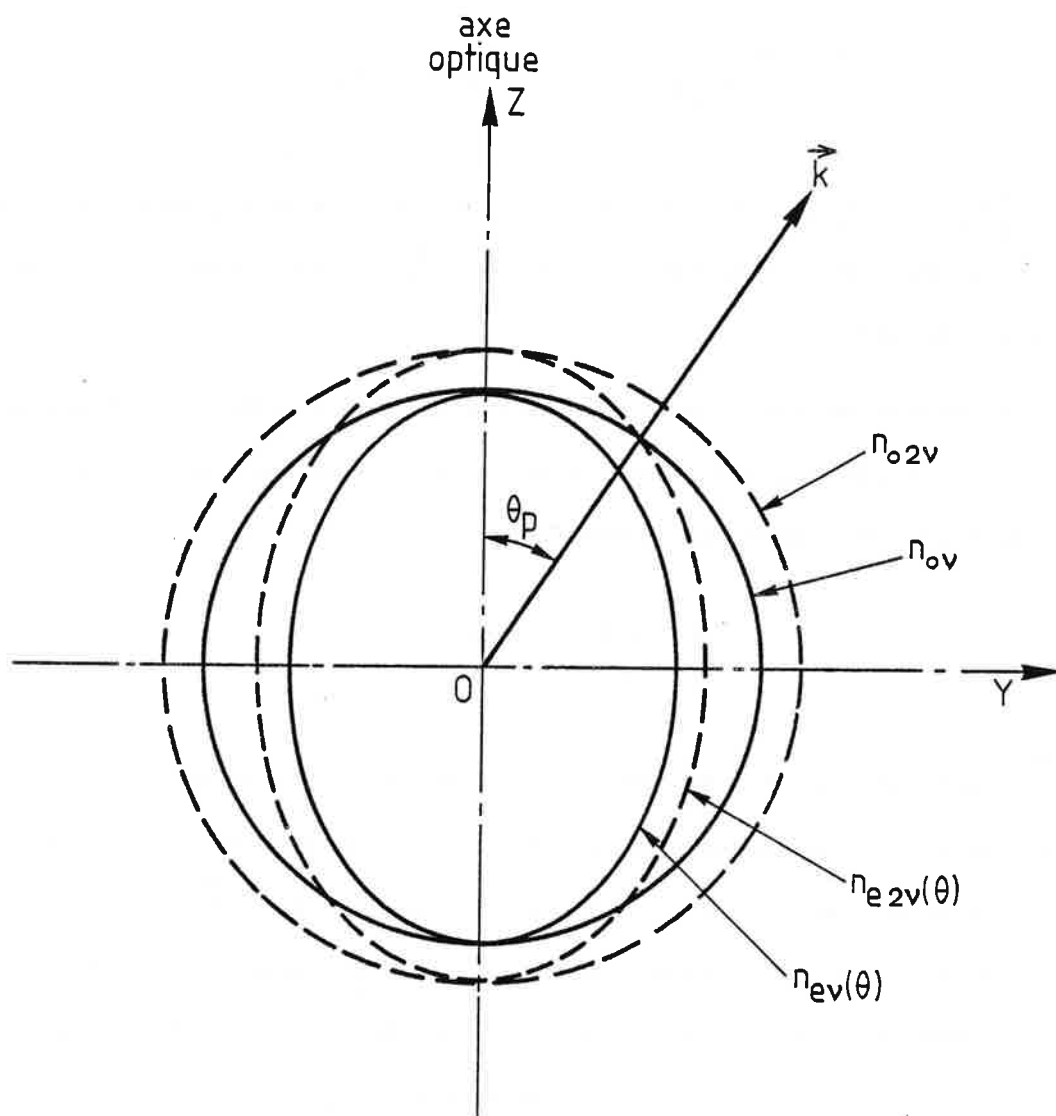
$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_{(2\nu)} - 2\vec{k}_{(\nu)}$$

où $\vec{\Delta k}$ représente, en fin de compte, un écart à l'accord entre les phases des ondes se propageant dans le cristal aux fréquences considérées. Si cet accord est parfaitement réalisé, c'est-à-dire si $\vec{\Delta k} = 0$ (condition de "phase matching"), alors les ondes aux fréquences ν et 2ν se déplacent dans le cristal avec la même vitesse de phase, et l'on peut obtenir la génération d'un deuxième harmonique par interférences constructives. Une autre façon d'exprimer l'accord de phase est d'ailleurs de considérer une longueur de cohérence L_{coh} entre les ondes à ν et 2ν :

$$L_{\text{coh}} = \frac{\pi}{2\Delta k} = \frac{\lambda}{4[n_{(2\nu)} - n_{(\nu)}]}$$

la différence $n_{(2\nu)} - n_{(\nu)}$ doit donc être suffisamment petite pour que la longueur de cohérence soit plus grande que la longueur du cristal L .

Cette condition d'accord de phase n'est réalisable que dans la



coupe des surfaces d'indice aux fréquences ν et 2ν pour un cristal uniaxe négatif. (les écarts d'indice sont fortement exagérés)

figure 32

mesure où les propriétés optiques du milieu le permettent. Ce sera le cas dans les cristaux biréfringents où nous disposons de deux indices de réfraction différents suivant la polarisation de l'onde incidente et sa direction de propagation. Sur la figure 32 sont représentées en coupe les surfaces des indices relatifs aux rayons ordinaires et extraordinaires pour un cristal uniaxial négatif (KDP par exemple). On remarque que pour un certain angle θ_p entre l'axe optique du cristal et la direction de propagation de l'onde, les indices ordinaire à la fréquence ν ($n_o(\nu)$) et extraordinaire à la fréquence 2ν ($n_e(2\nu)$) coïncident. Puisque la condition d'accord de phase se réduit finalement à

$$n_o(\nu) = n_e(2\nu) \quad (3.3)$$

si on oriente la polarisation de l'onde fondamentale pour qu'elle se propage suivant un rayon ordinaire, l'onde harmonique sera engendrée suivant un rayon extraordinaire, c'est-à-dire avec une polarisation perpendiculaire.

Par des considérations purement géométriques, on établit la relation suivante donnant l'angle θ_p :

$$\sin^2 \theta_p = \frac{[n_o(\nu)]^{-2} - [n_o(2\nu)]^{-2}}{[n_e(2\nu)]^{-2} - [n_o(2\nu)]^{-2}}$$

où $n_e(2\nu)$ est l'indice extraordinaire à la fréquence 2ν suivant l'axe oy . Si on fait varier la fréquence ν de l'onde fondamentale, la variation résultante des indices implique que l'accord de phase n'est plus réalisé. Il y a deux méthodes essentielles pour le rétablir ; on peut d'une part

changer l'angle θ_p de façon à conserver la relation (3.3), ou d'autre part modifier la température du cristal, sans toucher à son orientation, ce qui ramène les surfaces d'indice à se croiser dans la direction θ_p .

A l'accord de phase, le rendement de conversion en puissance s'écrit :

$$\eta = \frac{P_{2\nu}}{P_\nu} = \frac{8\pi^2 |\chi_{\text{eff}}^{(2)}|^2 L^2 \nu^2}{\epsilon_0 c^3 n^3(\nu)} \cdot \frac{P_\nu}{A} \quad (3.4)$$

où L est la longueur du cristal et $\chi_{\text{eff}}^{(2)}$ le coefficient non linéaire effectif qui dépend de la nature du cristal et de la direction de propagation. A représente l'aire de la section du faisceau fondamental ; on peut donc noter que le rendement est directement proportionnel à la densité de puissance contenue dans le faisceau incident, $\frac{P_\nu}{A}$.

On comprend pourquoi les phénomènes non linéaires n'ont été exploités qu'après l'apparition des lasers de haute puissance (en particulier les lasers fonctionnant en impulsions). Actuellement, des rendements allant jusqu'à 40 % et plus sont possibles dans certains cas.

La focalisation du faisceau de pompe dans le milieu non linéaire accroît la densité de puissance et donc le rendement. Cependant, comme la condition d'accord de phase n'est réalisée que dans une direction donnée, une trop grande divergence à l'intérieur du milieu nuit à l'efficacité et il faut trouver la focalisation optimale qui conduit au meilleur rendement.

Par ailleurs, l'accord de phase peut être réalisé, dans les cas favorables, pour $\theta_p = 90^\circ$. Cela a l'avantage que le faisceau fondamental et le faisceau harmonique se propagent colinéairement à travers le cristal,

alors que si $\theta_p \neq 90^\circ$, le flux de puissance de l'onde extraordinaire se propage dans une direction différente de celle de l'onde ordinaire. Il en résulte alors une diminution de la zone de recouvrement des faisceaux dans le cristal et, donc, une moins bonne efficacité.

Le cas du mélange de fréquences peut être traité de la même façon que le doublage de fréquence. Disons pour résumer que les mêmes interactions dans un cristal non linéaire peuvent être utilisées pour convertir un signal "basse fréquence" ν_1 en un signal "haute fréquence" ν_3 en le mélangeant avec un fort signal laser à ν_2 , où nous avons :

$$\nu_1 + \nu_2 = \nu_3$$

En utilisant une description quantique, nous pouvons considérer que le processus de base qui a lieu dans le mélange de fréquences, c'est l'annihilation d'un photon de signal à ν_1 avec un photon de pompe à ν_2 et la création simultanée d'un photon à ν_3 . Comme l'énergie d'un photon de fréquence ν est $h\nu$, la conservation de l'énergie implique que $\nu_3 = \nu_1 + \nu_2$, et la conservation de l'impulsion conduit à la relation entre les vecteurs d'onde :

$$\vec{k}_{\nu_3} = \vec{k}_{\nu_1} + \vec{k}_{\nu_2}$$

Ce point de vue suggère aussi que le nombre de photons à ν_3 ne peut pas excéder le nombre de photons d'entrée à ν_1 .

La relation entre les indices de réfraction n_1, n_2, n_3 devant exister dans le milieu non linéaire pour "guider" simultanément les ondes aux fréquences ν_1, ν_2 et ν_3 , s'écrit :

$$n_3 \nu_3 = n_1 \nu_1 + n_2 \nu_2$$

Il est possible de trouver des cristaux non linéaires où cette condition d'accord de phase peut être remplie si l'une des trois ondes se propage comme onde extraordinaire et les autres comme ondes ordinaires dans une direction θ_p précise.

En pratique, tous les photons incidents (à ν_1) ne sont pas convertis en photons à ν_3 , et le taux de conversion s'exprime par :

$$\eta = \frac{p_{\nu_3}(L)}{p_{\nu_1}(0)} = \frac{2\pi^2 \nu_3^2 \left| \chi_{\text{eff}}^{(2)} \right|^2 L^2}{\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3} \cdot \frac{p_{\nu_2}(0)}{A} \quad (3.5)$$

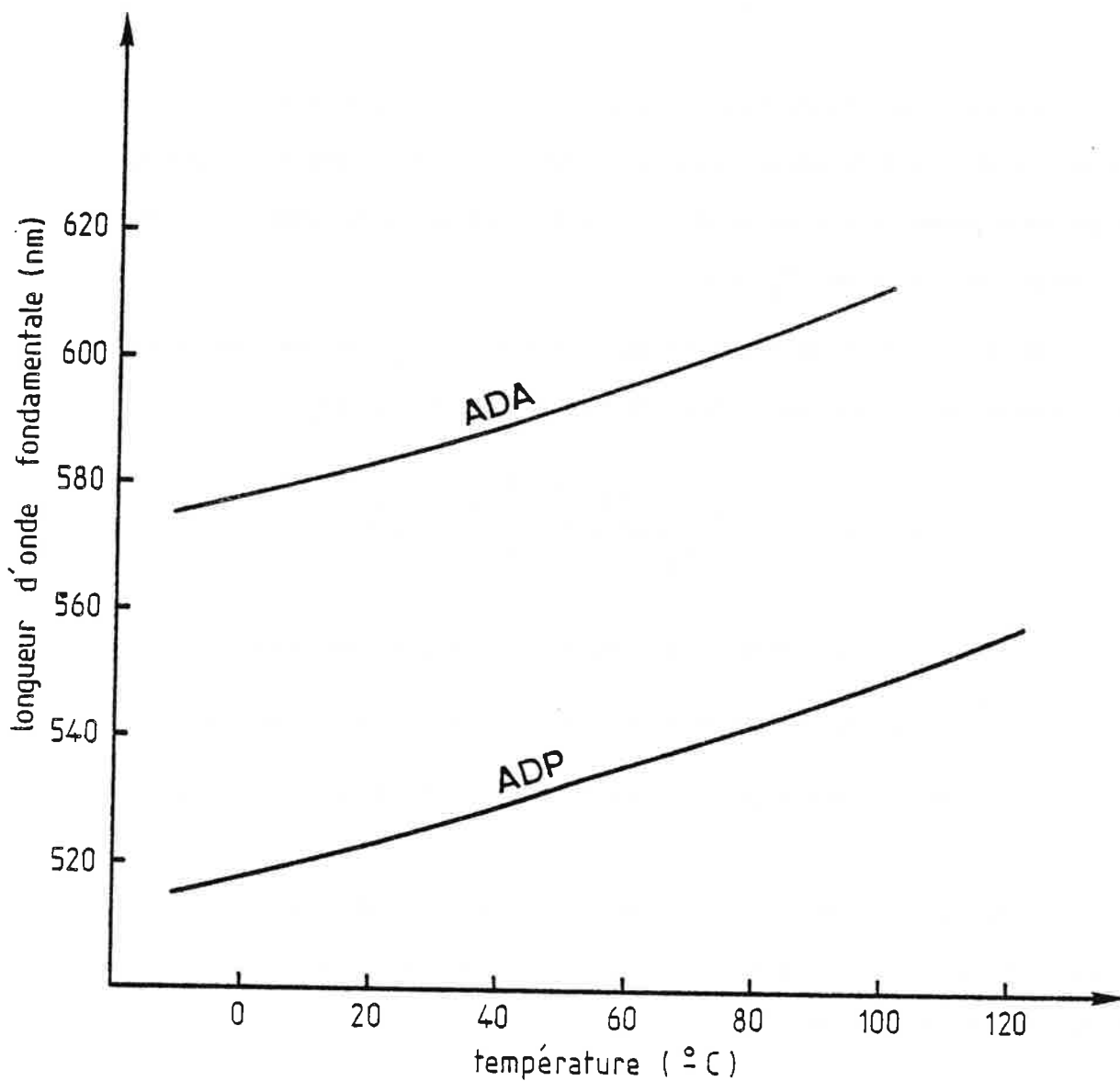
où $p_{\nu_1}(0)$ est la puissance du signal à ν_1 , à l'entrée du cristal,

$p_{\nu_3}(L)$ est la puissance du signal à ν_3 , à la sortie du cristal,

$p_{\nu_2}(0)$ est la puissance de pompe à ν_2 , à l'entrée du cristal.

Comme on pourrait s'y attendre avec les considérations que nous avons développées plus haut, le rendement est proportionnel à la densité de la puissance de pompe.

Une dernière remarque que nous pouvons faire, c'est que des rayonnements à des longueurs d'ondes trop courtes pour être produites par doublement de fréquence, peuvent cependant être engendrées par mélange de fréquence ; c'est ce qui fait l'intérêt principal de cette technique. A titre indicatif, nous pouvons indiquer qu'avec l'ADP ($\text{NH}_4 \text{H}_2 \text{PO}_4$), la longueur d'onde minimale pouvant être atteinte en doublement de fréquences est de l'ordre de 245 nm, alors qu'en mélange de fréquences elle est de 202 nm (ces deux valeurs correspondant à une température de réfrigération du cristal de -125°C).



longueur d'onde d'accord de phase en fonction de la température pour des cristaux d'ADA et ADP taillés à 90° de l'axe optique [20]

figure 33

III.5.2. Essais réalisés au laboratoire

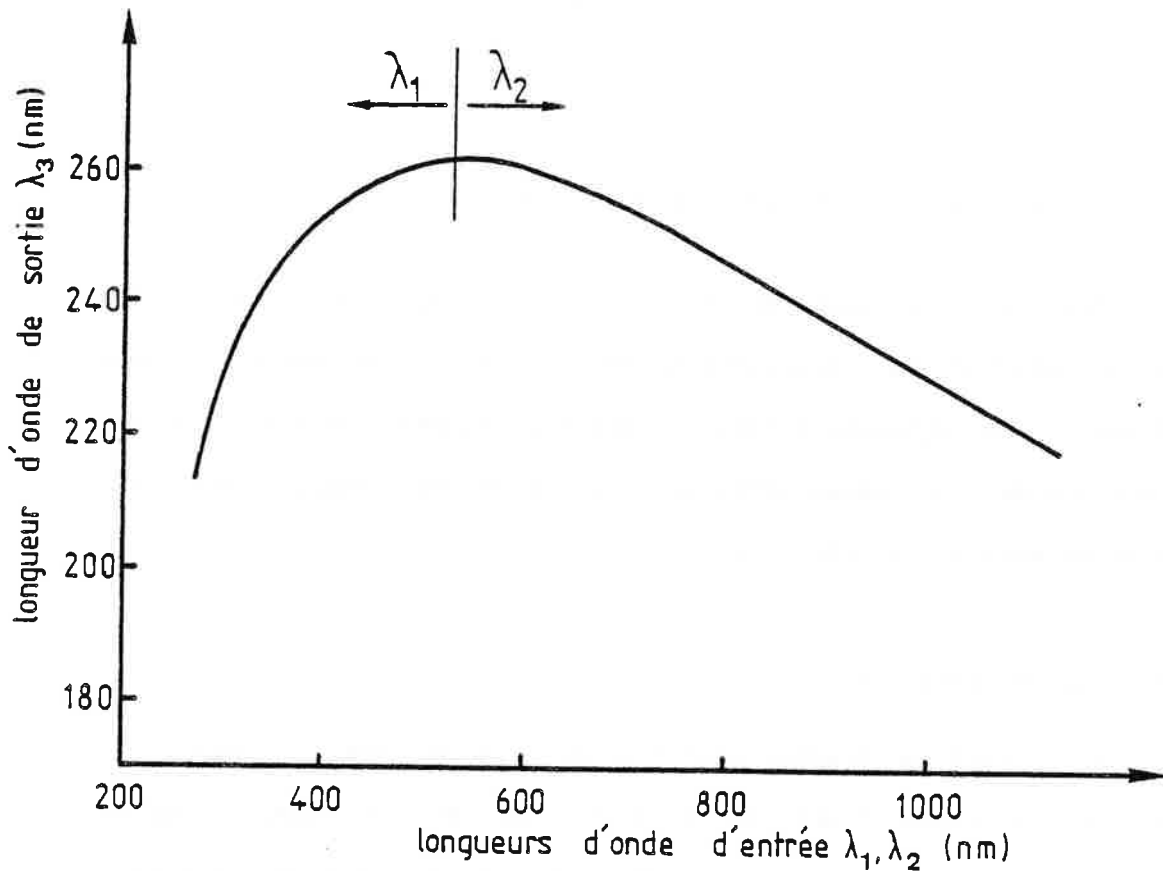
L'une des principales applications du laser que nous avons réalisé, c'est la production du rayonnement ultra-violet dans de bonnes conditions d'efficacité. Ce rayonnement sera par ailleurs monomode et accordable en longueur d'onde. Nous avons effectué plusieurs essais, aussi bien en doublage qu'en mélange de fréquences.

a) Doublage de fréquence

Il est particulièrement aisé d'obtenir le balayage en longueur d'onde avec un cristal d'ADA ($\text{NH}_4 \text{H}_2 \text{AsO}_4$) qui est très sensible aux variations de température. Nous nous sommes donc servi d'un tel cristal pour arriver à l'accord de phase en agissant sur sa température. Le cristal est disposé dans un four massif en laiton fermé aux deux extrémités par des fenêtres inclinées à l'angle de Brewster. Les plans d'incidence de ces fenêtres sont orthogonaux de façon à minimiser les pertes par réflexion à la fois pour le faisceau fondamental et pour le faisceau harmonique, leurs polarisations étant perpendiculaires. Ce four est thermostaté par une circulation d'eau dont la température est réglable et régulable ; il est isolé de l'air ambiant par une couche d'amiante.

La taille du cristal est telle que l'axe optique est en permanence à 90° de l'axe de propagation des ondes ($\theta_p = 90^\circ$), ce qui assure la meilleure efficacité. La figure 33 donne la courbe représentative des longueurs d'ondes accessibles en fonction de la température pour un cristal d'ADA.

Nous avons utilisé un cristal de longueur $L = 25 \text{ mm}$. Le seul



a. combinaisons possibles de paires de longueurs d'onde (λ_1, λ_2) qui permettent la somme de fréquences dans l'ADP taillé à 90° de l'axe optique pour la température ordinaire. [18] [22]

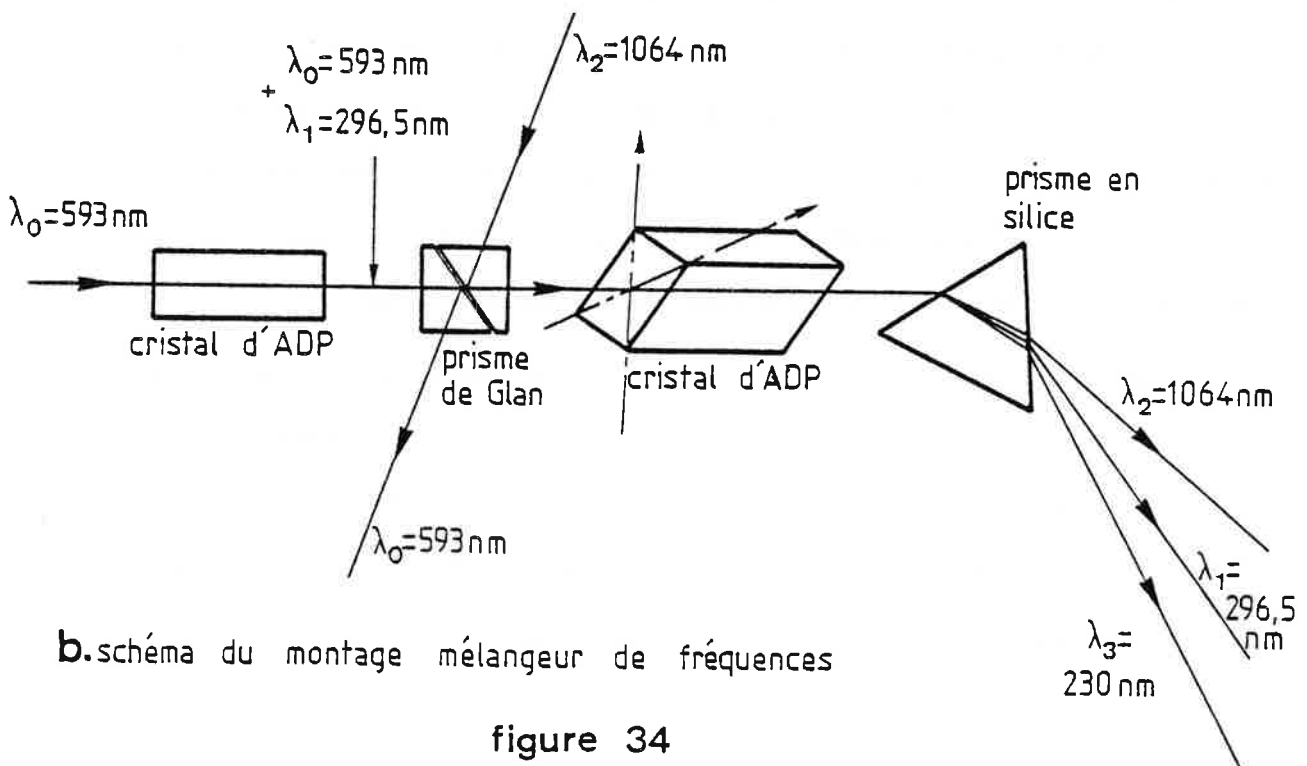


figure 34

coefficient non linéaire subsistant dans le cas où le cristal d'ADA est taillé pour $\theta_p = 90^\circ$ est $d_{36} = 0,56$ pm/V. Le rendement qu'on peut attendre d'un tel cristal est difficile à évaluer avec la formule (3.3) qui ne s'applique qu'à des puissances relativement peu élevées pour des monocristaux parfaits, ce qui est rarement le cas en pratique.

Avec une puissance P_λ du faisceau fondamental de 500 kW crête, nous avons mesuré une puissance convertie $P_{\lambda/2} \approx 40$ kW crête, soit un rendement $\eta \approx 8\%$ à la longueur d'onde $\lambda = 590$ nm.

Avec un cristal d'ADP à accord de phase angulaire, le rendement, dans les mêmes conditions, est diminué d'un facteur 1,5 à 2.

Récemment, les propriétés non linéaires des cristaux d'urée ont été étudiées et il est apparu que le coefficient non linéaire de ces cristaux est environ 2,5 fois plus élevé que celui de l'ADA. Nous envisageons donc d'employer de tels cristaux ultérieurement pour obtenir des rendements plus importants [21].

b) Mélange de fréquences

Pour exciter des atomes de lithium dans les états de Rydberg, directement à partir de l'état fondamental, nous avons besoin d'une longueur d'onde aux environs de $\lambda = 230$ nm. Pour produire cette longueur d'onde d'une façon accordable, la seule méthode efficace est le mélange de fréquences. La courbe (figure 34 a) donnant la longueur d'onde de sortie λ_3 en fonction des longueurs d'ondes d'entrée λ_1 et λ_2 indique qu'il doit être possible d'atteindre la longueur d'onde désirée ($\lambda_3 = 230$ nm) à partir d'une part de la radiation fondamentale délivrée par le Nd:YAG ($\lambda_2 = 1064$ nm) et d'une radiation provenant d'un laser à colorant

doublé en fréquence ($\lambda_1 \approx 296,5$ nm) d'autre part. Il sera par ailleurs nécessaire de chauffer le cristal de façon à ajuster les indices pour obtenir l'accord de phase.

Le montage effectué est schématisé figure 34 b. La longueur d'onde λ_1 est fournie par le rayonnement émis après le deuxième amplificateur et doublé en fréquence par un cristal d'ADP à accord de phase angulaire ; sa direction de polarisation est horizontale. La longueur d'onde λ_2 est fournie par un résidu d'infra-rouge provenant du Nd:YAG et dont la polarisation est verticale. Ces deux faisceaux sont superposés dans un prisme de glan et mélangés dans le cristal d'ADP porté à une température T à l'intérieur du four décrit au paragraphe III.5.2.a). En fait, les faisceaux à λ_1 et λ_2 devraient se propager tous les deux comme onde ordinaire ; nous avons donc disposé les axes du cristal à 45° des polarisations, ce qui conserve pour les deux longueurs d'ondes, une composante de la polarisation suivant l'axe de propagation ordinaire. Le cristal est taillé pour que l'axe optique soit à 90° de l'axe de propagation des faisceaux.

A la sortie du montage, un prisme en silice permet de séparer les trois faisceaux mélangés. A la température $T = 89^\circ$ C, nous avons effectivement observé par fluorescence sur un papier, la longueur d'onde cherchée sans pouvoir mesurer d'une façon satisfaisante la puissance émise. On peut cependant estimer cette puissance à partir de la formule (3.4). Nous avons :

$$P_{296 \text{ nm}}(o) \approx 7,5 \text{ kW crête} \quad \text{et} \quad P_{1064 \text{ nm}}(o) \approx 30 \text{ kW crête} \quad \text{suivant la}$$

composante de l'axe ordinaire du cristal.

$$n_1 n_2 n_3 \approx n^3 = (1,55)^3$$

$$\chi_{\text{eff}}^{(2)} = d_{36} = 0,76 \cdot 10^{-12} \text{ m/V}$$

Diamètre des faisceaux : $\varnothing \approx 3 \text{ mm}$.

Nous obtenons $\eta = 14 \%$ qui représente certainement un grand maximum compte tenu des pertes sur les fenêtres et les faces légèrement diffusantes du cristal. On peut estimer que la puissance obtenue à 230 nm est sans aucun doute inférieure à 1 kW crête.

Dans ce cas également, il nous sera possible d'utiliser un cristal d'urée qui devrait nous permettre d'atteindre la même longueur d'onde à température ordinaire.

III.6. CONCLUSION

La mise au point pratique que nous avons décrite dans ce chapitre a bénéficié de l'expérience déjà acquise sur l'ancien montage. Pourtant, plusieurs difficultés nouvelles sont apparues au cours de la réalisation. Tout d'abord, le bon fonctionnement de la cavité continue nécessite une source de pompage assez intense (de puissance supérieure à 2 w avec la Rhodamine 6G) pour compenser les pertes introduites par la cellule excitée en impulsions. Il est préférable, pour l'asservissement, de travailler notablement au-dessus du seuil.

Ensuite, il a fallu résoudre quelques problèmes inhérents aux fortes puissances de pompage. La tache d'excitation de la cellule intracavité doit être la plus homogène possible pour épouser le mode de la cavité continue : ce problème n'est pas entièrement résolu ; en effet, les surfaces d'onde des lasers de puissance sont, sauf précautions particulières, très souvent déformées si on les observe loin de la source. L'idéal serait de disposer à ce niveau d'une tache gaussienne sortant directement d'un oscillateur Nd:YAG, sans amplification.

Les cellules d'amplification se couplent très facilement dès que les gains dépassent 50 à 100. Nous avons décrit quelques systèmes de découplage qui sont très efficaces à condition d'employer des composants optiques de très bonne qualité et parfaitement propres. Les réglages de ces systèmes sont généralement très critiques. Cependant, nous avons pu vérifier qu'un résidu de fluorescence est toujours annihilé si le signal laser est suffisamment intense (c'est-à-dire que la bande de fluorescence est rassemblée entièrement à la longueur d'onde du signal laser).

Nous cherchons enfin à améliorer les performances atteintes en doublage et mélange de fréquences, surtout par l'emploi de cristaux de meilleure qualité ou de coefficients non linéaires plus élevés (cristaux d'urée par exemple).

CONCLUSION

CONCLUSION

Il serait bon de comparer d'abord le système laser réalisé avec deux autres systèmes pouvant donner lieu au même genre d'utilisation ; ce sont :

- . le laser en anneau décrit au chapitre I,
- . le laser à injection à deux cavités décrit au chapitre II {5}{23}.

Nous pouvons établir cette comparaison sur trois points importants : la puissance émise, les caractéristiques spectrales, les distorsions.

a) Considérations de puissance

Avec les lasers fonctionnant en impulsions, les puissances crêtes disponibles sont généralement importantes et permettent aisément d'utiliser les effets non linéaires pour engendrer de nouvelles longueurs d'ondes. L'excitation d'atomes à plusieurs photons est également une autre application des lasers pulsés à bande étroite. Si le doublage de fréquence est possible avec un laser en anneau, c'est souvent au prix de plus grandes difficultés de fonctionnement et avec des rendements

restant malgré tout assez faibles ; l'avantage incontestable du laser en anneau, c'est de pouvoir délivrer un rayonnement continu monomode d'une bonne puissance moyenne (1 w).

Le laser que nous avons réalisé offre sans aucun doute de ce point de vue les meilleures possibilités puisque la puissance crête déjà atteinte dépasse 3 MW et nous pensons approcher 1 w de puissance moyenne dans de bonnes conditions de pompage. Comme nous l'avons fait remarquer, cela ouvre des possibilités pour réaliser aisément du doublage et surtout du mélange de fréquences.

b) Caractéristiques spectrales

La largeur spectrale du rayonnement émis par un laser en anneau peut être réduite à moins de 1 MHz, la stabilisation peut atteindre la même précision.

Avec des impulsions de pompage longues (typiquement plus de 500 ns), un laser à injection possède théoriquement la même largeur spectrale et la même stabilité que le rayonnement injecté. C'est le cas par exemple avec le laser à deux cavités pour lequel la durée des impulsions est de 500 ns ; la largeur spectrale de 8 MHz est effectivement identique à celle du laser monomode continu d'injection.

Dans notre cas où les impulsions sont courtes (10 ns), il existe une limitation fréquentielle systématique de plus de 40 MHz ; de plus, il est difficile d'éliminer complètement l'élargissement dû à l'excitation intracavité malgré tout assez intense. Par conséquent, cela porte la largeur spectrale à une valeur de l'ordre de 55 MHz, ce qui est certainement un inconvénient si on désire faire des études à très haute

résolution. En disposant d'une source de pompage à impulsions beaucoup plus longues (comme dans notre premier montage, par exemple), nous pourrions vraisemblablement diminuer cette largeur d'un facteur deux. Quant à la stabilité, elle a été portée à une valeur très convenable de deux à trois MHz.

c) Les distorsions

Les distorsions fréquentielles apparaissent dans les milieux fortement excités sous la forme de déplacements par rapport à la fréquence injectée. Dans notre montage, un déplacement de 40 MHz a été constaté. Dans le cas du montage à deux cavités, celui-ci n'est que de 7 MHz. En fait, ceci n'est pas un inconvénient majeur ; la mesure exacte de la fréquence peut se faire directement sur le faisceau pulsé. Si on effectue la mesure sur le faisceau injecté, il suffit de tenir compte de l'amplitude et du sens de ce déplacement.

Les distorsions géométriques se traduisent par des déformations plus ou moins importantes de la surface d'onde. Dans notre montage, ce genre de distorsion n'apparaît réellement qu'au niveau du deuxième amplificateur de puissance. La forte excitation transversale est responsable d'un pompage non uniforme sur la section du faisceau et il serait peut-être intéressant d'employer à ce niveau une excitation longitudinale dans le cas où une bonne qualité de la surface d'onde serait exigée. Naturellement, ces distorsions n'existent pas dans un laser en anneau.

Il est bon de signaler encore une fois l'originalité de notre laser à injection : une seule cavité accomplit à la fois les fonctions d'oscillation et d'amplification, ce qui évite d'avoir à accorder et à asservir deux cavités l'une sur l'autre.

En fin de compte, les exigences que nous nous étions fixées au départ, d'un laser puissant, monomode, accordable dans le plus grand domaine de longueurs d'ondes, ont été bien satisfaites dans l'ensemble. Tout au long de la mise au point, nous avons pu mettre en évidence et améliorer les éléments qui déterminent le bon fonctionnement de la totalité du système, en particulier :

- . l'asservissement, le balayage et la stabilité de la cavité continue,
- . la bonne qualité du faisceau de pompage,
- . les systèmes de découplage optique.

Le laser a déjà été utilisé avec succès pour l'étude des états de Rydberg des gaz rares. Il doit servir prochainement à l'étude à un photon (230 nm) des états de Rydberg d'atomes de lithium soumis à des champs magnétiques intenses. Il ne nous reste plus qu'à explorer d'autres gammes de longueurs d'ondes et à le coupler à un sigmamètre pour la détermination automatique de la longueur d'onde.

Nous envisageons enfin de produire un rayonnement U.V. lointain (121,6 nm) par triplage de fréquence non résonant dans le krypton. La génération d'un tel rayonnement n'est évidemment possible que par l'emploi de lasers impulsionsnels de forte puissance, puisqu'elle met en jeu des effets non linéaires au troisième ordre [24]{25}.

BIBLIOGRAPHIE

- {1} R. WALLENSTEIN, H. ZACHARIAS - High power narrow band pulsed dye laser oscillator-amplifier system - Opt. Commun., Vol. 32, p. 429 (1980)
- {2} R.T. HAWKINS, H. EGGER, J. BOKOR, C.K. RHODES - A tunable ultrabright spectral Kr F^{*} excimer laser source - Appl. Phys. Lett., Vol. 36, p. 391 (1980)
- {3} L.E. ERICKSON, A. SZABO - Spectral narrowing of dye laser output by injection of monochromatic radiation into the laser cavity - Appl. Phys. Lett., Vol. 18, p. 433 (1971)
- {4} G.L. Eesley, M.D. LEVENSON, D.E. NITZ, A.V. SMITH - Narrow band pulsed dye laser system for precision nonlinear spectroscopy - IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE 16, n° 2 (1980)
- {5} F. TREHIN, F. BIRABEN, B. CAGNAC, G. GRYNBERG - Flashlamp pumped tunable dye laser of ultranarrow bandwidth - Opt. Commun., Vol. 31, p. 76 (1979)
- {6} J. PINARD, S. LIBERMAN - A frequency locked, single mode pulsed dye laser. Application to single frequency tunable U.V. generation - Opt. Commun., Vol. 20, p. 344 (1977)
- {7} J. PINARD, S. LIBERMAN - Experimental studies of high-lying Rydberg states in atomic Rubidium - Physical Review A, Vol. 20, p. 507 (1979)
- {8} F.P. SCHAFER - Dye lasers - Topics in applied physics, Vol. 1, Springer-Verlag Berlin (1973)
- {9} O.G. PETERSON et al. - Organic dye laser threshold - Journal of applied physics, Vol 42, p. 1917 (1971)
- {10} U. GANIEL, A. HARDY, D. TREVES - Analysis of injection locking in pulsed dye laser systems - IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE 12, n° 11 (1976)

- {11} Documentation Coherent Radiation sur le laser à colorant CR599
- {12} A.L. BLOOM - Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates - J. Opt. Soc. Am., Vol. 64, p. 447 (1974)
- {13} P. JUNCAR - Etude d'une méthode de mesure instantanée du nombre d'onde d'une lumière monochromatique accordable. Application au pilotage d'un laser à colorant monomode - Thèse de doctorat de 3ème Cycle, spécialité Physique Atomique et Moléculaire, Université de Paris-Sud (Nov. 1976)
- {14} U. GANIEL, A. HARDY, G. NEUMANN, D. TREVES - Amplified spontaneous emission and signal amplification in dye laser systems - IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE 11, p. 881 (1975)
- {15} P. FLAMANT, Y.H. MEYER - Absolute gain measurements in a multistage dye amplifier - Appl. Phys. Letters, Vol. 19, p. 491 (1971)
- {16} C.V. SHANK, A. DIENES, W.T. SILFVAST - Single pass gain of Exciplex 4-MU and Rhodamine 6G dye laser amplifiers - Appl. Phys. Letters, Vol. 17, p. 307 (1970)
- {17} R.R. ALFANO, S.L. SHAPIRO, W. YU - Effect of soap on the fluorescent lifetime and quantum yield of Rhodamine 6G in Water - Opt. Commun., Vol. 7, p. 191 (1973)
- {18} W. DEMTRÖDER - Laser Spectroscopy - Chemical Physics, Vol. 5, Springer Verlag Berlin (1981)
- {19} N. BLOEMBERGEN et al - Interactions between light waves in a non-linear dielectric - Physical Review, vol. 127, p. 1918 (1962)
- {20} R.S. ADHAV, R.W. WALLACE - Second harmonic generation in 90° phase matched KDP isomorphs - IEEE J. Quantum Electron., p. 855 (1973)
- {21} J.M. HALBOUT, S. BLIT, W. DONALDSON, C.L. TANG - Efficient phase matched second harmonic generation and sum frequency mixing in Urea - IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE 15, p. 1176 (1979)
- {22} F. ZERNIKE - Refractive indices of Ammonium dihydrogen phosphate and Potassium dihydrogen phosphate between 2000 Å and 1,5 μ - J. Opt. Soc. Am., Vol. 54, p. 1215 (1964)

- {23} F. TREHIN, G. GRYNBERG, B. CAGNAC - Synchronisation d'un laser à colorant en impulsions par injection d'un faisceau laser continu de grande pureté spectrale - Revue de Physique Appliquée, Tome 13, p. 307 (1978)
- {24} R. MAHON, YUN MUI YIU - Generation of Lyman - α radiation in phase matched rare gaz mixtures - Optics Letters, Vol. 5, n° 7, p. 279 (1980)
- {25} H. EGGER et al. - Generation of high spectral brightness tunable XUV radiation at 83 nm - Optics Letters, vol. 5, n° 7, p. 282 (1980)

