

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI BOUMEDIENNE
FACULTE DE PHYSIQUE



Mémoire

Présenté pour l'obtention du diplôme de **MAGISTER**
EN **PHYSIQUE**

Spécialité : Electronique Quantique

Par **Rezki BECHEKER**

Thème:

**Caractérisation des impulsions générées par la méthode du
Q-Switch passif dans un laser à CO₂**

Soutenu publiquement le 25 novembre 2009, devant le jury composé de :

Mr A. TALEB	Professeur, USTHB	Président
Mr A. KELLOU	Professeur, USTHB	Directeur de thèse
Mr O. ZIANE	Professeur, USTHB	Examineur
Mr M. DJEBLI	Maitre de conférences, USTHB	Examineur
Mr N. BENREKAA	Maitre de conférences, USTHB	Examineur

A la mémoire de mon père

A ma mère

Remerciements

Ce travail de thèse a été effectué au sein de l'équipe des Lasers dans le laboratoire d'Electronique Quantique- Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB) sous la direction de Monsieur Abdelhamid KELLOU, professeur à l'USTHB et responsable de l'équipe Dynamique Spatio-temporelle dans les Lasers, à qui, j'exprime toute ma reconnaissance pour avoir bien voulu m'accueillir dans son laboratoire et accepter de suivre ce travail.

Je tiens à exprimer à Monsieur Abdelouaheb TALEB, professeur à l'USTHB et directeur du laboratoire d'Electronique Quantique, ma profonde reconnaissance d'avoir accepté de présider au jury de cette thèse.

Que Monsieur Omar ZIANE, professeur à l'USTHB, qui a accepté d'être membre de ce jury, trouve ici, l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je tiens à remercier Monsieur Mourad DJEBLI, maitre de conférences à l'USTHB, pour l'intérêt qu'il a exprimé à mon travail et d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

Mes remerciements vont aussi à l'encontre de Monsieur Nasser BENREKAA, maitre de conférences à l'USTHB, d'avoir accepté d'être membre de ce jury.

Qu'ils trouvent tous l'expression de ma haute considération à travers cette thèse.

Je ne saurais oublier la collaboration efficace de Messieurs Said TERNICHE et Rachid SI-FODIL.

Mes remerciements vont aussi à l'encontre du docteur Aomar DAHMANI, enseignant à la faculté de chimie, pour les maintes interventions sur le tube laser.

Toute ma sympathie va à l'équipe du laboratoire, notamment Madame Djouher MALEK et Mademoiselle Fazia ABDEDOU.

Cette thèse ne serait pas sans ma mère et mes frères qui m'ont toujours encouragé dans mes efforts pour accéder à plus de connaissances. Je les en remercie ici.

Ce travail a également bénéficié du soutien de mes ami(e)s. Gageons qu'ils sauront se reconnaître à la lecture de ces lignes.

Table des matières

Introduction générale	1
------------------------------	----------

Chapitre I : L'effet Laser dans le CO₂

I.1 Introduction	4
I.2 Spectroscopie de la molécule de CO ₂	4
I.3 Amplification laser	7
I.3.1 Gain du milieu et inversion de population	7
I.4 Rôle de l'oscillateur et modes propres d'une cavité laser	8
I.4.1 Mode fondamental	9
I.4.2 Modes longitudinaux et transverses d'un laser	11
I.4.3 Le phénomène du Q-Switch passif	13

Chapitre II : Description du dispositif expérimental et optimisation de son fonctionnement

II.1 Généralités sur le laser à CO ₂	16
II.2 Description du dispositif expérimental	16
II.2.1 Le milieu amplificateur	16
II.2.2 La cavité optique	17
II.2.3 Système de détection et de mesure des signaux laser	17
II.2.4 La cellule à absorbant saturable	18
II.2.5 Le monochromateur	18

II.3 Mise en marche et optimisation du fonctionnement laser	19
II.3.1 Caractérisation du signal laser	21
II.3.1.1 Cavity miroir-miroir	21
II.3.1.2 Cavity miroir-réseau	23

Chapitre III : Caractérisation et étude des impulsions générées par le laser à CO₂

III.1 Introduction	27
III.2 Influence de la pression du SF ₆ sur la forme et la durée des impulsions laser	27
III.3 Influence du pompage sur la forme et la durée des impulsions	30
III.4 Influence de l'ouverture d'un diaphragme sur la forme et la durée des impulsions	32

Chapitre IV : Détermination de la raie responsable de l'effet laser dans le CO₂

IV.1 Introduction	34
IV.2 Généralités sur le monochromateur M25	34
IV.3 Etalonnage du monochromateur M25	35
IV.4 Détection du laser à CO ₂ à la sortie du monochromateur	39
IV.4.1 Détection du laser continu haché	39
IV.4.2 Détection du pulse laser	40

Conclusion générale	42
----------------------------	----

Annexe 1	44
-----------------	----

Annexe 2	48
-----------------	----

Annexe 3	51
-----------------	----

Références bibliographiques	56
------------------------------------	----

Introduction générale

Les impulsions laser trouvent beaucoup d'applications dans le domaine industriel et micro industriel : découpage, soudage, marquage, perçage et traitement de surface et ceci dans de multiples secteurs comme l'aéronautique, l'automobile, l'électronique et la mécanique. Elles trouvent aussi des applications dans des domaines aussi variés que la chirurgie, les télécommunications ou le domaine militaire. De nos jours, beaucoup d'investigations s'effectuent dans les laboratoires de recherche de part le monde dans le but de réaliser le laser à impulsion la plus courte d'une durée de l'ordre de la femto seconde ou inférieure.

Deux méthodes sont généralement utilisées pour faire fonctionner un laser en régime d'impulsions: le déclenchement (Q-Switch) et le verrouillage de modes (Mode-lock) [1]. Le premier type d'impulsions a été rapporté en 1963 par McClung et Hellwarth dans l'article "Characteristics of giant optical pulsation from ruby" et le second type d'impulsions quant à lui, a été rapporté trois ans plus tard, en 1966, par DeMaria, Stetser et Heynau dans l'article "Self-modelocking of lasers with saturable absorber" [1].

La méthode du verrouillage de modes peut être envisagée en créant une relation de phase entre les modes propres d'une cavité laser. Ces oscillations des modes vont alors interférer de manière constructive. Cette méthode nécessite un grand nombre de modes de cavité pour sa réalisation, ce qui n'est pas le cas pour le laser à CO₂. C'est alors la méthode du Q-Switch passif (PQS) qui est utilisée pour ce type de laser. En fait, elle consiste à introduire dans la cavité laser un absorbant saturable; un matériau qui absorbe le signal laser à faible intensité et qui devient transparent à forte intensité du signal laser. Ce dernier peut être solide (semi-conducteur), liquide ou gaz comme dans notre cas.

Nous nous intéressons dans notre laboratoire à l'étude et la caractérisation des impulsions générées par un laser à CO₂ en utilisant la méthode du Q-Switch passif

depuis environ une dizaine d'années [2-4]. Nous nous intéressons également au fonctionnement dynamique de ce type de laser [2].

Ces systèmes de lasers à absorbant saturable présentent une variété de comportements non triviaux. On observe des oscillations de relaxation [5], de la bi stabilité optique [6-9] et du chaos [10, 11]. La maîtrise des lasers de ce type s'avère difficile, vu la dépendance de leur fonctionnement dynamique de nombreux paramètres [12, 13].

L'application de la PQS au laser à CO₂ date de la découverte même de ce laser en 1964 par Patel et al [14]. C'est l'une des applications qui a révolutionné le laser à CO₂ pour devenir un des lasers les plus utilisés. Grâce à l'application de la PQS, le laser à CO₂ a atteint des puissances énormes et des énergies par pulse de l'ordre de 10 kJ [15].

Ce modeste travail, se situe dans le cadre d'une meilleure maîtrise de ce laser et s'inscrit dans un travail de longue haleine, qui s'effectue dans notre laboratoire depuis une dizaine d'années [2-4, 16, 17]. Le but est d'un côté de déterminer l'influence de quelques paramètres importants sur le fonctionnement Q-Switch du laser à CO₂; comme la pression du milieu absorbant, l'intensité de courant de pompage. Nous étudierons également l'influence de l'ouverture d'un diaphragme sur l'évolution de l'impulsion laser générée par le laser et sur la compétition des modes dans l'oscillation laser. D'un autre côté, nous aurons à déterminer la raie d'émission de la molécule CO₂ responsable du fonctionnement optimal de notre laser.

Nous avons consacré le premier chapitre à la présentation théorique du phénomène laser [15, 18], notamment dans le CO₂ [14]. Des rappels sont ainsi donnés sur la spectroscopie de la molécule de CO₂, où nous avons exposé les modes de vibration-rotation et les transitions radiatives de la molécule de CO₂ [14, 15]. Nous exposons ensuite les conditions nécessaires et suffisantes de production de l'effet laser, ainsi que les modes propres d'une cavité laser. Une brève présentation est consacrée au phénomène du Q-Switch passif.

Dans le deuxième chapitre nous détaillons le dispositif expérimental. Nous procédons également à l'optimisation du fonctionnement du laser à CO₂ et ceci pour les deux types de cavité miroir-miroir et miroir-réseau.

Le chapitre trois est quant à lui, consacré à la caractérisation et à l'étude des impulsions générées par le laser à CO_2 fonctionnant avec la cavité miroir-réseau. Nous limiterons notre étude à l'influence de trois paramètres importants, agissant sur l'évolution de la forme et la durée de l'impulsion laser. Nous allons ainsi caractériser les impulsions en fonction de la pression du SF_6 utilisé comme absorbant saturable, de l'intensité du courant de décharge aux bornes du tube contenant le milieu amplificateur $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$, et de l'ouverture d'un diaphragme interposé soigneusement sur l'axe de la cavité laser entre le tube à décharge et la cellule à absorbant saturable.

Nous avons consacré le quatrième et dernier chapitre de ce travail, à la détermination de la raie responsable de l'effet laser pour l'optimum de son fonctionnement.

Nous terminerons par une conclusion générale où nous exposerons la synthèse des principaux résultats obtenus, et nous citerons quelques perspectives.

Chapitre I : L'effet laser dans le CO₂

I.1 Introduction

La découverte de l'oscillation laser dans un gaz de CO₂ par Patel et al, en 1964 est survenue dans une période où des recherches intenses étaient entreprises pour la mise en évidence de nouvelles transitions laser dans des éléments ioniques et moléculaires. Cette découverte particulière n'a pas eu plus de succès que les centaines d'autres transitions laser observées à cette époque. Ce n'est que quelques mois plus tard, après des études réalisées par d'autres chercheurs sur les méthodes d'optimisation de la puissance de ce laser, en ajoutant d'autres éléments comme l'Azote et l'Hélium et l'application des méthodes du Q-Switch sur les lasers à CO₂ qu'apparut le grand intérêt de ce type de lasers [14].

I.2 Spectroscopie de la molécule de CO₂

Le dioxyde de carbone forme une molécule triatomique linéaire simple. Elle possède trois modes normaux de vibration : le mode symétrique, le mode de torsion, et le mode antisymétrique, comme le montre la figure (I.1) [15]. Par conséquent elle a ainsi trois nombres quantiques vibrationnels ν_1 , ν_2 , ν_3 , qui prennent les valeurs de 1, 2, 3, 4, Le mode de torsion est doublement dégénéré. Ses deux modes ont la même énergie. Ils effectuent à fréquence égale des vibrations sur le plan pour l'un, et perpendiculairement au plan de la feuille pour l'autre [14].

L'expression de l'énergie vibrationnelle associée à ces modes est donnée par [15]:

$$E_{total}(\nu_1, \nu_2, \nu_3) = h\nu_1\left(\nu_1 + \frac{1}{2}\right) + h\nu_2\left(\nu_2 + \frac{1}{2}\right) + h\nu_3\left(\nu_3 + \frac{1}{2}\right) \quad \text{I.1}$$

Cette forme d'énergie n'est autre que la solution de l'équation de Schrödinger dans l'approximation de l'oscillateur harmonique.

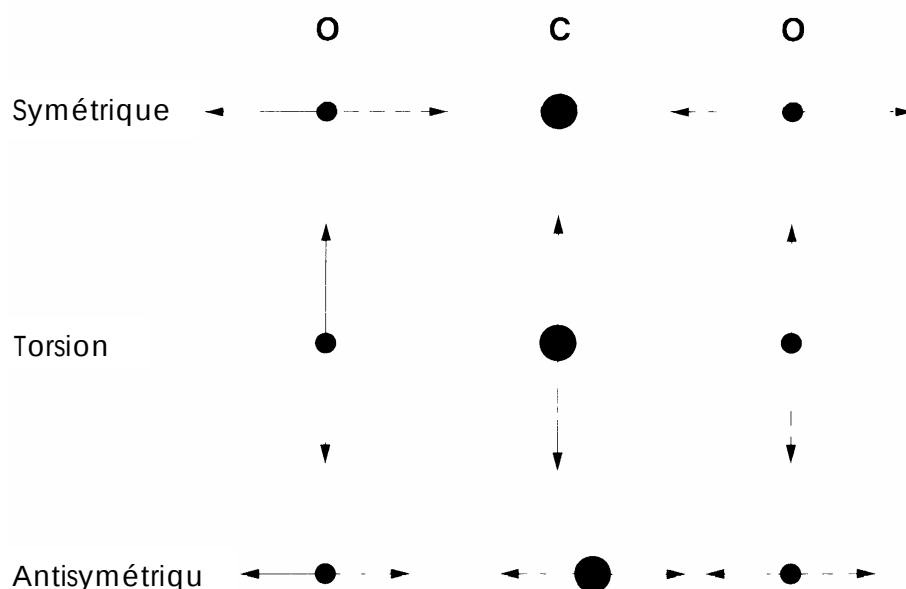


Figure I.1 Modes vibrationnels de la molécule de CO₂ [15].

Les fréquences des modes normaux sont données par [15]:

$$\nu_1 \approx 4.16 \cdot 10^{13} \text{ Hz} \quad \text{mode symétrique } (\nu_1),$$

$$\nu_2 \approx 2.00 \cdot 10^{13} \text{ Hz} \quad \text{mode de torsion } (\nu_2),$$

$$\nu_3 \approx 7.05 \cdot 10^{13} \text{ Hz} \quad \text{mode antisymétrique } (\nu_3).$$

Ces dernières représentent les fréquences des transitions radiatives entre les niveaux d'énergies associés à chaque mode de vibration. L'énergie d'un niveau d'énergie est donnée sous la forme $E_{\nu_i} = \nu_i h \nu_i$. ($E_1 = 0.172 \text{ eV}$, $E_2 = 0.083 \text{ eV}$, $E_3 = 0.292 \text{ eV}$)

Ces trois énergies sont prises par rapport à l'état fondamental de la molécule. Ce dernier, en considérant l'équation I.1, a une énergie qui n'est pas nulle :

$$E(0, 0, 0) = \frac{1}{2}(h\nu_1 + h\nu_2 + h\nu_3). \text{ Sur le diagramme des énergies de la figure I.2,}$$

l'énergie du niveau fondamental est prise comme origine [15].

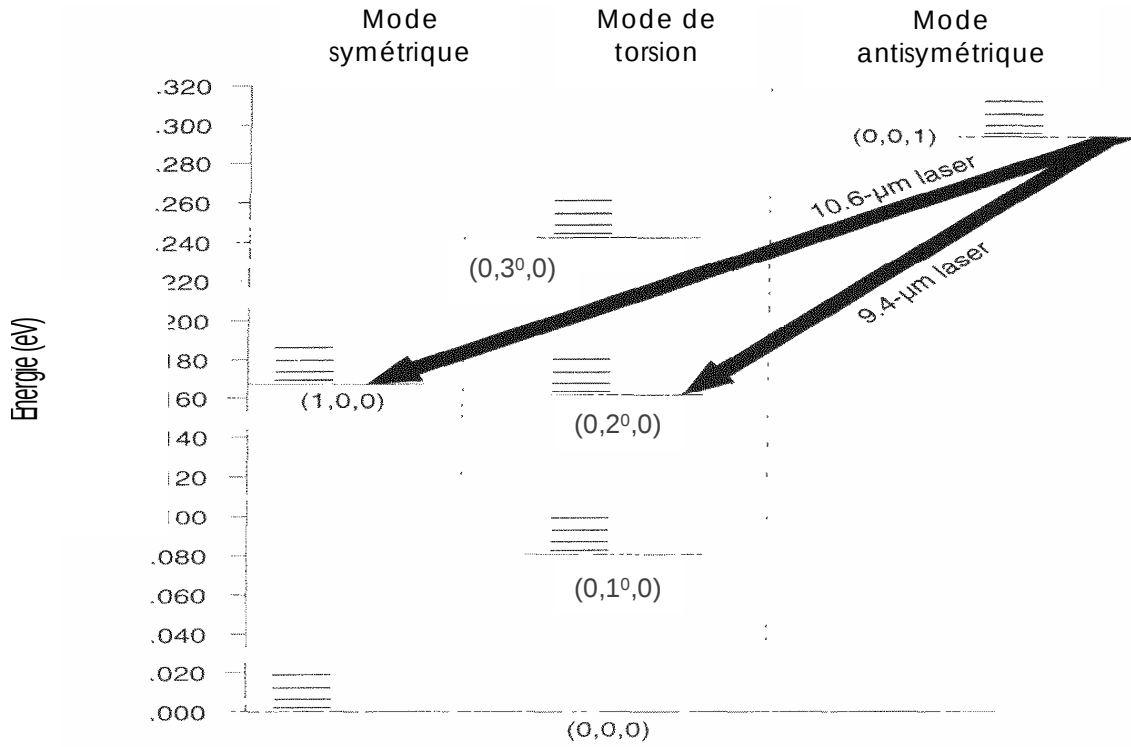


Figure I.2 Transitions laser entre niveaux vibrationnels de la molécule de CO₂ [15].

Pour chaque niveau vibrationnel se superposent des niveaux rotationnels dont l'énergie prend la forme suivante:

$$E_{rot}^J = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2I} = J(J+1)Bhc \quad \text{I.2}$$

B est défini comme: $B = \frac{h}{8\pi^2 cI}$ I.3

Où J est le nombre quantique associé aux niveaux rotationnels et I est le moment d'inertie de rotation moléculaire. c est la célérité de la lumière dans le vide. Pour la molécule de CO₂ la valeur de la constante rotationnelle $B = 0,52 \text{ cm}^{-1}$. L'espacement entre niveaux d'énergies rotationnels est beaucoup plus étroit en comparaison avec les niveaux d'énergie vibrationnels. Ainsi donc, un niveau de vibration typique sera constitué de séries de niveaux rotationnels espacés comme le montre la figure I.2.

Les règles de sélection des transitions laser sont $\Delta J = 0, \pm 1$ et $\Delta v = \pm 1$, pour les transitions rotationnelles et vibrationnelles respectivement. La branche P du spectre de la molécule de CO₂ correspond à la règle $\Delta J = -1$, et la branche R correspond à $\Delta J = +1$. La branche Q ($\Delta J = 0$) n'apparaît pas pour la molécule de CO₂ [15].

Parmi les transitions les plus intenses et les plus connues dans le spectre infra rouge de la molécule CO₂, celles qui se produisent entre les niveaux de vibration-rotation $(v_1 v_2 v_3) = (0 0^0 1)$ vers $(1 0^0 0)$, et $(0 0^0 1)$ vers $(0 2^0 0)$ avec des longueurs d'ondes respectives autour de 10.6 μm et 9.4 μm , sont les plus utilisées, voir figure I.2 [14].

I.3 Amplification laser

On appelle laser un dispositif qui fournit de la lumière cohérente au moyen de l'émission stimulée. Un tel générateur s'obtient en associant à un amplificateur de lumière un système de contre-réaction à miroirs, généralement un oscillateur Fabry-Pérot. Le problème fondamental est de trouver un matériau qui ait un coefficient d'amplification suffisamment grand pour compenser les pertes inévitables du montage, et fournir de la puissance.

I.3.1 Gain du milieu et inversion de population

Considérons un flux de photons I dirigé suivant l'axe z et traversant un milieu amplificateur de longueur L . La variation du flux de photons dI/dz , au cours de la propagation du faisceau dans le milieu, nous permet d'évaluer comment ce dernier est amplifié [19].

On appelle gain du milieu, la quantité définie par :

$$G = \frac{1}{I} \frac{dI}{dz} = \sigma_{21} \Delta N_{21} \quad \text{I.4}$$

le coefficient de gain G s'exprime en m^{-1} .

$\Delta N_{21} = N_2 - \left(\frac{g_2}{g_1} \right) N_1$ est la différence des densités de populations entre les niveaux 2 et 1.

Cette relation montre que le gain est proportionnel à l'inversion de population (*voir annexes 1 et 2*). La constante de proportionnalité σ_{21} est la section efficace de la transition.

L'expression générale de la variation du flux de photons traversant le milieu est donnée en intégrant I.4 par :

$$I = I_0 e^{\sigma_{21} [N_2 - (g_2/g_1) N_1] z} = I_0 e^{Gz} \quad \text{I.5}$$

Où I_0 représente le flux de photons à l'entrée du milieu et I le flux de photons à une distance z donnée. g_1 et g_2 sont respectivement les dégénérescences des niveaux 1 et 2. Cette relation montre que si la valeur de l'exposant est positive, l'intensité du faisceau augmente ainsi donc l'amplification aura lieu. Si elle est négative, alors l'intensité du faisceau diminue et ainsi donc l'absorption aura lieu. Sachant que σ_{21} et z sont positives, l'amplification aura lieu donc pour la condition suivante:

$$N_2 > g_2/g_1 \cdot N_1 \quad \text{I.6}$$

Cette relation n'est pas vérifiée dans les conditions de l'équilibre thermodynamique d'où la nécessité de fournir de l'énergie au système pour un fonctionnement hors équilibre. En fait le raisonnement ci-dessous a été fait en supposant le milieu ou le dispositif laser est sans pertes. Or cela n'est pas tout à fait rigoureux car il y a toujours des pertes. Le raisonnement est cependant le même, il suffira de remplacer dans l'expression précédente le terme G par $(G-\alpha)$ où α désignera les pertes totales dans le milieu.

I.4 Rôle de l'oscillateur et modes propres d'une cavité laser

Nous avons déterminé précédemment la condition à réaliser dans le milieu pour avoir un effet d'amplification laser qui est la condition nécessaire. Cependant le gain du milieu actif étant généralement faible dans la plupart des lasers. A titre d'exemple le gain pour un laser à CO₂ prend typiquement des valeurs $g = 0.15 \text{ m}^{-1}$ à 0.5 m^{-1} [19]. L'utilisation d'un oscillateur à miroirs est nécessaire pour forcer la lumière à effectuer des allers retours dans le milieu actif, en s'amplifiant à chaque

passage. Le dispositif formé par ce jeu de miroirs forme une cavité laser (résonateur), voir figure I.3 ci-dessous.

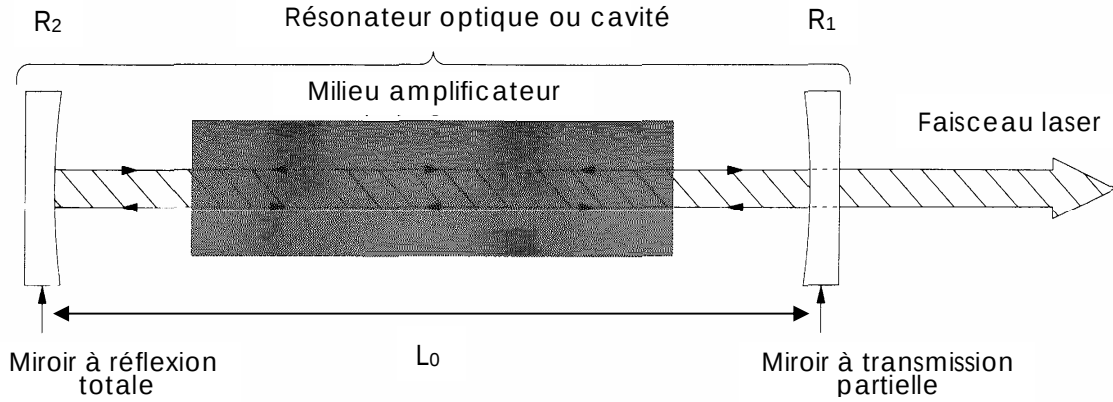


Figure I.3 Représentation schématique d'un oscillateur

Cette cavité va imposer au faisceau laser des distributions du champ invariantes [19] qu'on appelle les modes propres du champ dans une cavité. Ces modes épousent généralement la symétrie de la cavité et ont généralement une distribution d'intensité gaussienne. Cependant cela est vrai uniquement pour les cavités qui satisfont au critère de stabilité [20] :

$$0 \leq \left(1 - \frac{L_0}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L_0}{R_2}\right) \leq 1 \quad \text{I.7}$$

R_1 et R_2 sont respectivement les rayons de courbure des miroirs et L_0 la distance entre les deux miroirs.

I.4.1 Mode fondamental

Pour des raisons d'approximation paraxiale, qui considère que les rayons lumineux restent confinés au voisinage de l'axe optique du système, l'équation d'onde décrivant la propagation du faisceau gaussien à l'intérieur de la cavité est donnée par [19]:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = 0 \quad \text{I.8}$$

L'équation I.8 admet alors comme solution les modes gaussiens dont le champ électrique s'écrit comme suit; voir figure I.4:

$$E(x, y, z) = \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w^2(z)}\right] \exp[-i\phi(r, z)] \quad \text{I.9}$$

Où la phase totale est donnée par: $\phi(r, z) = kz - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) + \frac{kr^2}{2R(z)}$ I.10

Où z_R est la longueur de Rayleigh donnée par $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ I.11

Le faisceau gaussien est caractérisé par les grandeurs physiques qui apparaissent dans les équations (I.9, I.10) et sont données comme suit:

Le beam waist : $w(z=0) = w_0 = \sqrt{\frac{z_R \lambda}{\pi}}$ I.12

Le rayon du faisceau est la distance transverse à l'axe optique Oz pour laquelle l'amplitude diminue d'un facteur 1/e de sa valeur sur l'axe :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad \text{I.13}$$

Le rayon de courbure du front d'onde : $R(z) = z \left[1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right]$ I.14

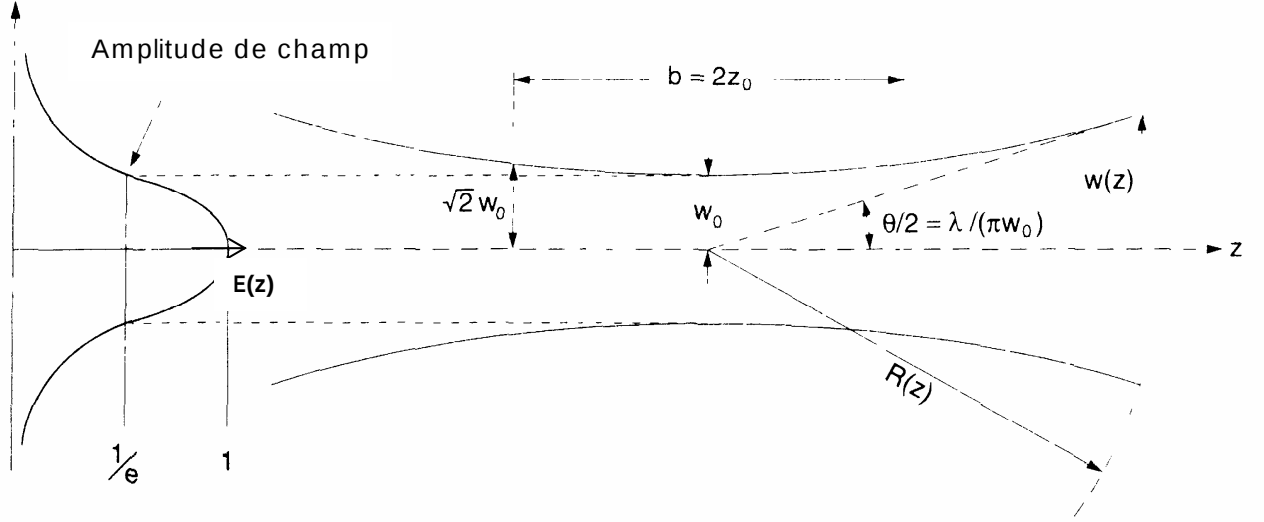


Figure I.4 Paramètres du faisceau gaussien [15].

I.4.2 Modes longitudinaux et transverses d'un laser

Considérons une cavité linéaire stable. Le laser est susceptible d'osciller sur toute fréquence propre de la cavité située dans la courbe de gain où l'amplification l'emporte sur les pertes. Les modes oscillant TEM_{mnp} sont caractérisés par trois entiers: m et n sont relatifs à la détermination des modes transverses (figure I.5), et p est associé à la condition de bouclage sur un tour de cavité [20]. L'équation de la pulsation qui détermine ces modes est donnée dans le cas d'une cavité plan-concave; qui est le type même de cavité que nous avons utilisé dans nos expériences, par :

$$\omega_{mnp} = \frac{c}{L} \left[2p\pi + 2(n + m + p) \tan^{-1} \left(\frac{L_0}{z_R} \right) \right] \quad \text{I.15}$$

avec $L = 2L_0$

Chaque mode se caractérise par une structure spatiale déterminée du champ dans la direction perpendiculaire à l'axe de la cavité.

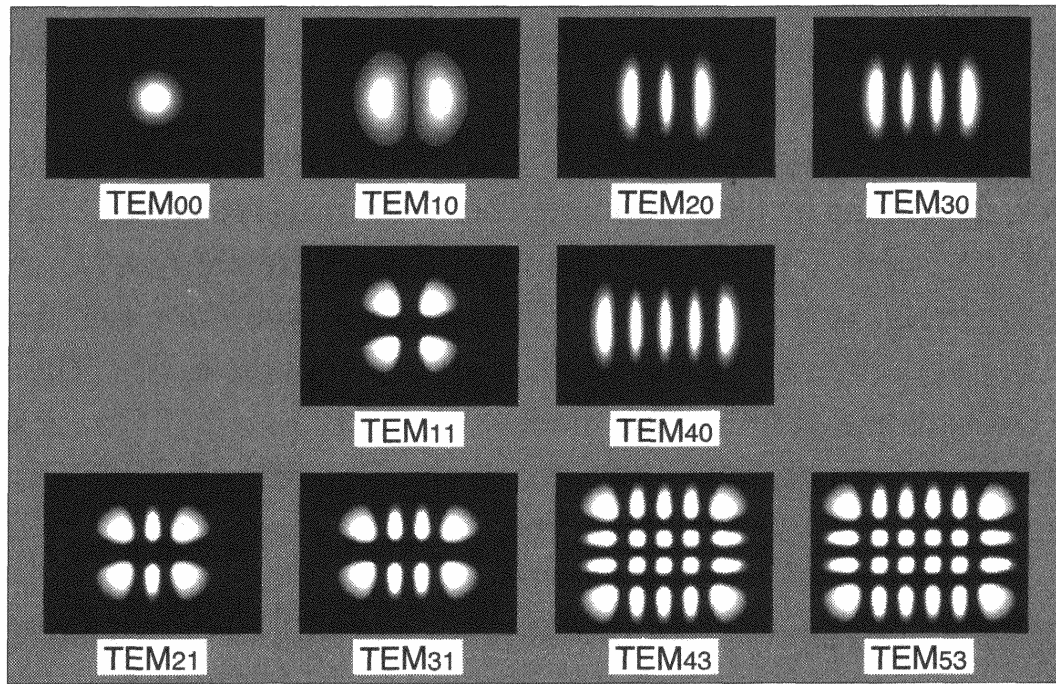


Figure I.5 *Distribution transverse des premiers modes représentés dans la symétrie x-y [15].*

A chaque combinaison des indices transverses m et n correspond une série de modes longitudinaux d'indice p . La figure I.5 montre la structure de la tache lumineuse observée sur un miroir rond pour quelques modes transverses [15, 21].

Si le gain est suffisant tous les modes sont susceptibles d'osciller. Cependant cette compétition des modes transverses à différentes valeurs des indices m et n dans l'oscillation laser est en réalité gênante et ce pour deux raisons fondamentales. D'abord parce que le laser n'est pas mono fréquence, mais aussi parce que la répartition transversale d'éclairement est accidentée, à cause des phénomènes d'interférence entre plusieurs modes transverses alors qu'un éclairement aussi uniforme que possible, est souvent souhaitable dans la plupart des applications [20].

Le mode transverse TEM₀₀, dit aussi mode fondamental, est en pratique privilégié. Il a la structure la plus simple de la tache lumineuse [21]. Ce mode est le plus concentré transversalement. La cavité est souvent diaphragmée, par le diamètre limité des miroirs ou du milieu amplificateur, ce qui provoque des pertes, d'autant plus importantes que le mode est plus étalé. Pour un gain faible, seul le mode TEM₀₀ pourra osciller. Si le gain est plus fort, plusieurs modes transverses vont osciller [20].

provoquant des distorsions dans le signal laser et même sur la forme des impulsions générées comme le montreront les résultats des expériences que nous avons réalisées, et que nous allons décrire avec détails dans le chapitre III. Nous allons voir comment obtenir un fonctionnement monomode en introduisant un diaphragme à l'intérieur de la cavité d'un côté [4, 20, 22], et en agissant sur le gain avec la diminution du courant de pompage d'un autre côté. Ces deux méthodes introduisent des pertes supplémentaires favorisant le mode fondamental mais font baisser la puissance de sortie.

I.4.3 Le phénomène Q-Switch passif

Le Q-Switch permet la production de pulses de courtes durées avec des puissances plus importantes que celles atteintes dans les cas d'un fonctionnement continu d'un même milieu amplificateur. Cette méthode est utilisée dans notre laboratoire depuis 2000 [2-4].

La technique passive (Q-Switch passif) de génération d'impulsions, consiste à moduler le facteur de qualité Q en introduisant un absorbant saturable (AS) dans la cavité laser. Le facteur de qualité est défini comme le rapport d'énergie stockée dans la cavité à l'énergie perdu par cycle. Il est directement relié aux pertes de la cavité.

Cette méthode nécessite une forte inversion de population et un gain suffisamment large. Elle nécessite aussi des milieux amplificateurs ayant des centres actifs de niveaux supérieurs de longues durées de vie, pour qu'ils puissent conserver l'énergie requise pendant une durée aussi longue que le temps de pompage.

Il faut choisir un absorbant saturable ayant une transition atomique ou moléculaire à la même fréquence que le laser, dont le coefficient d'absorption varie avec l'intensité qui le traverse et qui se sature plus vite que le milieu actif. Les pertes p liées à l'absorbant sont fonction de l'intensité intra-cavité et prennent la forme:

$$p = \frac{p_0}{1 + aI_n} \quad \text{I.16}$$

Où p_0 et a sont deux coefficients positifs qui caractérisent l'AS. a mesure la saturabilité de l'absorbant, I_n représente l'intensité du laser normalisée à l'intensité de saturation et p_0 représente les pertes pour $I_n = 0$. A faible intensité ($I_n a \ll 1$) les

pertes sont élevées. A forte intensité ($I_n a \gg 1$) l'absorbant se sature, devient transparent et les pertes diminuent [19].

Description du processus d'émission

Tant que l'intensité émise par le milieu amplificateur reste faible, l'AS absorbe pratiquement tous les photons et l'intensité totale émise par le laser est pratiquement nulle. Tandis que l'inversion de population du milieu actif augmente, l'absorbant devient transparent et les pertes de cavité diminuent. Une impulsion est ainsi émise. L'AS redevient ensuite opaque et le cycle recommence. Les caractéristiques des impulsions générées par cette méthode sont fonction de la pression de l'AS, de l'intensité de pompage et de l'effet des modes transverses [2-4].

Le schéma suivant décrit l'évolution du phénomène;

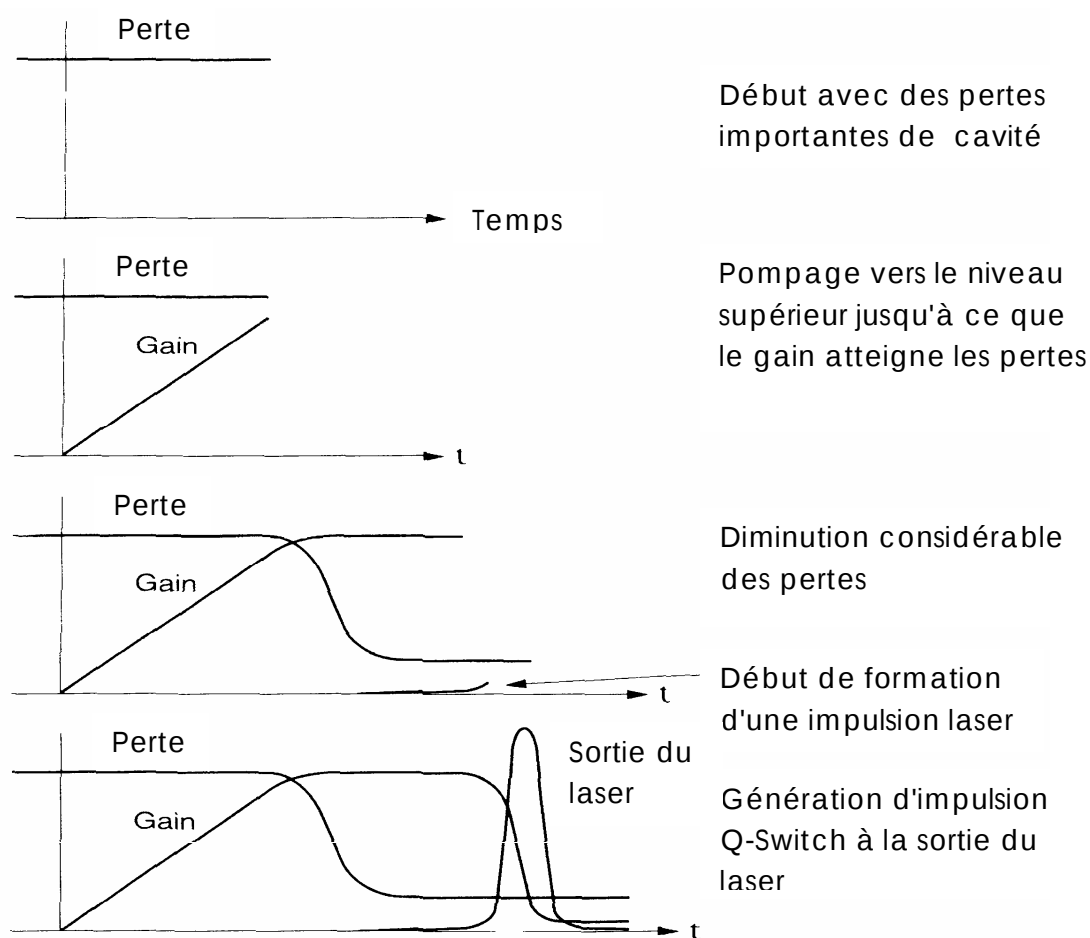


Figure I.6 Evolution d'une impulsion Q-Switch laser [15].

L'impulsion générée est caractérisée par son énergie, sa largeur, sa puissance crête et la fréquence de répétition.

La reconstitution des impulsions émises par un laser contenant un absorbant saturable a suscité beaucoup d'études. La première a été entreprise par Szabo et Stein [23] d'un côté et Hoelich-Abat et al [24] de l'autre, en 1965 et 1968 respectivement, pour expliquer la génération d'impulsion géante par un laser à rubis contenant un absorbant saturable. Le mécanisme étant décrit par trois équations différentielles qui fournissent l'évolution de la densité de photons dans la cavité, l'évolution de l'inversion de population dans le milieu amplificateur, et l'évolution des populations dans l'absorbant [5]. Ce schéma n'étant pas en mesure d'être appliqué directement aux milieux moléculaires, d'autres études ont été effectuées. Burak et al [25] proposèrent, en 1971, une autre approche de résolution basée sur la description des échanges d'énergie à l'intérieur de deux milieux moléculaires, en l'occurrence le milieu amplificateur et l'absorbant saturable [5]. Dans son article "Influence des phénomènes de relaxation sur la forme des impulsions fournies par un laser CO₂ déclenché par un absorbant saturable", Dupré et al. [5] utilise ce modèle et fait des calculs détaillés pour la reconstitution des impulsions qu'il a obtenu expérimentalement. Ce modèle est schématisé par quatre niveaux rovibrationnels; deux pour le milieu amplificateur et deux autres pour le milieu absorbant. Ces quatre niveaux sont entourés par d'autres niveaux rotationnels du même niveau vibrationnel v avec lesquels il peut y avoir échange de molécules par relaxation rotationnelle. La base de calcul consiste à admettre que ces niveaux rovibrationnels autre que les quatre forment un ensemble non dissociable. D'autres modèles ont été élaborés pour expliquer le fonctionnement dynamique de ce type de laser [6]. Ils font l'objet actuellement d'une étude de synthèse dans le cadre d'un magister au niveau de notre laboratoire.

Chapitre II : Description du dispositif expérimental et optimisation de son fonctionnement

II.1 Généralités sur le laser à CO₂

Notre dispositif est un laser à CO₂ scellé. Il a fait son apparition au courant de l'année 1964 [14]. C'est l'un des lasers moléculaires les plus connus. Son émission est continue. Elle se situe dans l'infrarouge autour de 10 μm . Le milieu amplificateur du laser à CO₂ est un mélange de trois gaz. Ils sont choisis dans des proportions adéquates pour un fonctionnement optimal du laser. La molécule CO₂ est à l'origine de l'émission laser, tandis que les deux autres gaz, en l'occurrence l'azote et l'hélium, jouent le rôle de gaz tampon et contribuent au bon fonctionnement du laser. Contrairement aux lasers atomiques et ioniques, les lasers moléculaires ont l'avantage de fournir des puissances très importantes, de l'ordre de 100 kW pour un fonctionnement continu et des pulses de 10 kJ.

Notre laser émet en continu, l'introduction d'une cellule contenant un absorbant saturable va rendre ce fonctionnement impulsionnel, c'est ce qu'on appelle « le Q-Switch passif ». L'étude des impulsions générées par ce type de fonctionnement et la détermination des paramètres qui influent sur la forme des impulsions est l'objet même de notre travail.

II.2 Description du dispositif expérimental

Les constituants principaux d'un laser à gaz sont : le milieu amplificateur, la cavité laser et les systèmes de pompage et de détection.

II.2.1 Le milieu amplificateur

Il est contenu dans un tube cylindrique en pyrex. Son diamètre est de 11mm et sa longueur de décharge est égale à 1m. Le milieu amplificateur est un mélange de trois gaz : le dioxyde de carbone, l'azote et l'hélium, avec les proportions 1 :1 :4 respectivement.

Les extrémités du tube sont terminées par des embouts en dural, taillés à l'angle de Brewster de 67.38° et fermés par des lames en ZnSe pour un maintien de la polarisation du champ. Il est entouré par une jaquette cylindrique en verre, dans laquelle on fait une circulation d'eau pour assurer son refroidissement.

L'excitation du milieu amplificateur est assurée par une décharge électrique délivrée par un générateur haute tension aux bornes de deux électrodes reliées au tube. Le générateur est relié en série à une résistance ballast de $300\text{ K}\Omega$ pour compenser la résistance négative de la colonne de gaz et stabiliser le courant d'excitation. Ce dernier est mesuré par un milliampèremètre en série dans le circuit.

II.2.2 La cavité optique

Elle est de type Fabry-Pérot. Dans ce présent travail nous avons utilisé deux types de cavités F-P : la cavité miroir-miroir (M-M) et la cavité miroir-réseau (M-R). La première est constituée d'un miroir M_1 en ZnSe d'un facteur de transmission de 10% à $10.6\mu\text{m}$, son rayon de courbure R_1 est égal à 12m et son diamètre est de 25mm, et un miroir M_2 en cuivre-nickel, revêtu d'une mince couche d'or de rayon de courbure R_2 égal à 8m et un diamètre de 46mm. Ce miroir présente une réflexion quasi-totale de 97.6% à $10.6\mu\text{m}$. Nous avons utilisé cette cavité uniquement dans la caractérisation du signal laser continu. La seconde cavité est constituée du même miroir M_1 et un réseau blasé à $10.6\mu\text{m}$ de 150 traits/mm. Elle est utilisée dans le reste de nos expériences.

II.2.3 Systèmes de détection et de mesure des signaux laser

Selon le type de fonctionnement du laser pulsé ou continu, nous avons utilisé deux types de détecteurs. Un joule-mètre de type Gentec ED200 pour mesurer le signal continu et optimiser l'énergie du faisceau. Son temps de réponse est de 5 ms. Il est modulé par un hacheur à 25 Hz.

Un détecteur quantique Judson à jonction Hg-Cd-Te nous permet de visualiser la structure temporelle du signal pulsé. Sa surface sensible est de $25\mu\text{m} \times 25\mu\text{m}$. Le temps de réponse est de l'ordre de $0.15\mu\text{s}$ dans le domaine spectral de 2 à $12\mu\text{m}$ avec un rendement de 55%.

Le détecteur est refroidi à l'azote liquide (77 K) et modulé à 1kHz, afin d'éviter la saturation.

Les allures temporelles des deux signaux sont visualisées sur un oscilloscope numérique, modèle Tektronix à deux canaux avec une bande passante de 500MHz. Son temps de réponse est de l'ordre de 1ns.

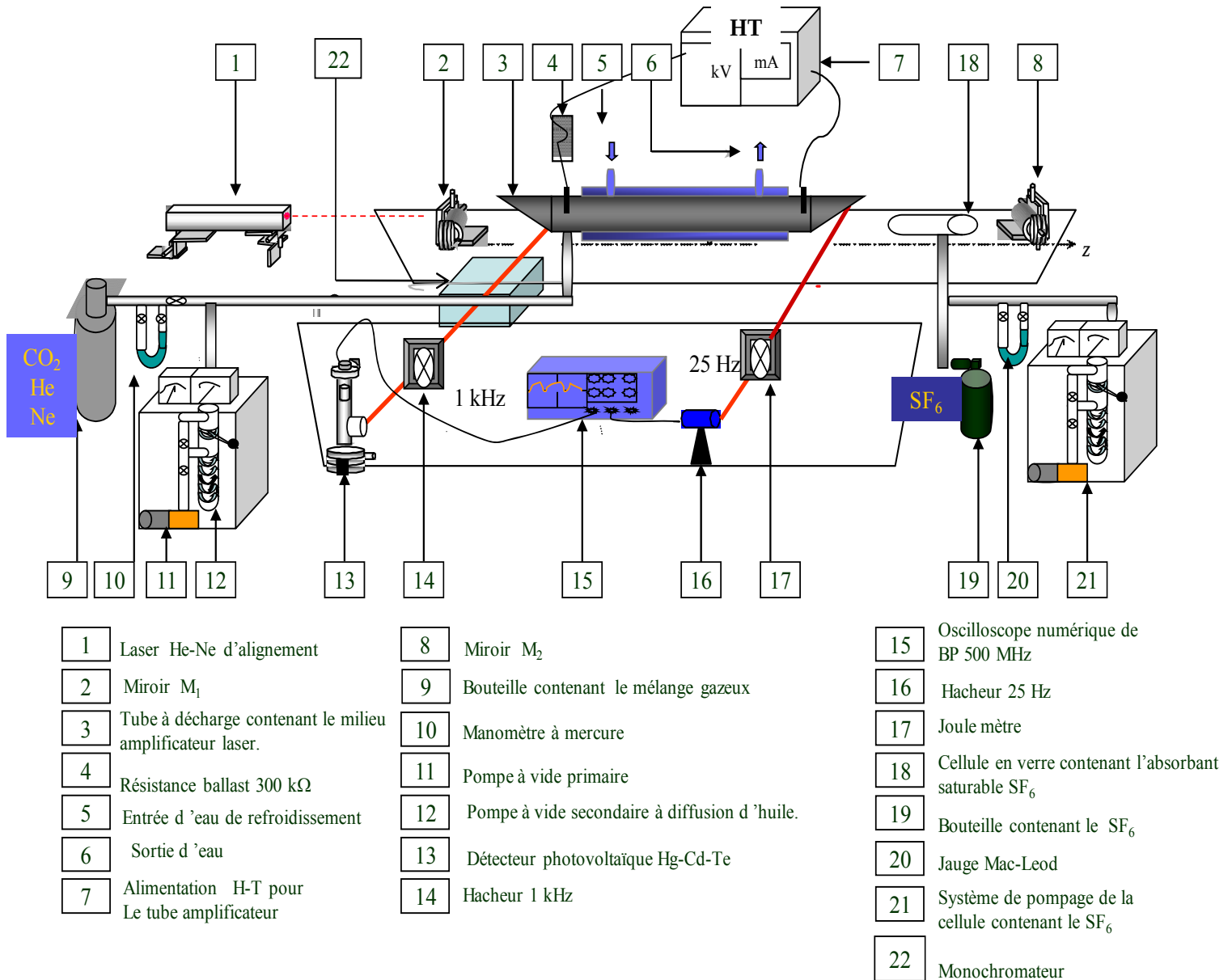
II.2.4 La cellule à absorbant saturable

L'absorbant saturable, du SF₆ dans notre cas, est contenu dans une cellule constituée d'un tube en pyrex, d'une longueur de 100 mm et un diamètre de 16 mm. Ses extrémités sont fermées parallèlement par des lames en ZnSe d'une épaisseur de 2 mm chacune. Elle est placée à l'intérieur de la cavité laser à 26 cm du miroir de sortie. Dans la cellule, les vides primaire et secondaire sont assurés par une pompe primaire à palette et une pompe secondaire à diffusion d'huile. La pression de l'Absorbant Saturable injecté dans la cellule est mesurée à l'aide d'une jauge Macleod. Le coefficient d'absorption du SF₆ est égal à $(0.46 \pm 0.02) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$, et son taux de relaxation est égal à $4.10^7 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ [37].

II.2.5 Le monochromateur M25

Pour caractériser les raies oscillantes de notre laser, nous avons utilisé un monochromateur M25 de Jobin Yvon avec un montage de type Ebert. Ce montage utilise des réseaux plats et où deux parties d'un seul et même miroir sont utilisées comme collimateur confocale.

Le miroir a une longueur focale de 250 mm et un diamètre de 140mm. La surface des réseaux utilisée est de 58mm*58 mm. La gamme spectrale couverte par cet appareil va de 1800 Å à 40µm, et ce en utilisant des réseaux interchangeables. Avec un réseau de 610 traits/mm, la dispersion est de 60 Å/mm. Celle-ci peut être augmentée en utilisant des réseaux avec un plus grand nombre de traits par mm. Avec une fente de 0.05 mm, il est possible de distinguer deux raies séparées de 3 Å, et ce avec un réseau de 610 traits/mm.



Dispositif expérimental

II.3 Mise en marche et optimisation du fonctionnement du laser

Avant la mise en place de la cellule à absorbant saturable pour la génération des impulsions, l'optimisation et la caractérisation du signal laser continu sont primordiales.

Un bon alignement du dispositif expérimental et un système de refroidissement efficace du tube à décharge sont nécessaires pour la génération et la stabilité du signal laser.

L'alignement du laser à CO_2 qui émet dans l'infrarouge autour de $10\text{ }\mu\text{m}$ se fait à l'aide d'un laser HeNe qui émet dans le visible à la longueur d'onde de $0.6328\text{ }\mu\text{m}$.

La technique d'alignement consiste en la superposition du faisceau réfléchi par le réseau (miroir) sur le faisceau incident. Notons que la cavité M-R est plus difficile à aligner. Un ajustement rigoureux du réseau est primordial pour avoir l'effet laser.

Le refroidissement du tube à décharge se fait avec de l'eau qui circule autour de lui dans une jaquette en verre. La circulation de l'eau est assurée par une pompe à eau électrique. Pour diminuer la température autour de la cathode, nous mettons en place un système de ventilation.

La figure II.1 ci-dessous montre l'importance du refroidissement. Elle présente l'évolution dans le temps de la puissance laser quand le circuit de refroidissement est fermé. Quand la circulation de l'eau est rétablie, figure II.2, Notre laser est stable pendant environ une heure, un temps suffisant pour effectuer nos mesures.

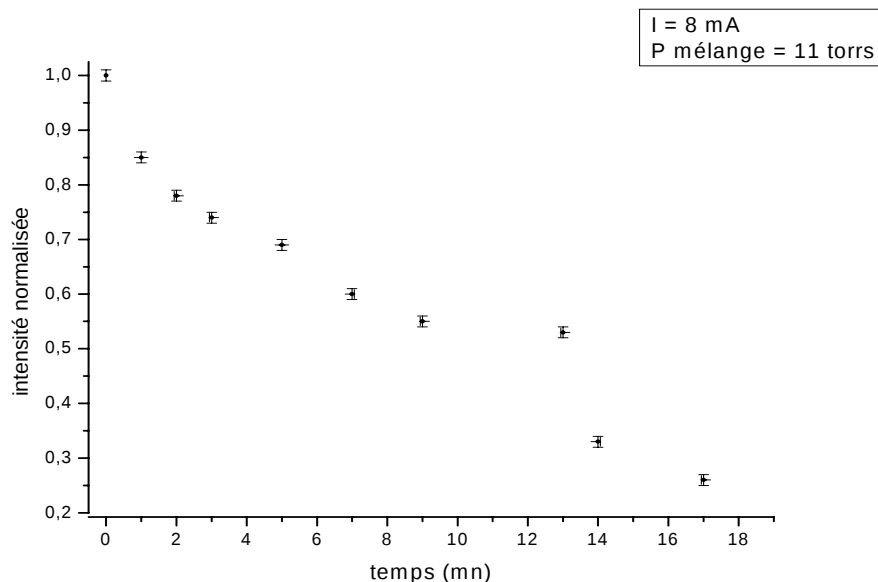


Figure II.1 Evolution temporelle de l'intensité laser sans refroidissement.

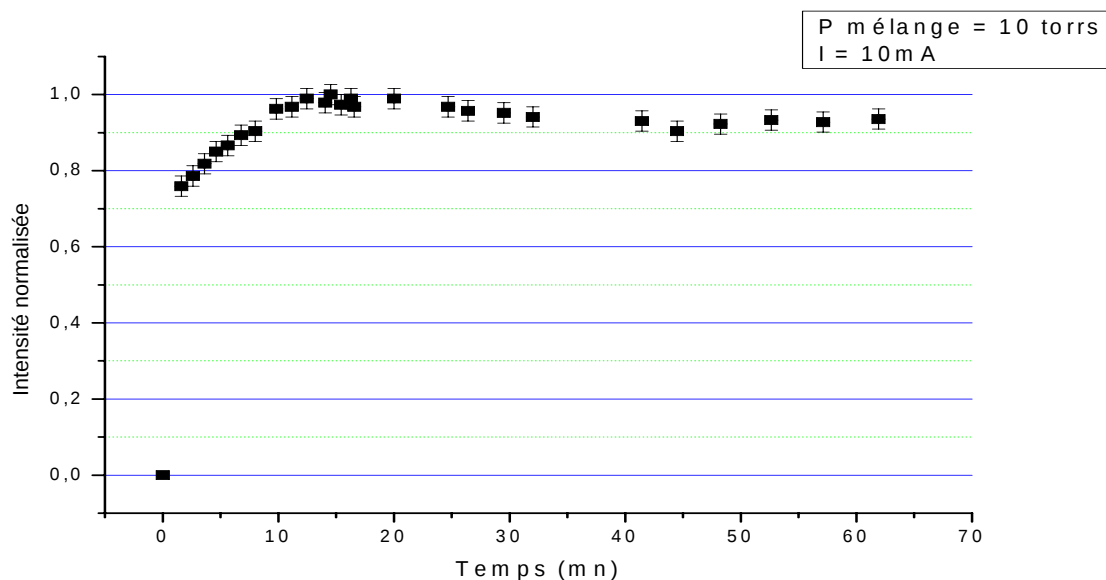


Figure II.2 Evolution temporelle de l'intensité laser avec refroidissement.

II.3.1 Caractérisation du signal laser

Nous déterminons l'optimum de fonctionnement pour les deux types de cavités Miroir-Miroir et Miroir-Réseau. Nous cherchons ainsi le courant de décharge et la pression du milieu amplificateur pour un maximum d'intensité laser dans les deux cas.

II.3.1.1 Cavité Miroir-Miroir

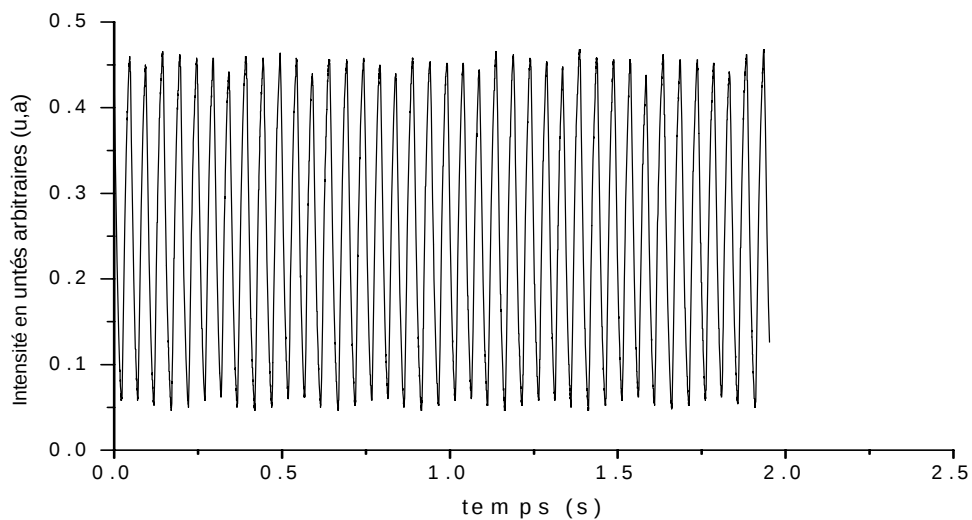


Figure II.3 Signal laser haché; cavité miroir-miroir

La courbe ci-dessus représente la forme du signal laser obtenu dans le cas d'un fonctionnement continu pour la cavité M-M, et cela pour une pression du mélange amplificateur autour de 12 torrs et un courant de décharge de l'ordre de 12 mA. Ces deux paramètres jouent un rôle important dans le bon fonctionnement du laser. Aussi il est primordial de rechercher les valeurs qui donnent un fonctionnement optimal de notre dispositif.

a) Détermination de la pression optimale

Nous faisons varier la pression du mélange ($\text{CO}_2\text{-He-Ne}$) dans le tube à décharge pour une valeur donnée du courant d'excitation et nous déterminons la valeur pour laquelle le maximum d'intensité est obtenu.

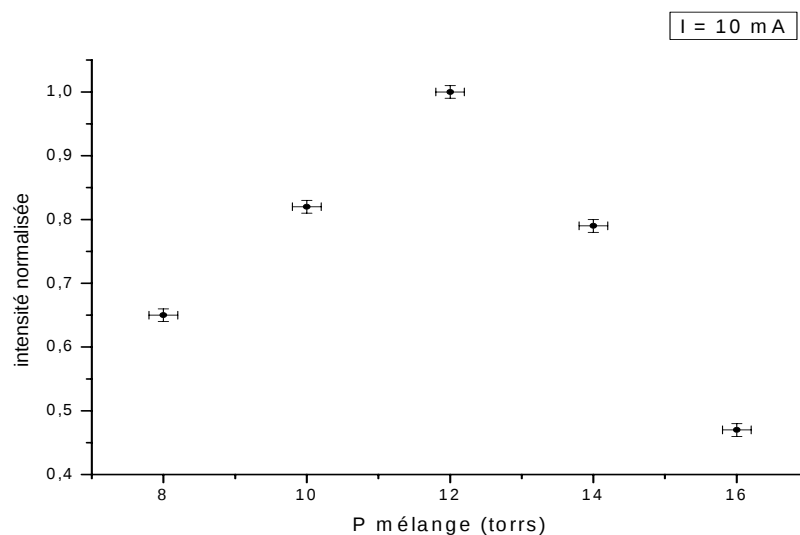


Figure II.4 Intensité laser en fonction de la pression du mélange gazeux

Nous remarquons que pour une pression du mélange de l'ordre de 12 torrs, nous avons le maximum de puissance pour le laser, ceci est synonyme d'un fonctionnement optimal pour ce laser.

b) détermination du courant optimal

Nous nous plaçons à la pression optimale du mélange autour de 12 torrs et nous faisons varier le courant de décharge dans l'enceinte comportant le milieu amplificateur, afin de déterminer la valeur du courant qui correspond au maximum de puissance.

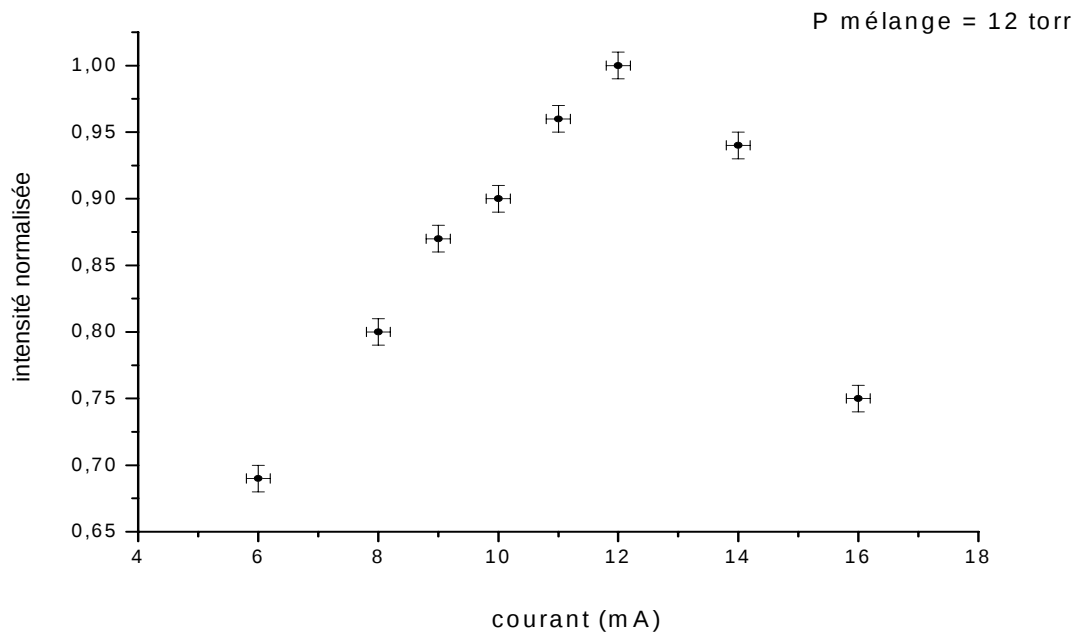


Figure II.5 Intensité laser en fonction du courant de décharge

Nous obtenons un maximum de puissance pour un courant autour de 12 mA. C'est le point de fonctionnement optimal de notre laser.

II.3.1.2 Cavity Miroir-Réseau

Le laser fonctionne maintenant avec la cavité miroir-réseau. Le réseau utilisé est de 150 traits/mm. Il est blasé à la longueur d'onde de 10,6 μm . il permet alors l'oscillation d'une seule raie dans la cavité car il disperse toutes les autres raies dans l'espace environnant.

La courbe ci-dessous représente le signal laser obtenu sous les conditions optimales de fonctionnement de notre laser, c'est-à-dire une pression du mélange de l'ordre de 11 torrs et un courant de décharge autour de 9 mA. Nous allons voir comment déterminer ces dernières valeurs dans les paragraphes ci-après.

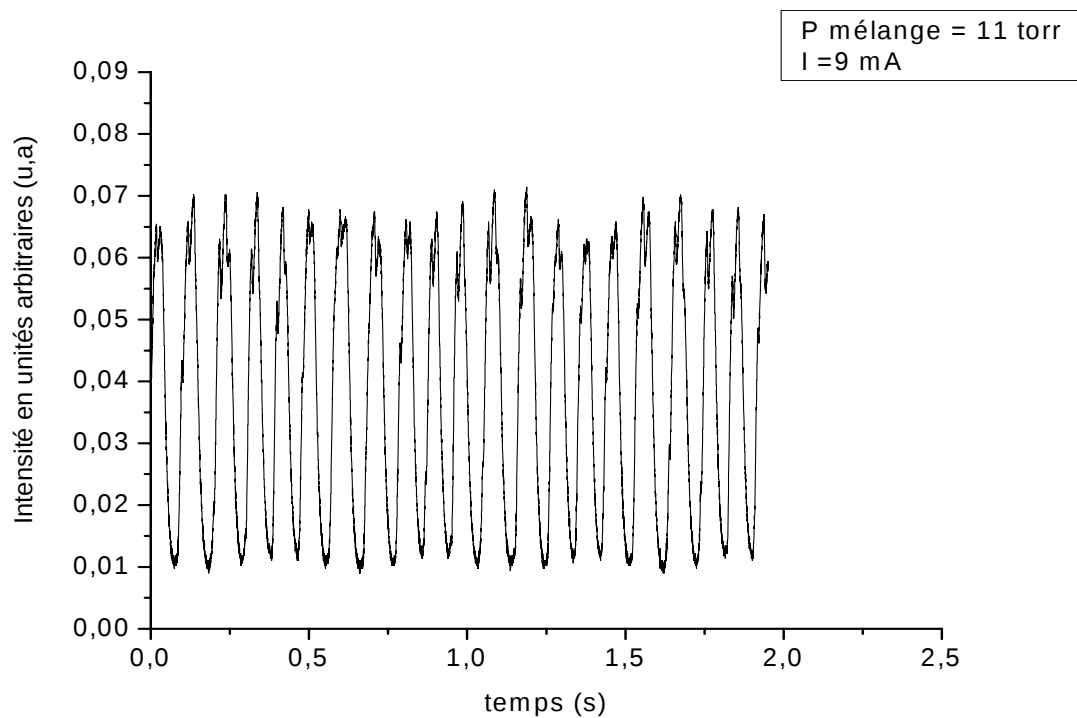


Figure II.6 *Signal laser haché : cavité miroir-réseau*

a) Détermination de la pression optimale

Nous faisons varier la pression du mélange (CO_2 -He-Ne) dans le tube à décharge, et nous déterminons la valeur pour laquelle le maximum d'intensité est obtenu. Le graphe ci-dessous présente la variation de la puissance laser normalisée en fonction de la pression du mélange. Il montre que la puissance augmente avec la pression pour atteindre un maximum à $P=11$ torrs, et décroît par la suite.

Cette décroissance indique que le nombre d'électrons énergétiques dans la décharge, et qui sont susceptibles d'exciter les centres actifs (CO_2) et les molécules d'Azote ne sont plus suffisants pour le réaliser.

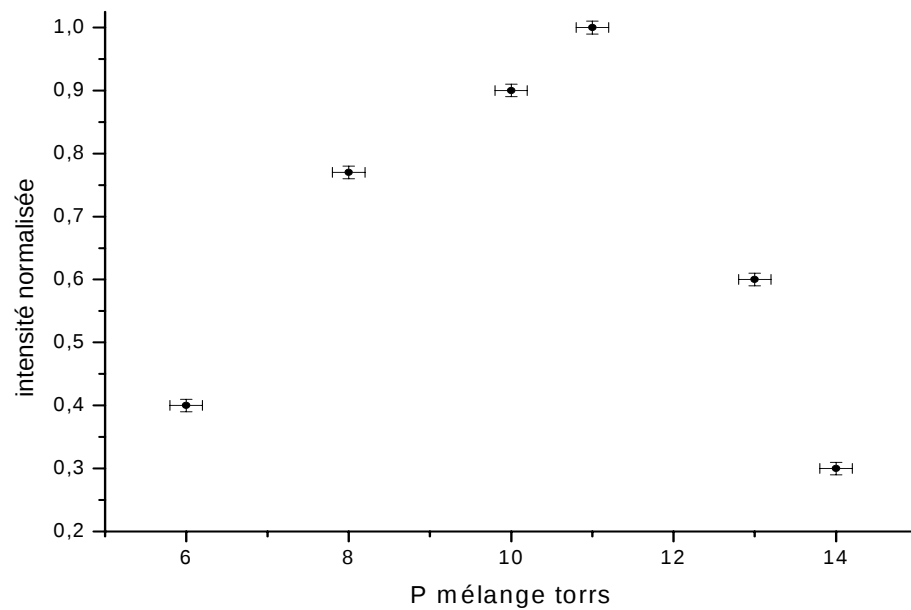


Figure II.7 Intensité laser en fonction de la pression du mélange gazeux

b) Détermination du courant optimal

Nous fixons cette fois-ci la pression du mélange à son optimum, autour de 11 torrs. Nous faisons varier ensuite le courant de décharge. La courbe II.8 présente la variation de la puissance laser en fonction du courant de décharge. Elle montre que la puissance passe par un maximum autour de 9 mA, et décroît ensuite jusqu'à l'extinction du laser. Cette dernière arrive quand le courant atteint 19 mA, sachant que la pression du mélange est de 11 torrs.

Cette décroissance de la puissance laser peut s'expliquer par le phénomène de dissociation des molécules de CO_2 [26].

Nous devons noter que l'alignement de la cavité miroir-réseau est plus difficile à réaliser en comparaison avec la cavité miroir-miroir. Le résonateur miroir-réseau est très sensible aux vibrations, et c'est plus difficile de se stabiliser sur le maximum de puissance, à cause des dérives qui sont dues à la variation de la température et donc à la dilatation de la cavité laser.

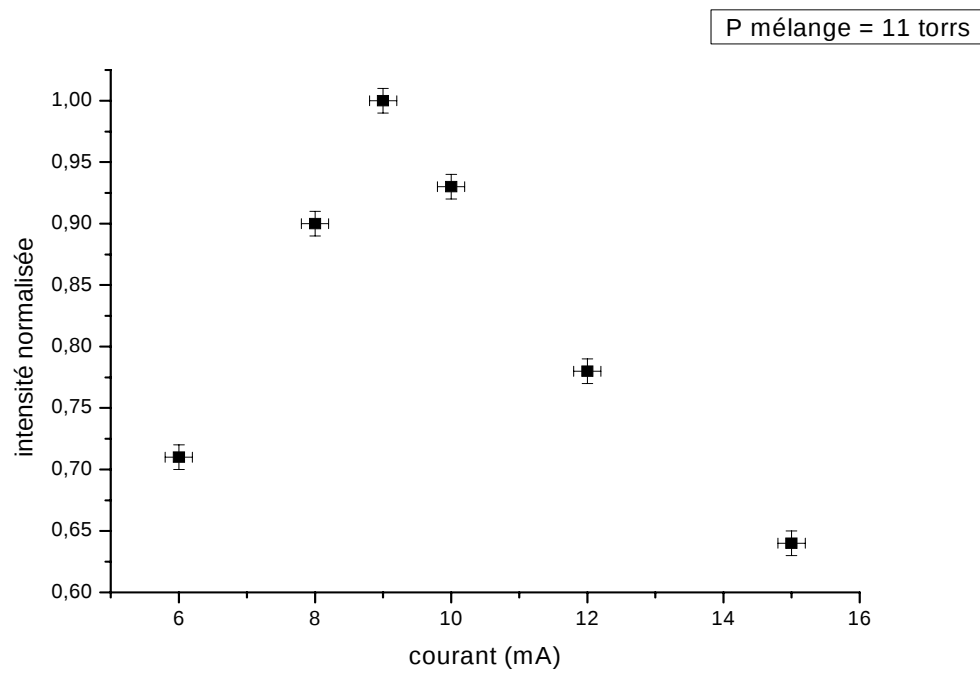


Figure II.8 Intensité laser en fonction du courant de décharge

Nous notons aussi que le rayonnement laser est moins important dans la cavité miroir-réseau que celle de la cavité miroir-miroir. Ceci est dû à l'effet de dispersion du réseau. Il ne réfléchit alors dans la cavité que l'onde sur laquelle il est blasé, c'est-à-dire la raie qui a pour longueur d'onde $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$.

Chapitre III : Caractérisation et étude des impulsions générées par le laser à CO₂

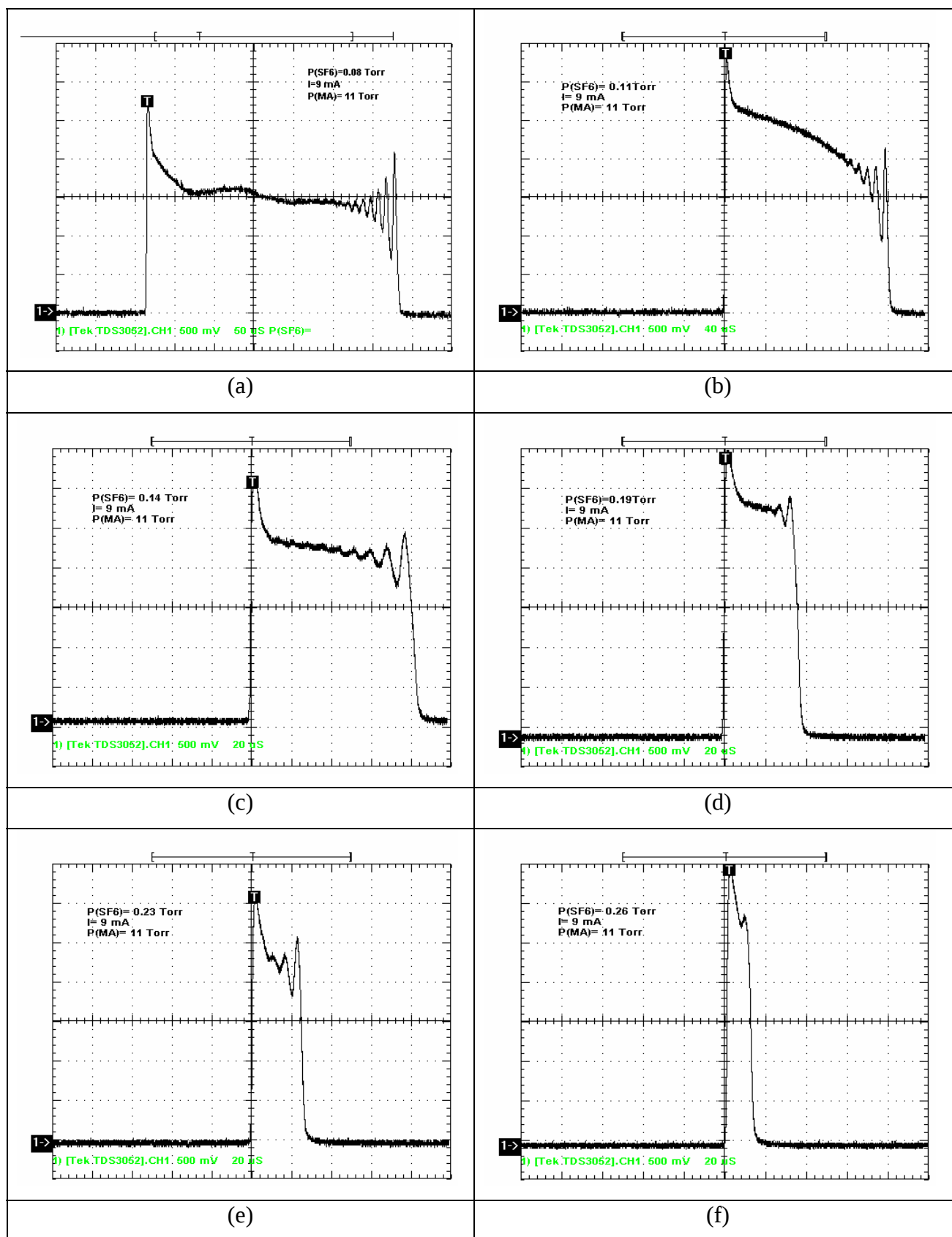
III.1 Introduction

La génération d'impulsions lasers courtes a des applications dans différents domaines comme la médecine, les télécommunications, le domaine militaire etc. Le laser utilisé dans notre cas est un laser CO₂ continu. Son émission se situe dans l'infrarouge autour de 10,6 μm . L'introduction d'une cellule contenant un absorbant saturable rend le fonctionnement du laser impulsionnel : c'est ce qu'on appelle « le Q-Switch ». L'étude des caractéristiques des impulsions générées par ce type de fonctionnement, en fonction du nombre de raies émises par le laser est l'objet de ce chapitre. Plusieurs gaz peuvent être utilisés comme absorbants saturables. Nous citons comme exemples: BCl₃ [27, 28], CH₃I [8, 29], OsO₄ [30], le Fréon, SF₆ [5, 12, 13,31]. Pour l'ensemble de nos expériences c'est le SF₆ qui est utilisé comme absorbant saturable (*voir annexe 3*), vu sa disponibilité dans notre laboratoire.

III.2 Influence de la pression du SF₆ sur la forme et la durée des impulsions laser

Dans cette partie de nos expériences, nous allons voir comment l'impulsion laser détectée au niveau du HgCdTe évolue, en durée et en forme, en variant la pression du SF₆.

Nous avons travaillé dans les conditions de fonctionnement optimal du laser. Pour rappel, la valeur de la pression du milieu amplificateur (CO₂, Ne, He) et celle du courant de décharge, celles-ci sont respectivement de l'ordre de 11 torr et 9 mA pour la cavité miroir-réseau.



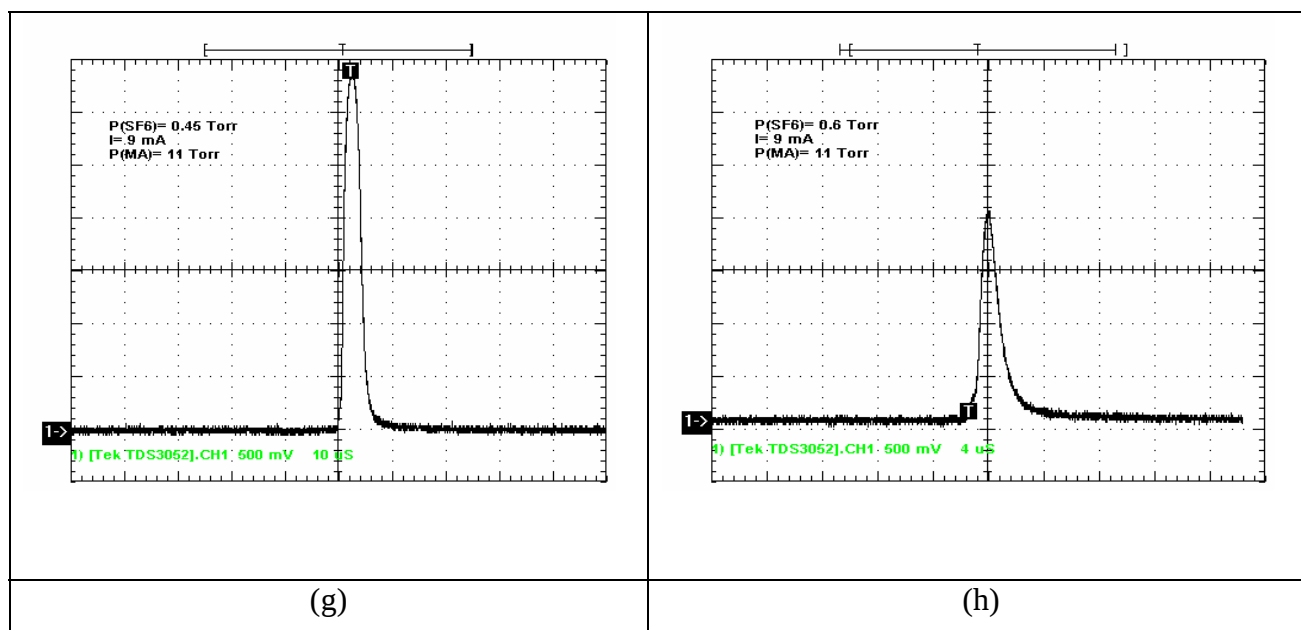


Figure III.1 Formes et durée des impulsions en fonction de la pression du SF₆

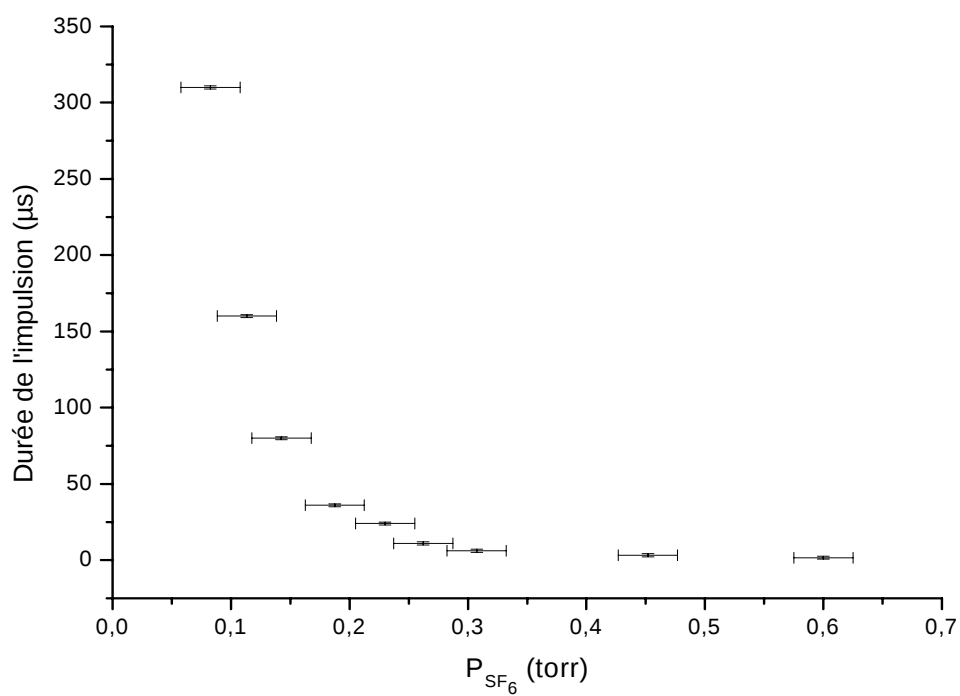


Figure III.2 Courbe illustrant la durée du pulse laser en fonction de la pression du milieu absorbant.

La figure III.1 montre l'influence de la pression de l'absorbant saturable (AS) sur la forme et la durée de l'impulsion laser. Ce type de fonctionnement (le répétitif Q-Switch) apparaît à partir d'une pression de l'AS de l'ordre de 0,11 mbar (fig. a). On remarque que la durée de l'impulsion est inversement proportionnelle à la pression du SF₆, voir figure III.2 Nous observons également une impulsion d'une large durée avec un pic principal intense et une multitude de pics secondaires relativement de faible intensité. Le nombre de pics secondaires, diminue avec l'augmentation de la pression du SF₆, jusqu'à ce qu'il ne reste que le pic principal. Celui-ci est synonyme d'un fonctionnement monomode (TEM₀₀), voir figures g et h. En effet l'augmentation de la pression de l'absorbant augmente le niveau de pertes dans la cavité pour les modes transverses. Le gain du milieu est juste suffisant pour l'oscillation du mode fondamental dont les pertes sont les plus faibles. Pour une pression de 0,8 mbar du SF₆, nous obtenons une durée d'impulsion de l'ordre de 1,6 μ s (fig. h).

III.3 Influence du pompage sur la forme et la durée des impulsions

Dans cette seconde partie de la caractérisation des impulsions laser, nous faisons varier le pompage en variant le courant de la décharge électrique de 4 mA à 9 mA, et nous observons son influence sur l'évolution temporelle et la forme que prennent les impulsions détectées sur le HgCdTe. La détection se fait à la sortie du monochromateur M25. Nous travaillons avec la pression optimale du milieu amplificateur et nous nous fixons à une pression du SF₆ dans la cellule de l'ordre de 0.25 mbar. Pour cette valeur de la pression du SF₆, le laser fonctionne en pulsé.

La durée de l'impulsion laser augmente avec l'augmentation du courant de décharge, voir figure III.4. Le nombre de pics secondaires croît aussi, voir figure III 3. Ceci est dû au fait que la puissance laser (le gain) a augmenté avec l'augmentation de l'intensité de courant, en permettant l'oscillation d'autres modes de la cavité, entraînant une augmentation de la durée de l'impulsion et une distorsion de sa forme avec l'apparition de pics secondaires.

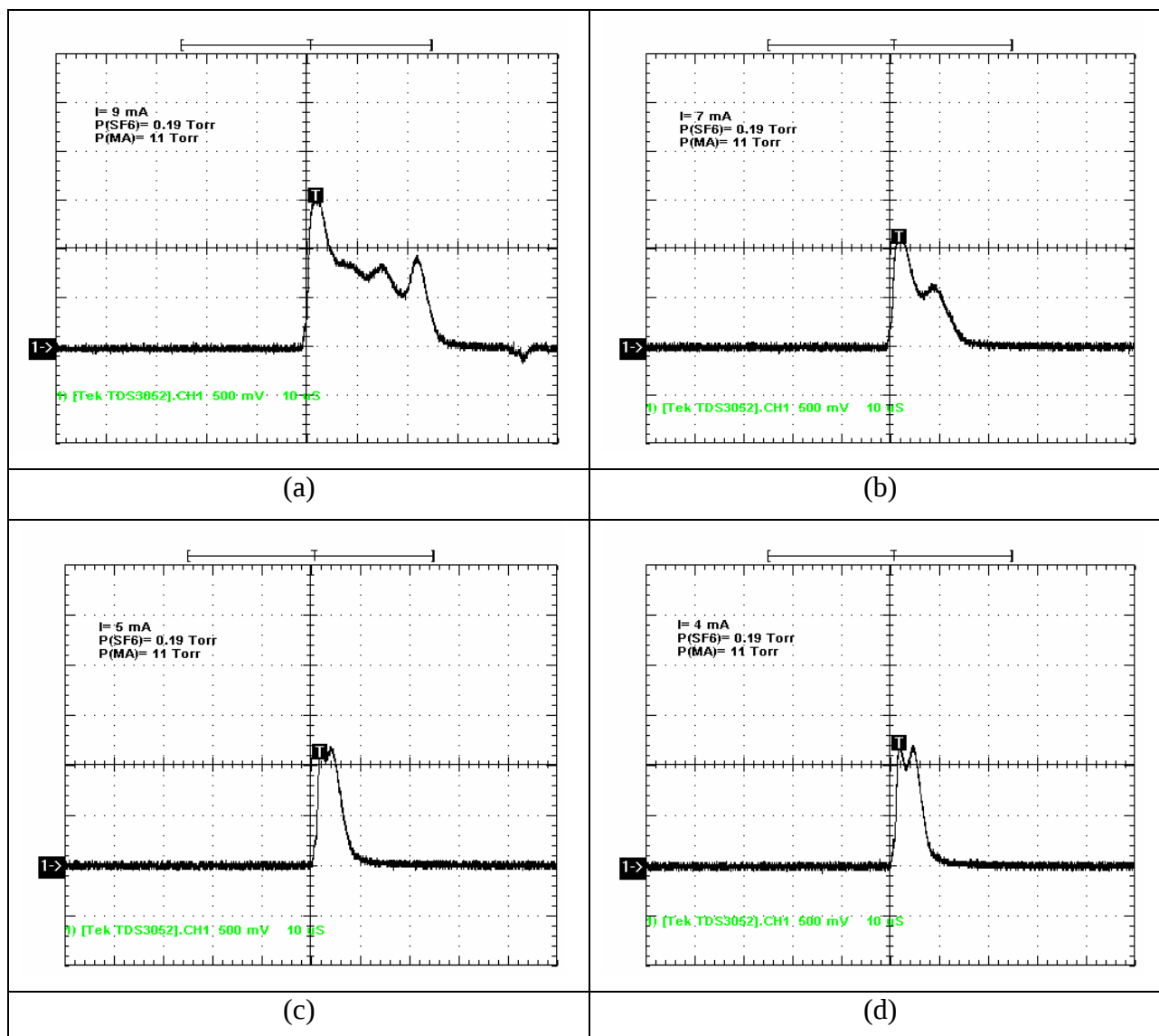


Figure III.3 Formes et durées des impulsions en fonction du courant de décharge.

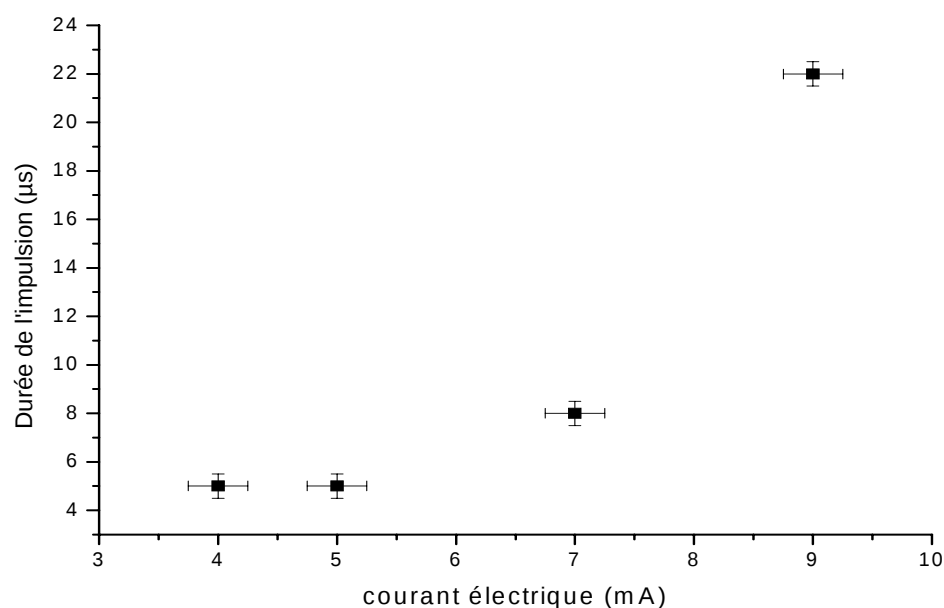


Figure III.4 *courbe illustrant la durée du pulse laser en fonction du courant de décharge.*

III.4 Influence de l'ouverture d'un diaphragme sur la forme et la durée des impulsions

Pour cette troisième partie de nos expériences, nous introduisons un diaphragme à l'intérieur de la cavité. Il est placé entre le tube à décharge et la cellule à AS à 158 cm du réseau. Nous relevons l'évolution temporelle des impulsions et la variation de leurs formes en fonction de l'ouverture du diaphragme, voir figure III.5.

L'introduction d'un diaphragme à l'intérieur de la cavité influe sur la compétition des modes transverses dans l'oscillation laser. La figure (a) montre le signal obtenu pour un diaphragme ouvert. Pour un diamètre du diaphragme de 5 mm, nous observons que le pic principal du Q-Switch (fig. c) synonyme d'un fonctionnement monomode (TEM₀₀). En effet les pertes introduites par le diaphragme sont trop importantes pour les modes transverses qui n'ont pas un gain suffisant pour osciller. Cela se traduit également par une réduction de la durée de l'impulsion laser.

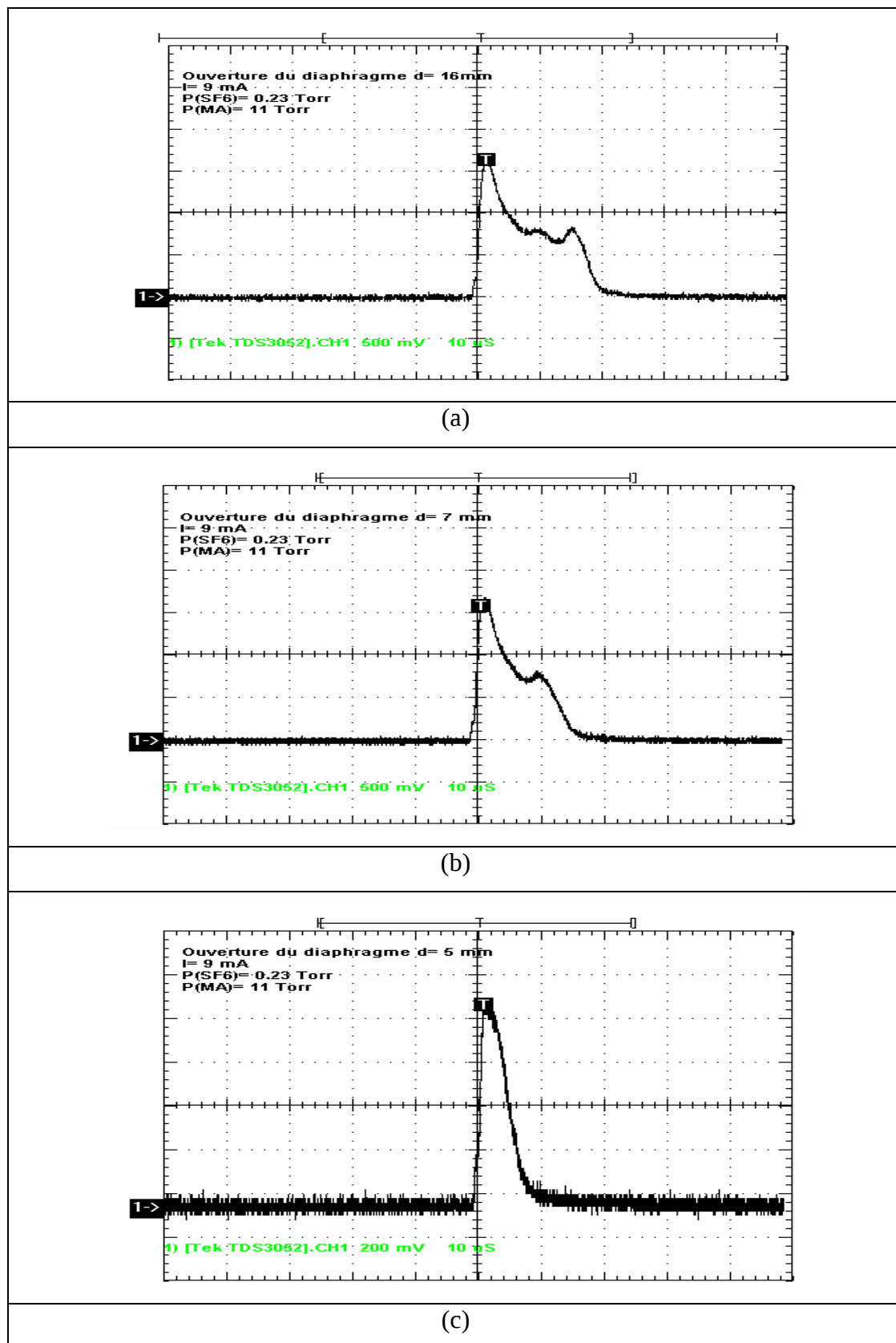


Figure III.5 Formes et durées des impulsions en fonction de l'ouverture d'un diaphragme.

Chapitre IV Détermination de la raie responsable de l'effet laser

IV.1 Introduction

Dans l'ensemble des expériences sur la génération des impulsions laser avec la méthode du Q-Switch passif, que nous avons réalisées jusqu'à maintenant, nous n'avons pas de détails à propos de la raie laser oscillante dans la cavité miroir-réseau.

Pour lever cette ambiguïté nous allons utiliser un monochromateur pour déterminer la raie oscillante et sa longueur d'onde.

IV.2 Généralités sur le monochromateur M25

Nous travaillons avec un Monochromateur M25 de Jobin Yvon. Il est de type Ebert. Le faisceau provenant de la fente d'entrée FE est collimaté par le miroir sphérique M2, diffracté par le réseau R et focalisé par le même miroir sphérique M2 sur la fente de sortie FS. Deux petits miroirs M1 et M3 réfléchissent les faisceaux d'entrée et de sortie.

La distance focale du miroir collimateur est de 250 mm et l'ouverture numérique du système est de 1/3. Les axes des fentes d'entrée et de sortie coïncident.

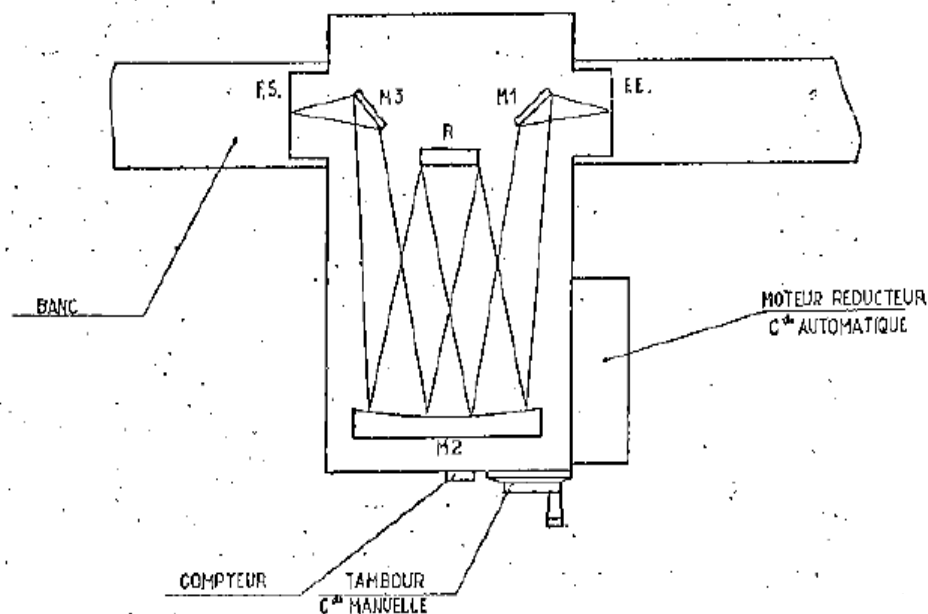


Figure IV.1 Représentation schématique d'un monochromateur M25

Nous avons utilisé une paire de **fentes** droites à ouverture symétrique et réglable de 0 à 2 mm de largeur par une vis micrométrique.

Nous avons utilisé trois types de **réseaux**, le **7 M 27** qui fonctionne dans le visible, le **28 M 27** et le **29 M 27** qui fonctionnent dans l'IR. Ceux-ci sont des réseaux de qualité "contrôle interférentiel" ayant une surface utile de 58*58 mm dans le visible, 52*52mm dans l'IR. Ils sont livrés préréglés dans leur monture. Ce qui permet leur interchangeabilité aisée et rapide.

Nous présentons dans le tableau ci-dessous les caractéristiques des réseaux que nous avons utilisés.

Numéro catalogue	Traits/mm	Domaine couvert
7 M 27	610	3300 Å à 8300 Å
28 M 27	122	3.33 µm à 5 µm
29 M 27	122	5 µm à 12.5 µm

Tableau IV.1 *Caractéristiques des différents réseaux utilisés dans l'étalonnage*

Avec un réseau à 122 traits/mm, il est théoriquement possible de distinguer deux raies séparées de 17 Å. Sachant que les raies d'émission de la molécule de CO₂ sont séparées par $\Delta\lambda \approx 200$ Å, d'où la faisabilité de l'identification de la raie responsable de l'effet laser dans CO₂.

IV.3 Etalonnage du monochromateur M25

L'étalonnage du monochromateur est une phase importante et indispensable. Pour cela, nous avons utilisé une diode laser d'une longueur d'onde de l'ordre de 6539 Å, mesurée avec un spectromètre au laboratoire, et un photomultiplicateur R 106 UH qui a une détection centrée sur une longueur d'onde autour de 6500Å. La

figure IV.2 ci-dessous montre la répartition de l'intensité de la diode en fonction de la longueur d'onde.

D'une manière générale, le principe consiste à rechercher les ordres auxquels vont correspondre les longueurs d'ondes de notre laser à CO_2 , et leurs attribuer les lectures correspondantes sur le compteur du monochromateur. Pour notre cas, nous considérons les ordres 16($10.4624 \mu\text{m}$) et 17($11.1163 \mu\text{m}$), sachant que nous nous attendons à avoir des raies qui ont des longueurs d'onde comprise entre ces deux dernières. Pour en arriver là nous devons passer par trois étapes d'étalonnage.

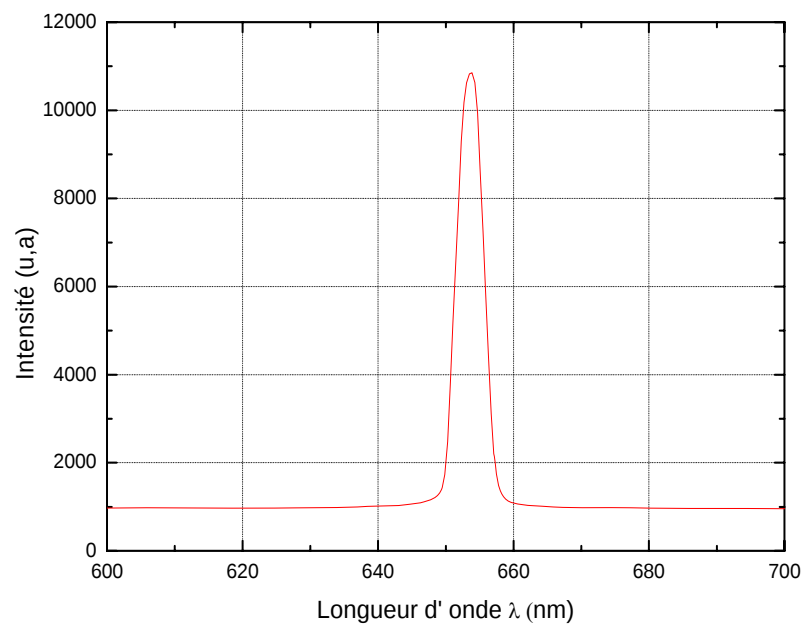


Figure IV.2 Raie d'émission de la diode d'étalonnage.

Etape 1 repérage de la lecture correspondant à l'ordre zéro

Comme déjà mentionné dans le paragraphe précédent, la détection de l'onde rouge de la diode se fait avec un photomultiplicateur PMR 106 UH.

Nous utilisons pour cette étape le réseau **7 M 27** à 610 traits/mm et fonctionnant dans le visible. L'ordre zéro de la diode correspond à la lecture 623 sur le compteur du monochromateur. L'angle d'orientation du réseau, à l'intérieur du monochromateur, qui correspond à cet ordre de lecture transmet le maximum d'intensité de la diode laser sur le PM. Cette étape est très importante car c'est elle qui détermine le point de départ pour nos mesures. Notons qu'à partir de ce moment toutes les lectures que nous allons prendre seront retranchées de 623 graduations.

Etape 2 mise en place du réseau IR 28 M 27 à la position (1)

Nous plaçons le réseau **28 M 27** à 122 traits/mm sur le support plat du MC, et nous le fixons sur la position (1). Ce réseau nous a permis de voir et compter les ordres 0 jusqu'à 7. Nous avons relevé la lecture correspondant à chaque ordre.

Etape 3 mise en place du réseau IR 29 M 27 aux positions (2) et (3)

Nous remplaçons cette fois-ci le réseau précédent par le **29 M 27** à 122 traits/mm, et nous le fixons à la position (2) puis (3) du support plat du monochromateur. La position (2) nous permet d'observer les ordres 8 à 13, et la position (3) les ordres 14 à 18.

Les données que nous avons relevées de cette partie du travail, nous ont permis de tracer la courbe suivante (fig. IV.3).

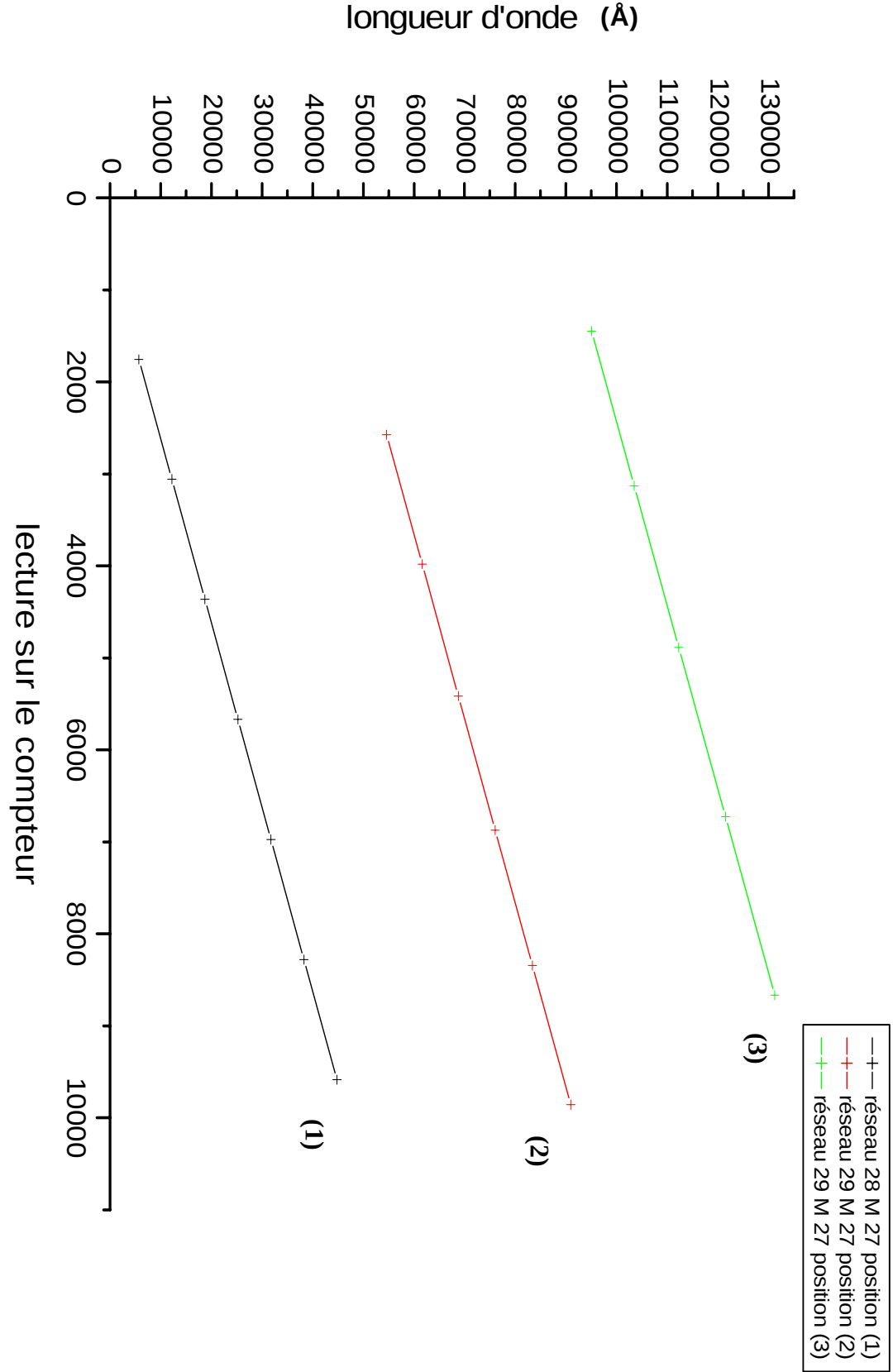


Figure IV.3 Courbe d'étalonnage du monochromateur M25.

IV.4 Détection du laser à CO₂ à la sortie du monochromateur

Le signal est envoyé sur le monochromateur M25 en utilisant une double réflexion sur un jeu de miroirs concaves ayant le même rayon de courbure $R = 8\text{m}$ comme montre la figure IV.4.

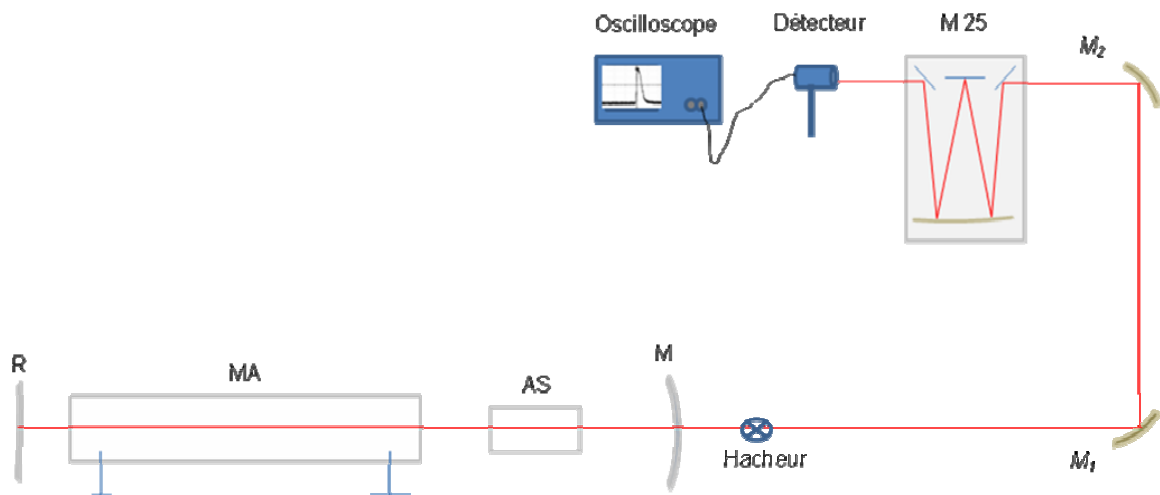


Figure IV.4 Montage expérimental.

IV.4.1 Détection du laser continu haché

Nous mettons en place le système de détection et on mesure le signal laser du côté de la fenêtre de sortie du monochromateur. Nous utilisons comme détecteur, le Gentec ED200, et l'oscilloscope numérique Tektronix (DIGITAL PHOSPHOR OSCILLOSCOPE) TDS 3052 comme appareil de mesure pour visualiser le signal.. Nous faisons l'acquisition de données sur un micro ordinateur équipé d'un logiciel de traitement des données adaptées à l'oscilloscope utilisé.

Le réseau de la cavité laser à CO₂ est ajusté d'une manière à réfléchir à l'intérieur de la cavité, la raie qui fournit le maximum d'énergie de sortie. Cette raie se voit détectée par notre système mis en place. Elle apparaît quand le compteur affiche une valeur aux alentours de 3380 et disparaît au voisinage d'une valeur de 3510. Nous observons un seul maximum. Il est affiché pour la valeur du compteur

de 3472. A partir de la courbe d'étalonnage, nous déduisons la valeur de la longueur d'onde correspondante $\lambda = 10.5240 \mu\text{m}$. cette longueur d'onde correspond à la raie d'émission P14 du spectre d'émission de la molécule CO_2 .

Nous allons vérifier ces résultats en envoyant un signal pulsé sur l'entrée du monochromateur

IV.4.2 Détection du pulse laser

Nous mettons à la place du Gentec ED200 le détecteur quantique HgCdTe . Quelques précautions importantes doivent être prises avant toute mise en marche de ce détecteur. Il est refroidi à 77 K avec de l'azote liquide, et il faut le maintenir protégé de tout rayonnement laser avant le refroidissement. Le signal laser est amplifié avant d'atteindre le détecteur. Nous utilisons à cet effet un préamplificateur Judson PA-101. Le signal est haché à 1 kHz.

La figure IV.5 montre l'impulsion laser obtenue à la sortie du monochromateur. Celle-ci est obtenue pour les conditions de fonctionnement optimal (pression et courant de décharge). La pression du milieu absorbant est de 0.31 mbar.

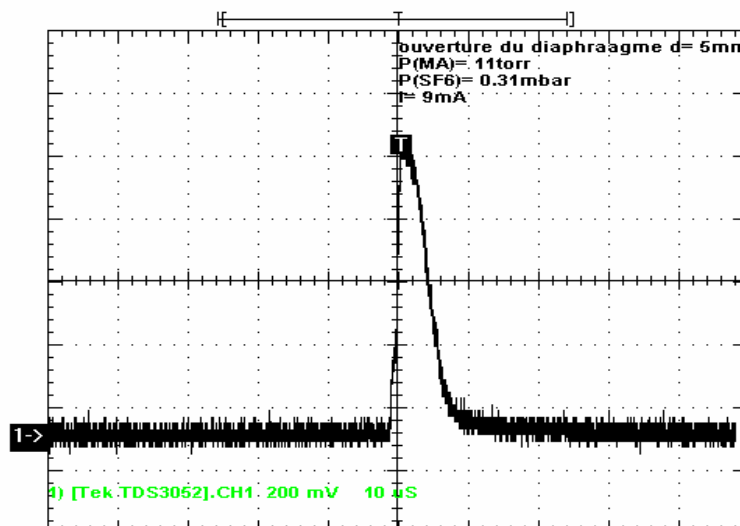


Figure IV.5 Impulsion à la sortie du monochromateur M25

Le maximum d'intensité du pulse est obtenu pour la lecture de 3474 sur le compteur du monochromateur. Nous obtenons ainsi un même et unique maximum pour les deux types de rayonnement continu et pulsé.

La raie responsable de l'effet laser dans le résonateur Miroir-réseau et pour les conditions de travail sous lesquelles nous avons travaillé est ainsi déterminée. Il s'agit donc de la raie P14 de la transition $(0, 0, 1)$ vers $(1, 0, 0)$.

Conclusion générale

Les travaux rapportés dans cette thèse sont principalement consacrés à l'étude et à la réalisation d'un laser à CO_2 fonctionnant en régime du Q-Switch passif par l'insertion d'un absorbant saturable. Notre attention s'est portée en premier lieu sur l'étude et la caractérisation des impulsions générées avec la méthode de déclenchement passif, ou Q-Switch. Ensuite, nous avons introduit un monochromateur M25, préalablement étalonné, dans le but de déterminer la raie responsable de l'effet laser dans les conditions propres à nos expériences.

Dans une première étape, nous avons recherché les conditions de fonctionnement optimal de notre laser continu. Pour cet effet, des valeurs de courant de décharge et de la pression du milieu amplificateur $\text{CO}_2\text{-N}_2\text{-He}$ ont été relevées et ceci, pour les deux types de cavités miroir-miroir et miroir-réseau.

Nous nous sommes intéressés à la génération d'impulsions dans la cavité miroir-réseau. Nous avons consacré notre étude à l'évolution de la forme et la durée des pulses obtenus en fonction de paramètres importants tels que la pression du SF_6 , l'intensité du courant de pompage et l'ouverture d'un diaphragme interposé à l'intérieur de la cavité entre le milieu amplificateur et le milieu absorbant. Nous avons expliqué l'influence de chaque paramètre sur la compétition des modes transverses dans la formation des impulsions.

L'utilisation du monochromateur M25 nous a permis de déterminer la raie responsable de l'effet laser dans le CO_2 . L'étalonnage de celui-ci était une phase indispensable pour la suite de notre travail. L'obtention de la courbe d'étalonnage nous a servi pour l'identification de la raie laser : il s'agit de la raie P14 du spectre de vibration-rotation de la molécule de CO_2 .

Conclusion générale

Ce travail se poursuit car la dynamique de fonctionnement du laser à CO₂ avec un absorbant est très riche. La maîtrise de son fonctionnement est indispensable pour ses applications. De même nous prévoyons d'étudier les phénomènes de relaxation dans l'absorbant et dans le milieu amplificateur pour apporter plus d'explications à la forme des impulsions obtenues.

Annexe 1

Laser à trois niveaux

On décrit généralement le fonctionnement d'un laser en utilisant un modèle dit fermé. Celui-ci est caractérisé par le nombre de niveaux d'énergie le constituant. La somme des populations de tous les niveaux intervenant dans les processus laser est une constante [19].

Deux schémas sont possibles pour un modèle fermé à trois niveaux :

- ° la transition laser couple le niveau intermédiaire au niveau bas, comme pour le laser à rubis (figure A1.1.a).
- ° la transition laser s'effectue entre le niveau haut et le niveau intermédiaire, comme dans le cas du laser à CO_2 (figure A1.1.b).

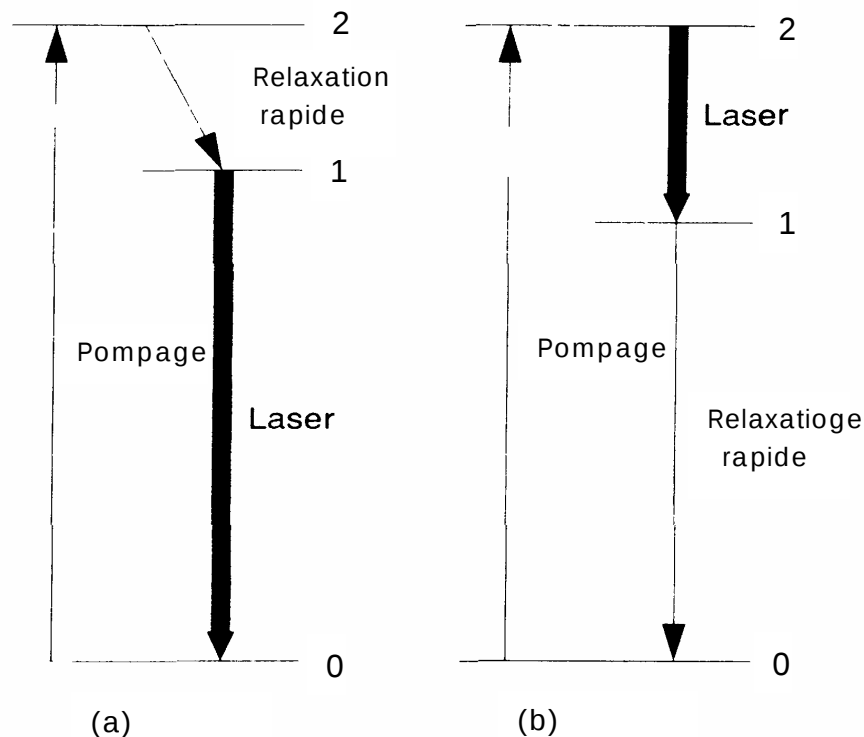


Figure A1.1 Deux schémas typiques pour un laser à trois niveaux

Nous nous intéressons au laser dont la disposition schématique est celle de la figure A1.1.b. Considérons le diagramme des niveaux d'énergie de la figure A1.2, dont le niveau supérieur noté 2 est le niveau supérieur de la transition laser, le niveau intermédiaire noté 1 est le niveau bas (inférieur) de la transition laser, et le niveau inférieur noté 0 représentant l'état fondamental.

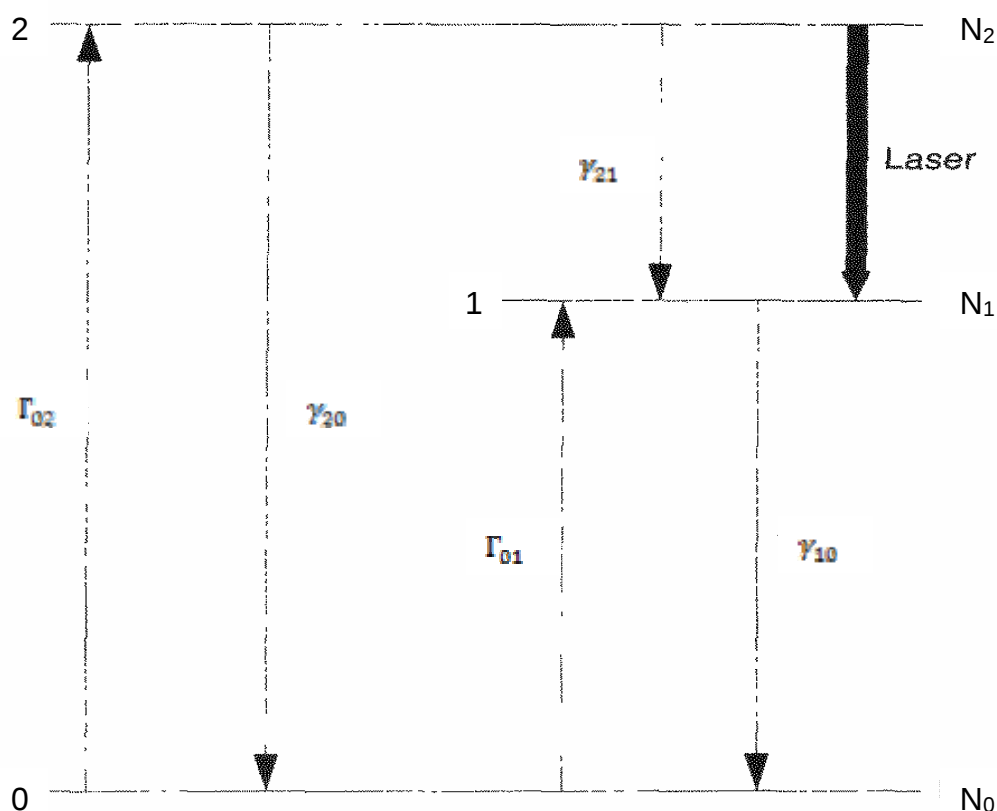


Figure A1.2 Diagramme des niveaux d'énergie et des processus d'excitations et de relaxations d'un système laser à trois niveaux.

Le pompage s'effectue depuis l'état fondamental (niveau 0) vers les niveaux 2 et 1 avec les taux Γ_{02} et Γ_{01} respectivement [15] (figure A1.2). Dans le cas du laser à CO_2 , on utilise un pompage électrique; une décharge électrique HT est ainsi effectuée aux bornes d'un tube contenant le milieu amplificateur, essentiellement du CO_2 .

° la relaxation du niveau 1 vers le niveau fondamental est rapide;

- ° la relaxation du niveau 2 vers le niveau fondamental est négligeable;
- ° l'émission laser s'effectue depuis le niveau 2 vers le niveau 1.

$$\frac{dN_2}{dt} = N_0\Gamma_{02} - N_2(\gamma_{21} + \gamma_{20}) = 0, \quad A1.1$$

$$\frac{dN_1}{dt} = N_0\Gamma_{01} + N_2\gamma_{21} - N_1\gamma_{10} = 0. \quad A1.2$$

Dans le cas des solutions stationnaires de N_2 et N_1 , nous égalons les deux côtés droits de chaque équation à zéro. Nous obtenons ainsi;

$$N_2 = \frac{N_0\Gamma_{02}}{\gamma_{21} + \gamma_{20}}, \quad A1.3$$

$$N_1 = \frac{N_0[\Gamma_{01} + \Gamma_{02}\gamma_{21}/(\gamma_{21} + \gamma_{20})]}{\gamma_{10}}. \quad A1.4$$

Nous rappelons que pour obtenir du gain;

$$\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} > 1. \quad A1.5$$

Nous remplaçons les équations (A1.3) et (A1.4) dans (A1.5);

$$\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} = \left(\frac{g_1}{g_2}\right) \frac{\Gamma_{02}\gamma_{10}}{\gamma_{20}\Gamma_{01} + \gamma_{21}[\Gamma_{01} + \Gamma_{02}]} > 1. \quad A1.6$$

L'inversion de population a lieu si la relaxation du niveau 1 est considérablement plus importante que celle du niveau 2, à condition que le pompage vers le niveau 1 ne soit

pas très favorisé par rapport au niveau 2. Dans un système où γ_{10} est large, γ_{20} doit être très petit. Nous pouvons réécrire approximativement (A1.6);

$$\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1} \cong \left(\frac{g_1}{g_2} \right) \frac{1}{(1 + \Gamma_{01}/\Gamma_{02})} \frac{\gamma_{10}}{\gamma_{21}} > 1. \quad A1.7$$

Nous constatons que pour qu'inversion ait lieu, les rapports γ_{10}/γ_{21} et Γ_{01}/Γ_{02} doivent être favorable dans le but de satisfaire à la condition déjà posée (A1.5).

Dans tous les cas, il est plus souhaitable d'avoir une relaxation rapide du niveau laser inférieur et un pompage plus important vers le niveau laser supérieur.

Annexe 2

Inversion des populations dans le laser à CO₂

Le laser au dioxyde de carbone est l'un des lasers les plus puissants et les plus efficaces [15]. Il fonctionne dans le moyen infrarouge sur les transitions de vibration-rotation autour de 10.6 μm et 9.4 μm . il est caractérisé par les deux types d'émission pulsée et continue, dépendant de la configuration réalisée. Les lasers à CO₂ les plus puissants délivrent de grandes puissances; de l'ordre de 100 kW pour les lasers continus et des énergies par pulse de l'ordre de 10 kJ pour les pulsés [15].

Le laser sur lequel nous travaillons est de type sellé à excitation longitudinale comme le montre la figure A2.1. Voir plus de détail dans le chapitre II.

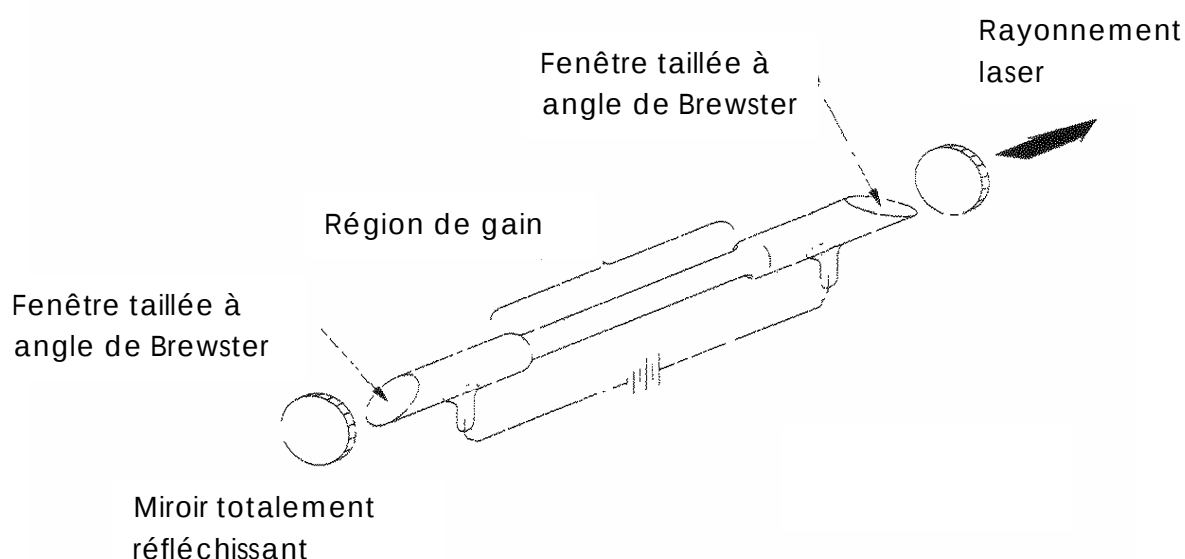


Figure A2.1 *Laser à CO₂ sellé à excitation longitudinale.*

Inversion de populations

La molécule de CO₂ possède trois types de vibrations, déjà citées dans la première partie du chapitre I; symétrique, torsion et antisymétrique. Les états vibrationnels étant désignés par un système de trois nombres quantiques de vibration: ν_1 , ν_2 , ν_3 .

Le processus de l'inversion de population dans le laser à gaz carbonique est illustré par la figure A2.2. Celle-ci montre quelques niveaux d'énergie de vibration-rotation de la molécule CO_2 ainsi que le premier niveau vibrationnel excité de la molécule d'Azote.

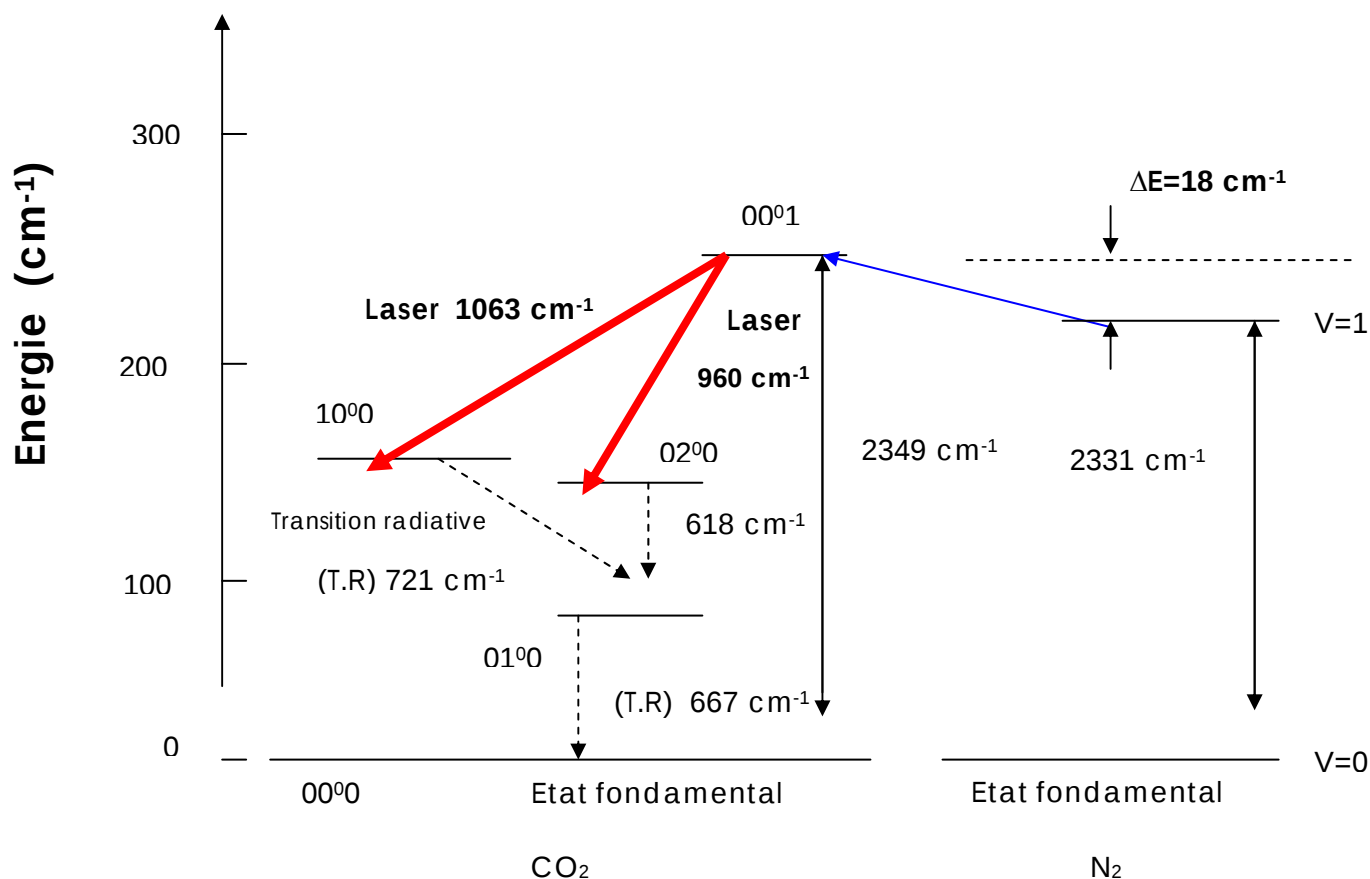


Figure A2.2 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule de CO_2 et la molécule de N_2

Le niveau supérieur de la transition laser est le niveau (00^0_1); le niveau inférieur est représenté par les niveaux (02^0_0) et (10^0_0) [21]. Ces transitions sont accompagnées de plusieurs raies laser, et leur oscillation dans la cavité laser dépend du gain du milieu amplificateur. Les plus connues sont celles qui émettent à $10.6 \mu\text{m}$ et $9.4 \mu\text{m}$, générées par les transitions (00^0_1) vers (10^0_0) et (00^0_1) vers (02^0_0) respectivement.

L'excitation électronique ramène les molécules de CO_2 dans le niveau supérieur (00^0_1) par collisions inélastiques. Les molécules d'azote, excitées au cours des chocs

avec les électrons, transfèrent leur énergie aux molécules de CO_2 dans le niveau fondamental par transfert quasi résonnant d'énergie [14,15, 21]. La relaxation des niveaux (02^0_0) et (10^0_0) est soutenue et accélérée par les atomes d'Hélium dans le mélange gazeux.

Le Q-Switch passif

La méthode du Q-Switch passif définie précédemment, est la plus utilisée pour la génération et l'étude des impulsions dans le laser à CO_2 . Plusieurs types d'absorbants saturable sont utilisés pour cette effet; BCl_3 [27, 28], $\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}+\text{SF}_6$ [32], SF_6 [5, 12, 13, 31], CH_3I [8, 29], OsO_4 [30], CH_3OH [33].

Nous travaillons dans notre laboratoire avec le SF_6 comme absorbant saturable. Plusieurs travaux ont été faits sur l'étude des caractéristiques des impulsions générées par ce type de milieu absorbant [2-4]. Et d'autre sont en cours dans le but d'adapter le modèle de Tachikawa [34], aux formes des impulsions obtenues dans le cas de nos expériences.

Nous obtenons des formes similaires d'impulsions à celles obtenues par Tachikawa. Les résultats sont illustrés dans la chapitre III.

Dans ce modèle, le milieu amplificateur est représenté par trois niveaux vibrationnels: le niveau fondamental, le niveau supérieur et le niveau intermédiaire englobant les deux transitions laser. Le milieu absorbant quant à lui, est modélisé par deux niveaux de vibration-rotation absorbant à la même longueur d'onde de l'émission laser.

Annexe 3

Le SF₆

L'hexafluorure de soufre (SF₆) fut pour la première fois synthétisé par Moisson et Lebeau en 1900 dans les laboratoires de la faculté de Pharmacie de Paris [35]. Ayant fait réagir du fluor obtenu par électrolyse sur du soufre, ils constatèrent une réaction fortement exothermique produisant un gaz d'une inertie remarquable. Beaucoup d'autres travaux ont été effectués par la suite, et les propriétés physiques et chimiques du SF₆ furent ainsi établies. Citons notamment les publications de Pridaux (1906), Schlumb et Gamble (1930), Klemm et Henkel (1932-35) et Yest et Clausson (1933) concernant plus particulièrement les caractéristiques chimiques et diélectriques [35]. Le SF₆ a beaucoup d'applications, notamment dans le domaine industriel dont les premières recherches d'applications furent menées par General Electric Company en 1937 [35] dans l'isolation des équipements électriques. Il est aussi utilisé dans l'isolation électrique des appareils médicaux (appareillage de radiodiagnostic par exemple) ou l'instrumentation chirurgicale [35]. Dans le domaine des lasers, le SF₆ trouve beaucoup d'applications dans la génération et l'étude d'impulsions courtes par la méthode du Q-Switch passif. Il est utilisé comme absorbant saturable dans plusieurs laser.

Le procédé industriel permettant l'obtention du SF₆ est la synthèse par électrolyse de soufre et de fluor, selon la réaction exothermique suivante:



Propriétés physiques

Densité	6.14 kg.m ⁻³
Conductivité thermique	0.0136 W.m ⁻¹ .K ⁻¹
Point critique	
° Température	45.55 °C
° Densité	730 kg.m ⁻³
° Pression	3.78 MPa
Vitesse du son	136 m.s ⁻¹
Indice de réfraction	1.000783
Chaleur de formation	-1221.66 kJ.mol ⁻¹
Chaleur spécifique	96.6 J.mol ⁻¹ .K ⁻¹

Figure A3.1 caractéristiques physiques principales du SF₆ à la pression atmosphérique, à une température de 25 °C.

Le SF₆ est l'un des gaz les plus lourds connus (figure A3.1). Sa masse à 20 °C, sous une pression de 0.1 MPa (une atmosphère), est égale à 6.139 kg/m³, soit cinq fois plus que celle de l'air. Sa masse moléculaire est de 146.06. C'est un gaz incolore et inodore. Le SF₆ n'existe à l'état liquide que sous pression [35].

Propriétés chimiques

L'hexafluorure de soufre correspond à la valence maximale du soufre. Sa structure moléculaire est celle d'un octaèdre dont les six sommets sont occupés par des atomes de fluor.

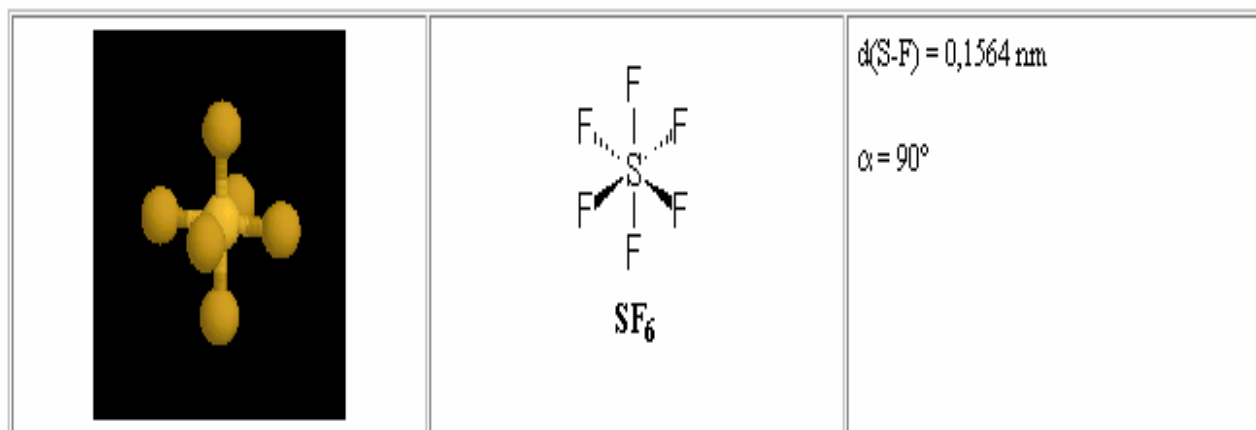


Figure A3.2 la molécule de l'hexafluorure de soufre (SF_6)

La section efficace de collision de la molécule de SF_6 est de $4.77 \text{ \AA}^2$. Les six liaisons sont covalentes, ce qui explique la stabilité exceptionnelle de ce composé [35]:

- ° Le SF_6 peut être chauffé sans décomposition jusqu'à 500°C en l'absence de métaux catalytique,
- ° Le SF_6 est ininflammable,
- ° L'hydrogène, le chlore et l'oxygène sont sans action sur lui,
- ° Le SF_6 est insoluble dans l'eau,
- ° Il n'est pas attaqué par les acides.

Propriétés spectroscopiques

Le diagramme énergétique de la molécule de SF_6 [36] représenté dans la figure A3.3 est constitué de trois catégories de niveaux:

- ° Le niveau fondamental (0),
- ° Le premier niveau excité (1) dont le mode de vibration ν_3 donne une bande d'absorption à $10.6 \mu\text{m}$,

° Les niveaux excités (2) à qui le niveau (1) transfère son énergie vibrationnelle par collisions et permettent la relaxation.

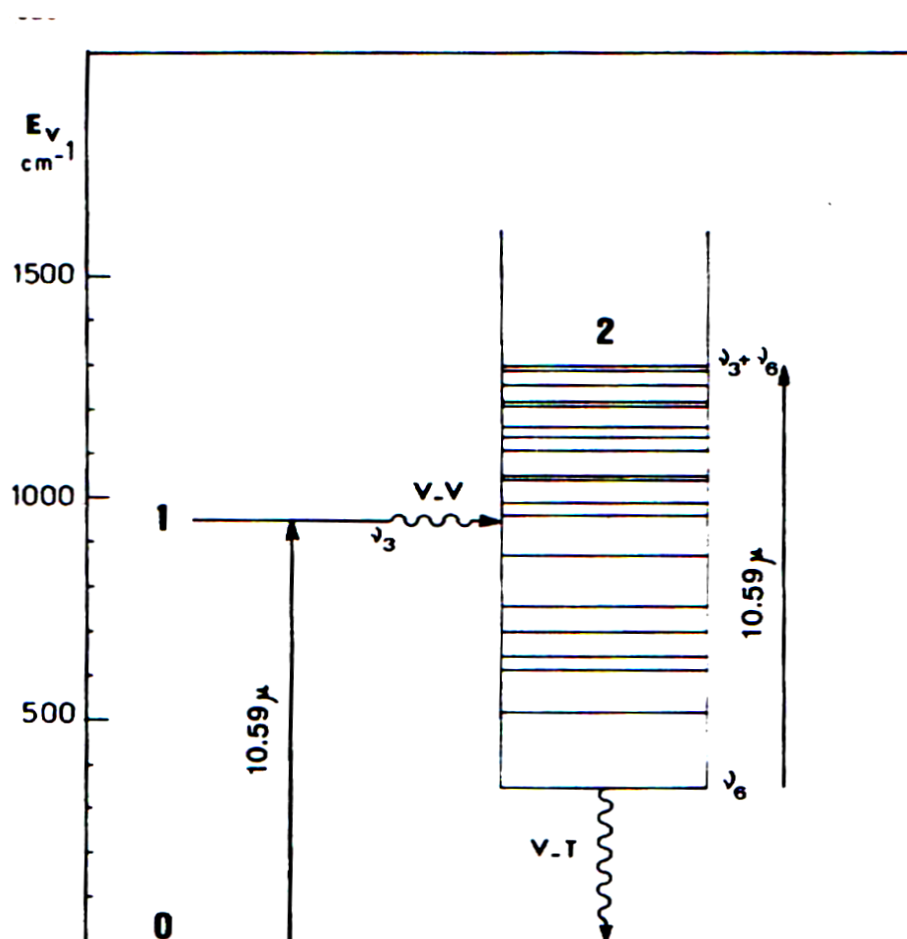


Figure A3.3 Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule SF_6

Henri Brunet a étudié la saturation de l'absorption de la molécule de SF_6 dans l'infrarouge. A partir de la figure A3.4 illustrant le spectre d'absorption du SF_6 à une longueur d'onde autour de $10.6 \mu\text{m}$, nous constatons que la température a peu d'influence sur l'absorption, et que l'absorption peut avoir lieu pour différentes raies de transitions de la molécule de CO_2 .

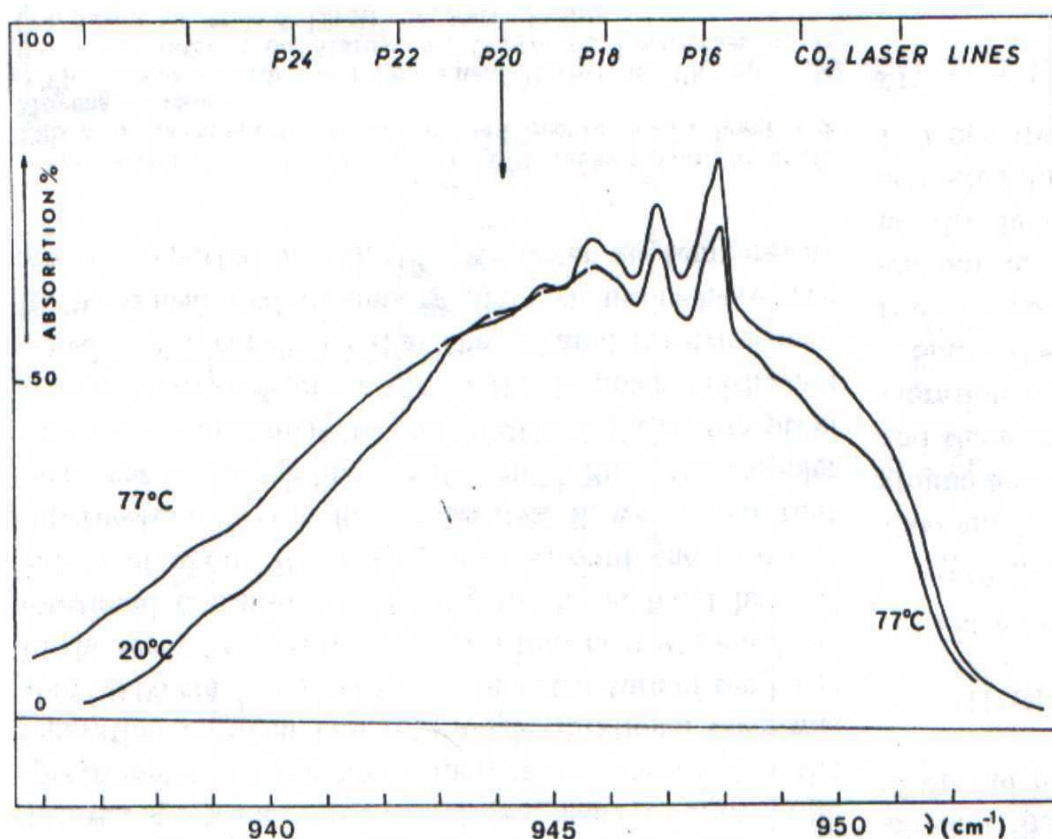


Figure A3.4 spectre d'absorption du SF_6 pour deux températures différentes 20 °C et 77 °C [36].

Il a également mesuré le coefficient d'absorption, l'intensité de saturation et le temps de relaxation qui gouverne cette dernière. Les résultats trouvés sont comme suit:

- ° Le coefficient d'absorption du SF_6 est égal à $(0.46 \pm 0.02) \text{ cm}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$,
- ° Le taux de relaxation du SF_6 est égal à $4.10^7 \text{ sec}^{-1} \cdot \text{torr}^{-1}$ [37],
- ° L'intensité de saturation varie linéairement avec la pression pour les faibles valeurs de pression du SF_6 (inférieures à 1 torr) et pour des faibles intensités injectées.

Références bibliographiques

- [1] J.B. Lecourt, " Etude et réalisation de lasers à fibre auto-impulsionnels à base d'absorbant saturable", Thèse de Doctorat Université de Rouen (2006)
- [2] N. Hendaoui, "Etude des instabilités dans le laser à CO₂ avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2003)
- [3] S. Chouli, "Mise en forme des impulsions générées par un laser à CO₂ avec un absorbant saturable". Thèse de magister USTHB (2005)
- [4] S. Terniche, "Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à CO₂ avec absorbant saturable". Thèse de magister USTHB 2008
- [5] J. Dupré, F. Meyer et C. Meyer; Revue de physique, Tome 10, septembre 1975, "Influence des phénomènes de relaxation sur la forme des impulsions fournies par un laser à CO₂ déclenché par un absorbant saturable"
- [6] M. Tachikawa, K. Tanii, and T. Shimizu, "Comprehensive interpretation of passive Q-switching and optical bistability in a CO₂ laser with an intracavity saturable absorber", Opt. Soc. Am. B. Vol 4. (1987)
- [7] A. Jacques, P. Glorieux; "Observation of biftability in a CO₂ laser exhibiting passive Q-Switching". Vol 40, Num 6. Optics communications (1982)
- [8] E. Arimondo, F. Casagrande and L.A. Lugiato, P. Glorieux, "Repetitive passive Q-Switching and bistability in Lasers with saturable absorbers". Appl. Phys. B 30, 57-77 (1983)
- [9] S. Ruschin, S.H. Bauer, "Bistability of a CO₂ Laser with SF₆ intracavity as an absorber: Transient effects". Appl. Phys. 24, 45-48 (1981)
- [10] L. Yudong, L.C. Brabosa, J.R. Rios Leite, "Dynamics of a CO₂ ring laser with a saturable absorber ", Phys.Lettr. A 203. (1995)
- [11] L.D. Hugo, S. Cavalcante, J.R. Rios Leite, "Bifurcations and averages in the homoclinic chaos of a laser with a saturable absorber", Physica A 283. (2000)
- [12] M. Soukieh, B. Abdul Ghani, M. Hammadi, "Mathematical modeling of TE CO₂ laser with SF₆ as a saturable absorber", Optics and Laser Technology 31 (1999) 601-611

- [13] D. Wilkowski, D. Hennequin, D. Dangoisse and P. Glorieux, "Multistability and periodic alternance in a multimode CO₂ laser with saturable absorber", Chaos, Solitons and Fractal Vol. 4. 1683-1698 (1994)
- [14] A. Levine, A.J. Demaria "Lasers", Vol 3. Marcel. Dekker, Inc. New York (1971)
- [15] W.T. Silfvast; "Laser Fundamentals", second edition 2004, School of Optics/CREOL, University of Central Florida.
- [16] M. Traiche, "Distribution du rayonnement à l'intérieur d'une cavité laser, cas d'une à miroir de sortie troué". Thèse de magister USTHB 2001
- [17] K. Battou, "Etude des effets des cavités multiples". Thèse de doctorat d'état, USTHB (2007)
- [18] A.E. Siegman, "Lasers", University science Book. Mill Valley California (1986)
- [19] D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehlé, "Les Lasers", 2^{ème} édition, Dunod (2004)
- [20] A. Aspect, C. Fabre, G. Grynberg, "Optique quantique 1: Lasers", Tome I, Majeure de Physique. Centre Poly-Média de l'Ecole Polytechnique (Edition 2005)
- [21] L. Tarassov, "physique des processus dans les générateurs de rayonnement coherent", traduction française Edition Mir (1985)
- [22] K. Ait Amer, H. Ladjouz. "Fundamental mode distribution in a diaphragmed cavity". Appl. Phys. 21, 1566-1571 (1988)
- [23] Szabo, A., Stein, R. A., J. Appl. Phys. 36 (1965) 1562-1566.
- [24] Hofelich-Abate, E., Hofelich, F., J. Appl. Phys., 39 (1968) 4823-4827.
- [25] Burak, I., Houston, P., Sutton, D. G., Steinfeld, J. I., IEEE J. Quantum Electron., QE 7 2 (1971) 73-82.
- [26] K. Battou, "Etude de la dissociation de la molécule CO₂ dans un laser à CO₂ continu". Thèse de magister USTHB (1994)
- [27] O.R. Wood, S.E. Schwartz, Appl.Lettr.11 (1967)
- [28] N.V. Karlov, G.P. Kuz'min, N.Y. Petrov, A.M. Prokhorov, JETP Lett.7 (1968)
- [29] D. Hennequin, D. Dangoisse and P. Glorieux. "instabilities in a bimode CO₂ laser with a saturable absorber". Opt. commun. 79. 200-206 (1990)

- [30] A. Barsella, P. Alcantara Jr, L. Guidoui, E. Arimondo; "Dynamics of LSA transverse patterns an infrared CO₂ laser with OsO₄ intracavity saturable absorber". Optics communication 117 (1995)
- [31] E. Arimondo, E. Menchi, "Analysis of Q-Switch in a CO₂ Laser with saturable absorber". Appl. Phys. B 37, 55-61 (1985)
- [32] W.F. Krup, "Passive Q-switching of a CO₂ laser using a mixture of SF₆ and M. Yermachenko and A.M. Golovchenko, "Emission dynamics of a double mode CO₂ laser with intracavity saturated absorber". Opt. Commun. 95 (1993)
- [33] V.V. Nevdakh, O.L. Gaiko, L.N. Orlov, "New operation regimes of a CO₂ laser with intracavity saturable absorber", opt. Commun. 127 (1996)
- [34] M. Tachikawa, K. Tanii, M. Kajita, and T. Shimizu. "Undamped Undulation Superposed on the Passive Q-Switching Pulse of a CO₂ Laser". Appl. Phys. B 39, 83-90 (1986).
- [35] Cahier Technique Schneider Electric n° 188, "Propriétés et utilisations du SF₆ dans les appareils MT et HT". CT 188 édition février 2003.
- [36] Henri Brunet . IEEE Quantum Electronics ,Vol.QE-6,N0.11, 678 (1970)
'saturation infrared absorption in SF₆ '.
- [37] Yoram J. Kaufman. Appl. Opt. Vol.15 N0.6 (1976)'Passive-Q-switching at high intensities and high absorber pressures'.