

N° d'ordre : 10/2008-M/PH

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



U .S T .H .B

MEMOIRE

*Présenté pour l'obtention du diplôme de : **MAGISTER**
EN : PHYSIQUE
*Spécialité : Electronique Quantique**

PAR : Mr. SAID TERNICHE

Thème :

**Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées
dans un laser à CO₂ avec absorbant saturable**

Soutenu publiquement le 11 /12/2008, devant le jury composé de :

M^{me} F. CHAFA	<i>Professeur</i>	USTHB	Présidente
Mr A. KELLOU	<i>Professeur</i>	USTHB	Directeur de thèse
Mr O. ZIANE	<i>Professeur</i>	USTHB	Examineur
Mr M. TRIBECHE	<i>Maître de conférence</i>	USTHB	Examineur
M^r D. LOUHIBI	<i>Maître de Recherche</i>	CDTA	Examineur

A mes chers parents
A ma très chère nièce Meriem
A mes frères et sœurs
A tous mes amis

Remerciements

Ce travail a été réalisé au Laboratoire d'Electronique Quantique de la faculté de Physique. Que Monsieur le Professeur Abdelhamid KELLOU trouve en ces mots ma profonde gratitude et mes chaleureux remerciements pour m'avoir encadré et surtout pour son soutien indéfectible dans les moments les plus pénibles.

Je suis très sensible à l'honneur que m'a fait Madame la Professeur F. CHAFA, chef de Département de Physique théorique à la Faculté de Physique, en acceptant de présider le jury. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour l'intérêt porté à ce travail.

J'exprime mes sincères remerciements à Monsieur le Professeur O. ZIANE, Directeur du Laboratoire d'Electronique Quantique de la Faculté de Physique pour l'honneur qu'il me fait en acceptant de juger ce travail autant que membre de jury, et pour ces conseils judicieux.

Je tiens également à exprimer mes sincères remerciements à Monsieur M. TRIBECH, Maître de Conférence à la Faculté de Physique ainsi qu'à Monsieur D. LOUHIBI, Maître de recherche au Centre de Développement des Technologies Avancées (CDTA), pour avoir accepté d'examiner ce mémoire et de participer à ce jury.

Je tiens à remercier très particulièrement M^{elle} S. CHOULI, membre du Laboratoire d'Electronique Quantique et Mr. K. BATTOU, Maître de Conférence à la Faculté de Physique pour toute l'aide qu'ils m'ont apportée pour l'accomplissement de ce travail. Qu'ils trouvent ici ma reconnaissance et ma gratitude.

Un merci très spécial à Madame D. MALLEK, membre de l'équipe laser du Laboratoire, pour son soutien moral et ses orientations judicieuses. Quelle trouve en ces mots toute ma gratitude.

Je remercie également toute l'équipe de Physique des Lasers de la Faculté de Physique pour leur encouragement et leur soutien tout au long de mon passage au laboratoire.

Je remercie Monsieur le Professeur P. GLORIEUX pour ses remarques très pertinentes lors du Séminaire National des Laser et leurs Applications (SENALAP 2008).

Je remercie tous ceux qui ont contribué de proche ou de loin à l'accomplissement de ce travail.

Table des matières

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

Chapitre I : Modes propres d'une cavité passive

I.1 Introduction.....	4
I.2 Distribution du champ résonant dans une cavité passive.....	4
I.2.1 Equations de propagation.....	4
I.2.2 solutions de l'équation paraxiale.....	6
I.2.2.1 Mode fondamental.....	6
I.2.2.2 Solutions d'ordres élevés.....	7
I.2.3 Modes longitudinaux.....	9
I.3 Modes propres de la cavité diaphragmée.....	11
I.4 Détermination des niveaux de pertes pour le mode fondamental.....	12
I.5 Conclusion.....	13

Chapitre II : La modulation passive dans un laser à CO₂

II.1 Introduction.....	14
II.2 Laser à CO ₂	14
II.2.1 Energie du niveau rotationnel de la molécule CO ₂	14
II.2.2 Equation du bilan.....	16
II.3 La modulation passive (Le Q-switch passif).....	18
II.3.1 Facteur de qualité.....	18
II.3.2 Principe de base la modulation des pertes.....	19
II.3.3 Modélisation d'un laser à CO ₂ fonctionnant en Q-switch passif.....	19
II.4 Conclusion.....	22

Chapitre III : Matériels et méthodes

III.1 Introduction.....	23
III.2 Dispositif expérimental.....	23
III.2.1. L'oscillateur optique.....	23
III.2.2 Le milieu amplificateur.....	24
III.2.3 L'excitation.....	25
III.2.4 La cellule.....	25

III.2.5 L'absorbant saturable.....	26
III.2.6 Le système à vide et de remplissage.....	26
III.2.7 La détection.....	26
III.2.7.1 Le signal continu.....	26
III.2.7.2 le signal pulsé.....	27
III.2.8 Le diaphragme.....	28
III.3 Méthode et mise en marche du laser.....	30
III.3.1 L'alignement.....	30
III.3.2 Caractérisation du laser.....	30
III.3.2.1 Détermination de la pression optimale.....	30
III.3.2.2 Détermination du courant optimal.....	31
III.3.3 Grandeurs physiques.....	32
III.3.3.1 Elargissement de la raie.....	32
III.3.3.2 Dimensions du faisceau laser.....	32

Chapitre IV : Différents fonctionnements du laser à CO₂ avec absorbant saturable

VI.1. Introduction.....	33
VI.2. Variation de la forme des impulsions en fonction de la pression de l'absorbant.....	33
VI.2.1 Basses pressions.....	33
VI.2.2 Pressions intermédiaires : $0.10 \leq P(\text{SF}_6) < 0.40$ mbar.....	34
VI.2.2.1 Région 1 : $0.10 \leq P(\text{SF}_6) < 0.25$ mbar.....	34
VI.2.2.1.1 Discussion.....	37
VI.2.2.2 Région 2 : $0.25 \leq P(\text{SF}_6) < 0.40$ mbar.....	38
VI.2.2.2.1 Discussion.....	40
VI.2.3 Hautes pressions: $0.40 \leq P(\text{SF}_6) \leq 1.40$ mbar.....	41
VI.2.3.1 Région 1: $0.40 \leq P(\text{SF}_6) < 0.60$ mbar.....	41
VI.2.3.1.1 Discussion.....	42
VI.2.3.2 Région 2: $0.6 \leq P(\text{SF}_6) \leq 1.4$ mbar.....	42
VI.2.3.2.1 Discussion.....	44
VI.3 Conclusion.....	44

Chapitre V : L'influence de l'ouverture d'un diaphragme sur la forme des impulsions générées

V.1 Introduction.....	46
V.2 Rôle d'un diaphragme.....	47
V.3 Résultats expérimentaux.....	47
V.3.1 Influence du diaphragme pour les pressions intermédiaires de l'absorbant.....	48

V.3.2 Influence du diaphragme pour les hautes pressions de l'absorbant.....	54
V.4 Conclusion.....	56
Conclusion générale et perspective.....	57
Références bibliographiques.....	59

Introduction générale

En 1964 Patel et al publièrent les premières observations du fonctionnement d'un laser à CO_2 en mode continu [Lev71]. Depuis, ce type de laser a connu un essor remarquable puisqu'il offre plusieurs avantages dont une puissance de sortie importante en fonctionnement continu ou pulsé, ainsi qu'une réalisation simple et peu coûteuse. Aujourd'hui, le laser à CO_2 est l'objet de plusieurs applications dans des secteurs stratégiques, comme la santé [Ivan02], les télécommunications [Rao03], l'industrie [Mail90] et le domaine militaire.

Sur le plan scientifique, le laser à CO_2 suscite encore l'intérêt de la communauté des chercheurs comme en témoignent les récents travaux sur le laser TEA- CO_2 [Kho07].

Le challenge de ce type de lasers reste néanmoins l'obtention d'un maximum de puissance dans un intervalle de temps le plus court, ou autrement dit générer des impulsions les plus courtes et les plus intenses à partir d'un fonctionnement continu. Ceci est réalisable en modulant les pertes à l'intérieur de la cavité par un procédé appelé communément le Q-switch. Cette modulation peut être active en utilisant des matériaux possédant des propriétés non linéaires, ou passive en utilisant un absorbant saturable. D'autres techniques sont utilisées aussi, telle que la génération des impulsions par la méthode interférométrique [Bat07].

Les lasers avec un absorbant saturable sont des systèmes physiques qui présentent une variété de comportements non triviaux par la suite de la nonlinéarité de leur dynamique. On observe des oscillations de relaxation [Dup75], de la bistabilité optique [Tac87] et même du chaos [Yud95, Hug00]. Ces lasers sont loin d'être totalement maîtrisés car leur fonctionnement dynamique dépend de très nombreux paramètres comme nous le verrons.

Ainsi par exemple, la contribution des effets transverses d'ordres supérieurs à la formation de l'impulsion, a été très peu abordée. Le caractère multi modes du laser à CO_2 , laisse présager une compétition entre ces modes dans la formation du train d'impulsions. Des simulations numériques ont été entreprises, ensuite comparées à des observations expérimentales. La complexité du problème a conduit les auteurs des ces travaux à ne considérer que les modes TEM_{01} et TEM_{10} dans premier temps [Sou99, Lep97, Bar94].

Le résonateur à deux miroirs, habituellement utilisé dans la conception d'un laser, est un dispositif multimodes si aucune précaution particulière n'est prise. Généralement, il est souhaitable que le laser n'oscille que sur le mode fondamental pour des raisons pratiques. Si par exemple l'application envisagée nécessite la focalisation du faisceau laser dans le but d'obtenir la tache focale la plus petite possible, alors seul le mode fondamental est requis à cause de son profil uniforme et presque plat. En effet la divergence associée à un mode transverse augmente avec son ordre. De plus les modes transverses d'ordre p possèdent p anneaux sombres, et se focalisent à la périphérie du point focal [Goo72]. Par conséquent la fraction de puissance présente dans la tache focale principale a tendance à se réduire lorsque l'ordre p augmente [Ait93]. Cet aspect est essentiel dans les applications telles que le découpage, l'usinage des matériaux ou l'utilisation du laser dans la réalisation de fibres optiques spéciales [Lux85].

Notre travail rentre dans le cadre d'une logique de continuité des travaux entamés depuis une dizaine d'années dans notre laboratoire sur le laser à CO_2 [Tra01, Hen03, Cho05, Bat07]. Le but est de mettre en évidence la compétition entre modes, et d'expliquer certaines observations expérimentales, par l'étude de l'influence de la diffraction sur les impulsions générées. Cette étude vient compléter les rares études similaires rapportées dans la littérature sur la perturbation par un diaphragme intra-cavité des impulsions générées par un laser avec absorbant saturable [Bar94].

Nous avons consacré le premier chapitre à l'étude des modes propres dans une cavité de type Fabry-Pérot. Le choix de la cavité passive est justifié par le fait que dans notre cas, le mélange gazeux qui constitue le milieu amplificateur perturbe très peu la distribution des modes de la cavité [Sie86].

La théorie du Q-Switch sera présentée dans la chapitre deux. Après quelques rappels de physique des lasers, nous allons établir les équations du bilan pour un système à trois niveaux. Cette configuration est la plus appropriée pour décrire le laser à CO_2 . Un modèle théorique qui donne des résultats similaires à nos résultats expérimentaux sera présenté en fin de chapitre.

Le montage expérimental sera détaillé dans le chapitre trois. Nous caractériserons notre laser et déterminerons par la suite les points de fonctionnement optimaux. Nous calculerons aussi les différentes grandeurs physiques de notre laser.

La variation de la forme des impulsions générées en fonction de la pression de l'absorbant sera étudiée dans la chapitre quatre. Nous allons déterminer la gamme de pressions pour laquelle notre laser fonctionne en multi-modes transverses.

Le moyen le plus utilisé pour sélectionner le mode TEM_{00} est l'insertion d'une ou plusieurs ouvertures intra-cavité. Leur rôle est d'apporter des pertes par diffraction qui augmentent avec l'ordre des modes transverses. Cette étude sera l'objet du dernier chapitre. Nous allons montrer qu'un choix judicieux de l'ouverture d'un diaphragme permet d'obtenir l'oscillation du laser exclusivement sur le mode fondamental.

Nous terminerons par une synthèse des principaux résultats obtenus et citerons les perspectives à entrevoir pour ce travail.

Chapitre I

Modes propres d'une cavité passive

I.1 Introduction

La compréhension de la forme que prend l'onde laser à l'intérieur d'une cavité constituée par deux miroirs, passe nécessairement par la détermination des solutions des équations de Maxwell susceptibles de s'auto reproduire, qu'on appelle modes propres. On s'intéressera à la distribution du champ dans une cavité sans milieu amplificateur, dite passive, car elle va nous permettre de comprendre la notion de modes transverses et de modes longitudinaux. D'un autre côté, la cavité passive est une bonne approximation, dans le cas des lasers à gaz [Ste83], car la présence du milieu amplificateur perturbe très peu la distribution du champ.

I.2 Distribution du champ résonant dans une cavité passive

I.2.1 Equations de propagation

Les équations de Maxwell s'écrivent dans un milieu vide, sans champ ni courant de conduction comme suit:

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (a) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (b) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (c) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (d) \quad \text{I.1}$$

Où $\vec{E}$ et $\vec{H}$ sont respectivement le champ électrique et magnétique. Si nous supposons un champ harmonique de pulsation ω et de forme $\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}$ et en faisant agir l'opérateur rotationnel sur I.1.a, nous obtiendrons :

$$\Delta \vec{E} - k^2 \vec{E} = 0 \quad \text{I.2}$$

Où $k = \frac{\omega^2}{c^2}$ est le nombre d'onde

L'équation d'onde précédente est une équation vectorielle qui se ramène en toute rigueur, à un système de trois équations différentielles scalaires, impliquant chacune une dimension. Toutefois nous allons traiter ce champ comme un scalaire, car dans la pratique on taille les extrémités du tube contenant le milieu amplificateur à l'inclinaison du Brewster qui impose une polarisation bien déterminée [Koj66].

L'une des solutions de cette équation, est une onde qui se caractérise par une direction de propagation bien définie, que nous désignerons par OZ :

$$E(x, y, z) = \Psi(x, y, z) \exp(ikz) \quad \text{I.3}$$

Compte tenu de cela, l'équation I.2 devient alors :

$$\Delta \Psi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{I.4}$$

La forme du faisceau laser implique que la variation longitudinale de Ψ est petite devant sa variation transversale, cela se traduit mathématiquement par :

$$\left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial^2 z} \right| \ll 2k \left| \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right| \quad \text{ou} \quad \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right| \quad \text{ou} \quad \left| \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right|$$

Cette approximation est appelée : L'approximation paraxiale. [Sie86]

L'équation I.4 se simplifie et devient :

$$\Delta_T \Psi + 2ik \frac{\partial \Psi}{\partial z} = 0 \quad \text{I.5}$$

$$\text{Avec : } \Delta_T = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

L'équation I.5 porte souvent le nom d'équation paraxiale. Elle est à la base de la description de presque tous les problèmes liés à la propagation des faisceaux lasers. Notons que la présence de Δ_T implique que le champ est transverse, d'où l'appellation transverse électromagnétique TEM.

I.2.2 Solutions de l'équation paraxiale

I.2.2.1 Mode fondamental

L'équation paraxiale admet comme solution le faisceau gaussien dont le champ électrique s'écrit de la manière suivante [Ait93] :

$$E = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \exp \left[i \left(kz - \eta(z) + \frac{kr^2}{2R(z)} \right) \right] \quad \text{I.6}$$

Le faisceau gaussien est aussi appelé : Mode fondamental ou TEM₀₀. Les grandeurs physiques qui apparaissent dans l'équation I.6 sont données par :

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + (2z/z_0)^2 \right] \quad \text{I.7}$$

$$R(z) = z \left[1 + (z_0/2z)^2 \right] \quad \text{I.8}$$

$$\eta(z) = \text{tg}^{-1}(2z/z_0) \quad \text{I.9}$$

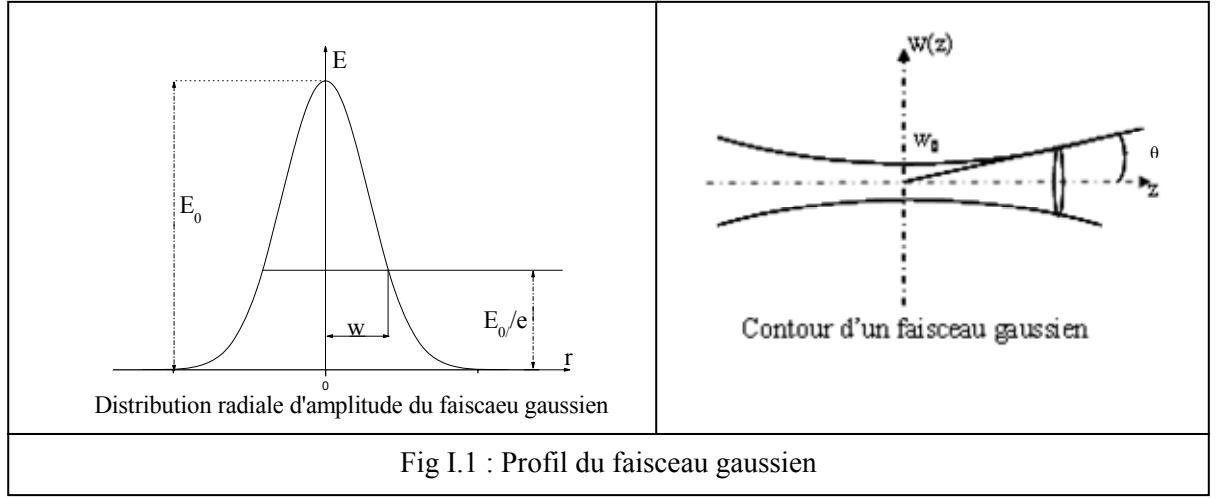
$w(z)$ est la distance transverse à l'axe optique Oz pour laquelle l'amplitude diminue d'un facteur 1/e de sa valeur sur l'axe. C'est la largeur du faisceau. Elle admet une valeur minimale w_0 qu'on appelle le Beam-waist.

$R(z)$ est le rayon de courbure du front d'onde

$\eta(z)$ est le déphasage engendré lors de la propagation.

$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ est la distance de RAYLEIGH. C'est une grandeur caractéristique du faisceau

laser. La figure I.1 montre les différentes caractéristiques du faisceau gaussien.



I.2.2.2 Solutions d'ordres élevés

Toute solution physique doit nécessairement satisfaire les équations de Maxwell. L'hypothèse d'un champ électrique polarisé suivant l'axe Ox, donnera, compte tenu des équations de Maxwell le résultat suivant [Tra01]:

$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0$. Cela implique que le champ électrique ne dépend pas de la variable radiale x, ce

qui présente une contradiction avec la solution donnée en I.6. Cette contradiction a été résolue par Lax [Lax75], qui a montré que l'équation d'onde paraxiale I.6 n'est que l'approximation d'ordre zéro de l'équation d'Helmholtz I.2. Par conséquent la solution donnée en I.6 n'est que le développement d'ordre zéro d'une famille infinie de solutions. Dans ce cas le champ est purement transverse. Dans le cas d'une géométrie cylindrique, le champ électrique est donné par [Ait93] :

$$E(r, \varphi, z) = \frac{(2/\pi)^2}{w(z)} \sum_{p,l=0}^{\infty} \left[\frac{p!}{(p+1)!} \right]^{1/2} c_p^l L_p^l \left(\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \left(\frac{r\sqrt{2}}{w(z)} \right)^l e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} \times \exp \left\{ i \left[kz + \frac{kr^2}{2R(z)} - (2p+1)\eta(z) + l\varphi \right] \right\} \quad \text{I.10}$$

$$c_p^l = \frac{1}{w_0 \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{p!}{(p+1)!}}} \text{ est une constante de normalisation}$$

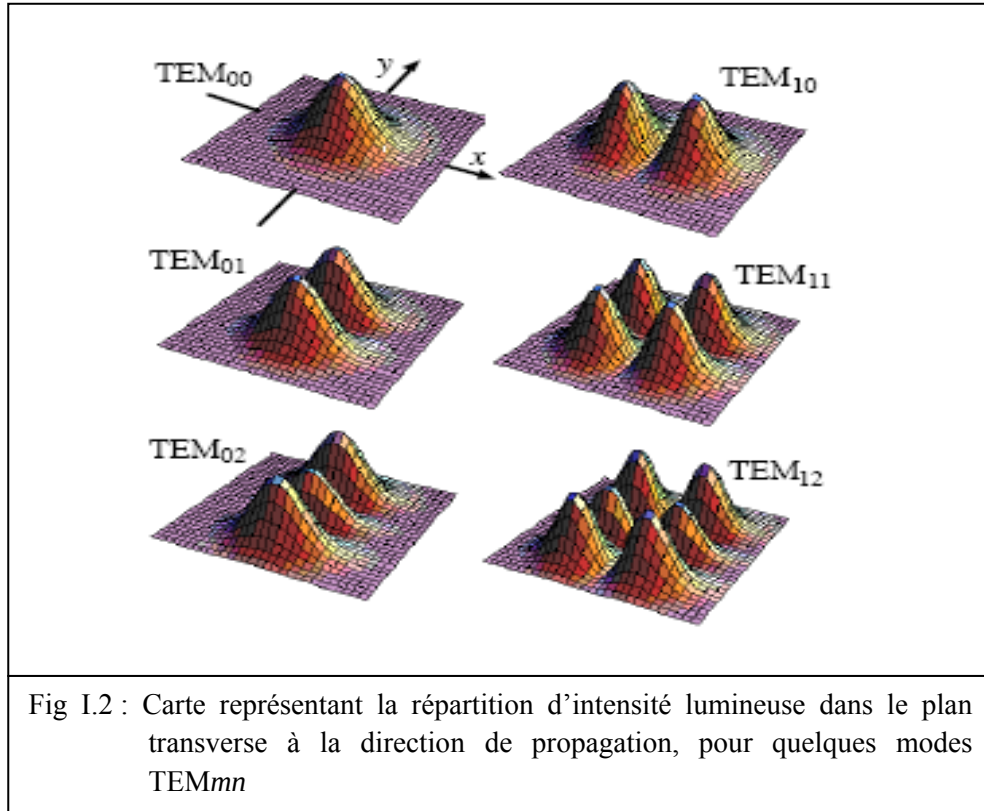
L_p^l est le polynôme de Laguerre généralisé.

Pour la notation TEM on ajoutera les indices p et l, pour désigner un mode TEM_{pl} particulier.

Notre dispositif expérimental ne présente pas une géométrie cylindrique parfaite, à cause des défauts d'alignement, et de l'astigmatisme dû aux lames déposées à l'inclinaison de Brewster. Les taches obtenues alors, correspondent plus à une géométrie rectangulaire [Tra01]. Les modes dans ce cas, sont ceux d'Hermite-Gauss. Ils sont donnés par [Yar75] :

$$E_{m,n}(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} H_m \sqrt{2} \left(\frac{x}{w(z)} \right) H_n \sqrt{2} \left(\frac{y}{w(z)} \right) \exp \left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right] \times \exp \left[-ik \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R(z)} \right) + i(m+n+1)\eta(z) \right] \quad \text{I.11}$$

Où H_n et H_m sont respectivement les polynôme d'Hermite-Gauss d'ordre n et m. Ils sont représentés sur la figure I.2



I.2.3 Modes longitudinaux

Nous allons déterminer l'inter mode longitudinal ; c'est l'intervalle en fréquence entre deux modes successifs. Il nous permet de compter le nombre de modes susceptibles d'osciller dans la cavité. Considérons une cavité quelconque de longueur L et formée de deux miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 comme le montre la figure I.3 ci-dessous :

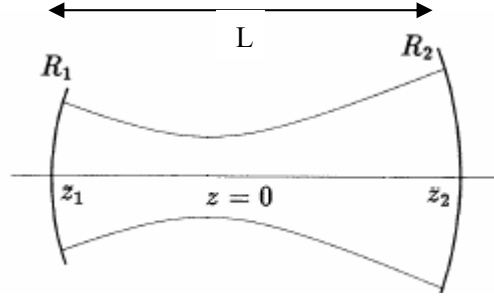


Fig I.3 : Résonateur optique de type Fabry-Perot

Les fréquences propres de la cavité sont déterminées par la nécessité d'avoir un retard de phase après un aller-retour, multiple de π [Tra01]:

$$\theta_{pl}(z_2) - \theta_{pl}(z_1) = n\pi \quad \text{I.12}$$

Avec :

$$\theta = kz - (2p + l + 1)\eta \quad \text{I.13}$$

Compte tenu I.9 et pour un mode q , l'équation (13) devient :

$$k_q(z_2 - z_1) - (2p + l + 1) \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{z_2}{z_0} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{z_1}{z_0} \right) \right] = n\pi \quad \text{I.14}$$

Pour le mode suivant $q+1$, il vient :

$$k_{q+1}L - (2p + l + 1) \left[\operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{z_2}{z_0} \right) - \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{z_1}{z_0} \right) \right] = (n + 1)\pi \quad \text{I.15}$$

D'où l'inter-mode : $k_{q+1} - k_q = \frac{\pi}{L}$

Sachant que : $k = \frac{2\pi\nu}{c}$, où ν est la fréquence et c est la vitesse de la lumière.

Nous obtenons l'inter-mode longitudinal :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad \text{I.16}$$

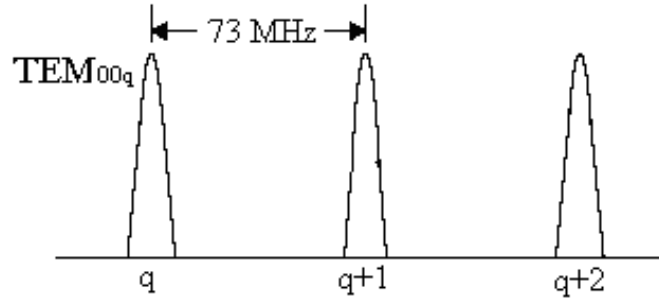


Fig I.4: L'inter-mode longitudinal dans une cavité de 2m de longueur

En présence des modes transverses, la séparation fréquentielle sera donnée par [Ait93]:

$$\Delta\nu = \left(\frac{c}{2L} \right) \left[\Delta q + \left(\frac{1}{\pi} \right) \Delta(2p + l) \arccos \sqrt{g_1 g_2} \right] \quad \text{I.17}$$

$$\text{Avec : } g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad \text{et} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$$

La figure I.5 montre la distribution fréquentielle des modes propres d'une cavité plano-concave.

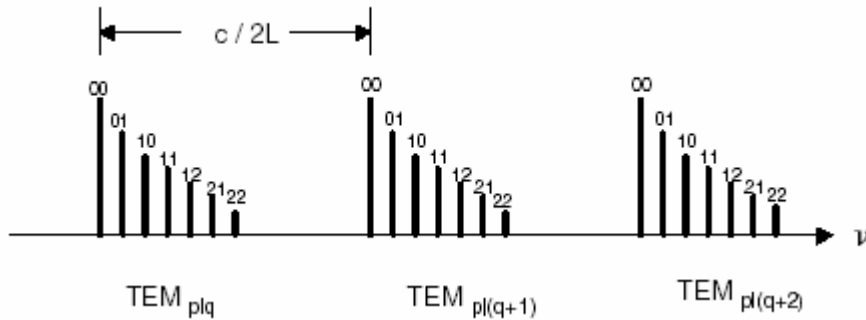


Fig I.5 : Modes propres d'une cavité contenant des modes transverses d'ordre

I.3 Modes propres de la cavité diaphragmée

Nous allons considérer une cavité plano concave (Fig I.6) pour déterminer les modes propres perturbés par la diffraction induite par la présence d'un diaphragme, dans la cavité laser.

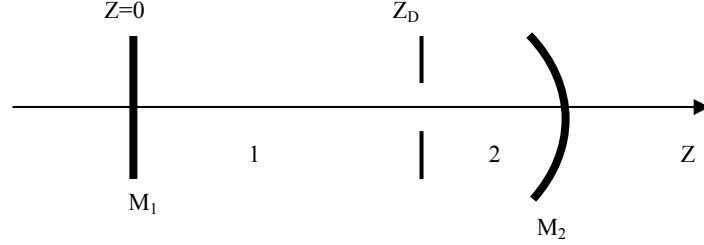


Fig I.6 : Cavité plano-concave diaphragmée

Un diaphragme circulaire de rayon “a” positionné en Z_D , divise la cavité en deux parties. Il faut deux ensembles de coefficients A_{1p} et A_{2p} pour représenter le champ aller et deux autres ensembles de coefficients R_{1p} et R_{2p} pour représenter le champ retour [Ait93]. Le miroir plan M_1 définit l'origine de l'axe z .

La détermination des champs aller et retour de la cavité diaphragmée consiste à les décomposer sur la base modes propres d'une cavité non diaphragmée [Ste83]. Cette base complète et orthonormée est formée de polynômes de laguerre-Gauss :

Pour l'onde aller :

$$B_{Ap} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{w} L_p(X) \exp\left(-\frac{X}{2}\right) \exp\left[+i\left(\frac{kr^2}{2R} - (2p+1)\eta\right)\right] \quad \text{I.18}$$

Pour l'onde retour :

$$B_{Ap} = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{w} L_p(X) \exp\left(-\frac{X}{2}\right) \exp\left[-i\left(\frac{kr^2}{2R} - (2p+1)\eta\right)\right] \quad \text{I.19}$$

X est la variable réduite telle que : $X = \frac{2r^2}{w^2(z)}$

Les champs aller-retour sont exprimés dans la base B. Ils sont donnés par [Ait93] :

$$E_{Aj}(r, z) = \exp i(kz - \omega t) \sum_p A_{jp} B_{Ap}(r, z) \quad \text{I.20}$$

$$E_{Rj}(r, z) = \exp i(kz - \omega t) \sum_p R_{jp} B_{Rp}(r, z) \quad \text{I.21}$$

L'indice j prend la valeur 1 ou 2 suivant que l'on considère la région 1 ou 2 de la cavité.

La condition de Kirchhoff imposée par le diaphragme s'exprime [Bor59] :

$$\text{- Pour le champ aller : } E_{A2} = t(r).E_{A1}(r, Z_D) \quad \text{I.22}$$

$$\text{- Pour le champ retour : } E_{R1} = t(r).E_{R2}(r, Z_D) \quad \text{I.23}$$

Avec $t(r)$ le profil en transmission du diaphragme. Il est caractérisé dans le cas d'un

$$\text{diaphragme simple (trou circulaire) par [Ait93] : } t(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r < a \\ 0 & \text{si } r > a \end{cases} \quad \text{I.24}$$

I.4 Détermination des niveaux de pertes pour le mode fondamental

Dans la majorité des travaux concernant la détermination des pertes par diffraction du mode fondamental [Fox68, Li65, Kog66], c'est le nombre de Fresnel $N_f = a^2/\lambda L$ qui est utilisé pour décrire l'ampleur des effets de diffraction. "a" étant le rayon du diaphragme et L la longueur de la cavité. $N_f \gg 1$ signifie des faibles pertes et $N_f \ll 1$ de fortes pertes. Une autre grandeur appelée paramètre de troncature [Ait93] faisant intervenir à la fois la dimension du diaphragme et celle du mode fondamental non perturbé est utilisée. Si on note $w(Z_D)$ la largeur du faisceau gaussien à la position Z_D du diaphragme, le rapport :

$$T = a/w(Z_D) \quad \text{I.25}$$

définit alors le paramètre de troncature. Nous avons choisi d'utiliser ce paramètre pour diverses raisons :

- Dans une cavité plano-concave, la dimension du beam-waist est d'autant plus petite que la configuration du résonateur approche le cas hémisphérique. Par conséquent, dans ces conditions, le nombre de Fresnel associé à un diaphragme situé contre le miroir plan serait très petit devant l'unité. On serait tenté de croire à tort que les pertes sont élevées.

- Dans une telle cavité dissymétrique, les pertes induites par une même ouverture placée soit contre le miroir plan ou soit contre le miroir concave sont différentes, alors que le nombre de Fresnel est le même dans les deux cas.
- Le nombre de Fresnel est un paramètre convenable pour le cas des ondes planes mais pas pour les faisceaux gaussiens qui ont par définition une étendue transverses finie.

I.5 Conclusion

La cavité, élément clé d'un oscillateur optique, est essentielle pour obtenir une amplification efficace de rayonnement. En plus de son rôle de réaction positive, elle apparaît comme un filtre favorisant l'oscillation d'un nombre de modes bien déterminés. Ce mécanisme de sélection est à la base des propriétés de cohérence du laser à la fois en terme de directivité, en fréquence et de polarisation.

On retiendra de ce chapitre que la cavité sélectionne des distributions particulières, appelés modes propres de la cavité, associés à des fréquences de résonance bien définies.

Chapitre II

La modulation passive dans un laser à CO₂

II.1 Introduction

La méthode la plus utilisée pour la génération des impulsions courtes et intenses est la commutation des pertes dans la cavité [Koe99] appelée aussi le Q-switching. Cette méthode a été proposée pour la première fois par Hellwarth pour les lasers solides [Hel61], et appliquée avec succès pour les lasers à gaz en 1967 [Gar67]. Elle repose sur la variation du facteur de qualité Q, qui exprime le rapport entre l'énergie emmagasinée dans la cavité, et la déperdition d'énergie par cycle. La modulation des pertes peut être active en utilisant des matériaux possédant des propriétés non linéaires, ou passive en utilisant un absorbant saturable [Dup75, Kur93]. Dans ce chapitre nous allons présenter la théorie de la modulation passive pour la génération des impulsions dans un laser à CO₂ avec un absorbant saturable.

II.2 Laser à CO₂

Le laser à CO₂ est un laser à gaz. Son milieu amplificateur est généralement constitué d'un mélange de dioxyde du carbone CO₂, d'Hélium He et d'Azote N₂ [Lev71]. Les molécules de CO₂ constituent les centres actifs, responsables de l'effet laser. Les molécules d'Azote assurent le peuplement du niveau supérieur et les molécules d'Hélium, le dépeuplement du niveau inférieur.

II.2.1 Energie du niveau rotationnel de la molécule CO₂

L'énergie rotationnelle dans une molécule de CO₂ est simple du fait que le moment angulaire des électrons est nul. Elle est donnée par [Lev71]:

$$\frac{E_r}{hc} = F(J) = BJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 + \dots \quad \text{II.1}$$

J est le nombre quantique rotationnel associé au niveau.

F(J) est donné en cm⁻¹ alors que B, D sont des constantes rotationnelles.

La figure II.1 montre les niveaux d'énergie du milieu actif dans un laser à CO₂ [Pat64] :

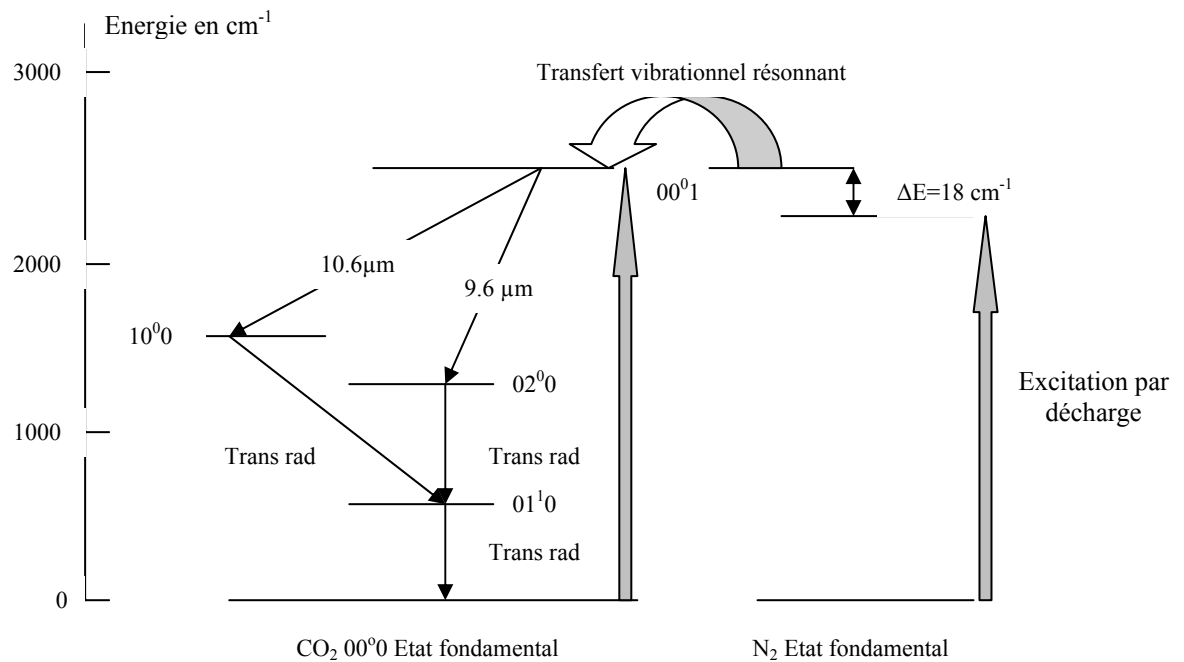


Fig II.1 : Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule CO₂. Les niveaux de rotation ne figurent pas pour simplifier

La molécule du CO₂ est linéaire, elle possède trois modes de vibration :

- Le mode symétrique ν_1
- Le mode de déformation ν_2 , doublement dégénéré
- Le mode asymétrique ν_3

Ces trois modes sont quantifiés et leurs premiers niveaux excités sont situés à 1338cm^{-1} , 667cm^{-1} et 2349cm^{-1} . Chacun de ces modes est subdivisé en sous niveaux de rotation. La molécule d'Azote ne possède qu'un seul mode de vibration et son premier état excité ($n=1$) se trouve à 18cm^{-1} en dessous du premier niveau 00^0_1 du mode asymétrique ν_3 de la molécule CO₂. Une décharge électrique dans le milieu libère des électrons qui par transfert d'énergie excitent les molécules du CO₂ qui sont portées préférentiellement vers le niveau 00^0_1 du mode asymétrique ν_3 , tandis que les molécules N₂ sont portées vers le niveau métastable $n=1$. Du fait de la faible différence d'énergie entre ces deux niveaux, les molécules du CO₂ de l'état fondamental sont excitées alors vers le niveau 00^0_1 par un transfert vibrationnel non radiatif.

Lorsque l'inversion de population est réalisée, l'émission laser s'effectue essentiellement suivant deux canaux :

- Soit vers le niveau 02^0_0 du mode de déformation (transition $9.6\text{ }\mu\text{m}$) c'est la branche $R[(J+1)\rightarrow J]$
- Soit vers le niveau 10^0_0 du mode symétrique (transition $10.6\text{ }\mu\text{m}$) c'est la branche

$$P[(J-1) \rightarrow J].$$

Les transitions de la branche P possèdent un gain plus élevé par rapport à celles de la branche R qui ne sont observables que dans le cas d'une cavité sélective en longueur d'onde [Mey69]. L'introduction d'un gaz comme l'Hélium dans ce type des lasers contribue à l'augmentation de la puissance. Dans ce cas l'Hélium aura un double rôle : Il désexcite par collisions moléculaires les niveaux d'arrivée 10⁰ et 02⁰ des transition laser et favorise grâce à sa grande conductibilité thermique, l'évacuation de la chaleur vers les parois du tube.

II.2.2 Equations du bilan

L'effet laser se manifeste lorsque l'inversion de population est établie. Cette condition ne peut être satisfaite si on considère un système à deux niveaux seulement. Pour cela, un système de trois niveaux minimum est indispensable pour réaliser l'inversion de population. La figure ci-dessous présente un schéma simplifié des niveaux d'énergies pour un système à trois niveaux :

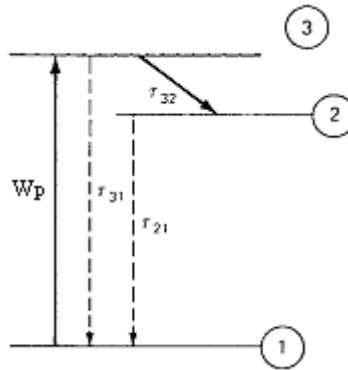


Fig II.2 : Représentation schématique d'un modèle à trois niveaux

Dans un système fermé, la densité de population totale n_{tot} est constante. Elle est telle que :

$$n_{tot} = n_1 + n_2 + n_3 \quad \text{II.2}$$

Avec n_1 , n_2 et n_3 ; les densité de population des niveaux 1, 2 et 3 respectivement.

Soit $\gamma_{if} = \frac{1}{\tau_{if}}$ le taux de relaxation du niveau "i" vers le niveau "f" et W_p le taux de

pompage. La relaxation du niveau 3 vers le niveau 2 étant rapide, γ_{32} est très grand devant tout les autres taux de relaxation. En particulier $\gamma_{32} \gg W_p$. La population du niveau trois tend donc vers zéro. On peut donc considérer que les $W_p n_1$ atomes pompés dans le niveau 3 se désexcitent instantanément dans le niveau 2. L'évolution de la densité de population pour les niveaux 1 et 2 s'écrit de la manière suivante [Koe99] :

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = W_p n_1 - \gamma_{21} n_2 - \left(n_2 - \frac{g_1}{g_2} n_1 \right) c \phi \sigma \quad \text{II.3}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -\frac{\partial n_2}{\partial t} \quad \text{II.4}$$

ϕ : Le flux de photons de l'émission stimulée.

σ : La section efficace de l'émission stimulée.

c : La vitesse de la lumière dans le milieu amplificateur.

g_1 et g_2 sont les degrés de dégénérescence des niveaux 1 et 2.

Le signe positif du terme $W_p n_1$ indique qu'il s'agit d'un terme source pour la population n_2 .

Si nous définissons la densité d'inversion de population " n " comme suit :

$$n = \left(n_2 - \frac{g_1}{g_2} n_1 \right) \quad \text{II.5}$$

Et en tenant compte de II.2, 3 et 5, nous obtenons l'équation pour l'inversion de population suivante :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -g c n \phi \sigma - \gamma_{21} [n + n_{tot} (g - 1)] + W_p (n_{tot} - n) \quad \text{II.6}$$

Avec : $g = 1 + \frac{g_2}{g_1}$

Si $g_1 = g_2 = 1$ l'équation II.17 devient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -2 c n \phi \sigma - (W_p + \gamma_{21}) n + (W_p - \gamma_{21}) n_{tot} \quad \text{II.7}$$

Pour compléter la description du laser, une autre équation donnant l'évolution du flux de photons à l'intérieur de la cavité est nécessaire. Cette équation est donnée par [Koe99]:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c n \sigma \phi - \gamma_{cav} \phi + A n \quad \text{II.8}$$

γ_{cav} représente les pertes des photons à l'intérieur de la cavité.

A : Représente la participation des photons de l'émission spontanée aux flux de photons. Il est généralement négligeable devant l'émission stimulée.

Dans cette équation, le premier terme du membre de droite décrit l'absorption et l'émission stimulée sous forme d'un couplage non linéaire entre flux de photons et populations. Le deuxième terme représente les pertes.

Les équations II.7 et II.8, forment le système de base de la modélisation des lasers à trois niveaux, et qui correspond bien au laser à CO₂ dans notre cas.

II.3 La modulation passive (Le Q-switch passif)

II.3.1 Facteur de qualité

Dans un résonateur, les pertes occasionnent une décroissance de l'intensité en fonction du temps de la forme [Dan04] :

$$I(t) = I(t=0) \exp(-\gamma_{cav} t) \quad \text{II.9}$$

Le coefficient de qualité "Q" qui caractérise un résonateur est défini comme étant le rapport entre l'énergie stockée et l'énergie dissipée par cycle. Il est donné par [Koe99] :

$$Q = 2\pi [1 - \exp(-\gamma_{cav} T_0)]^{-1} \approx \frac{2\pi}{T_0 \gamma_{cav}} \quad \text{II.10}$$

Avec $T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$, ω_0 est la pulsation du champ à l'intérieur de la cavité. Dans ce cas, l'équation

II.10 devient :

$$Q = \frac{\omega_0}{\gamma_{cav}} \quad \text{II.11}$$

Evaluons ce facteur dans le cas où les pertes résultent de la transmission des miroirs de sortie :

Après un temps $\Delta t = \frac{2L}{c}$ correspondant à un aller-retour dans la cavité, l'intensité diminue

de la quantité "IT₁T₂" par couplage vers l'extérieur et prend la valeur [Koe99] :

$$I(t = \Delta t) = I(t = 0) R_1 R_2 \quad \text{II.12}$$

R₁, R₂ sont les coefficients de réflexion des miroirs. En introduisant II.12 dans II.9, nous obtenons les pertes de la cavité γ_{cav} sous la forme :

$$\gamma_{cav} = -\frac{c \ln(R_1 R_2)}{2L} \quad \text{II.13}$$

Dans la limite R₁=1, R₂=R=1-T→1 (T coefficient de transmission), nous avons : $\ln R \approx -T$

Le facteur de qualité Q sera dans ce cas :

$$Q = \frac{2L\omega_0}{cT} \quad \text{II.14}$$

II.3.2 Principe de base de la modulation des pertes

Deux effets antagonistes sont en compétition à l'intérieur de la cavité : le gain et les pertes qui sont d'ailleurs représentés par le facteur de qualité Q . Dans le but d'obtenir des impulsions courtes et intenses, une méthode basée sur le contrôle de ce facteur est utilisée. Elle consiste à maintenir les pertes à un niveau élevé pendant que l'inversion de population se construit. La figure ci-dessous montre le principe de la commutation des pertes :

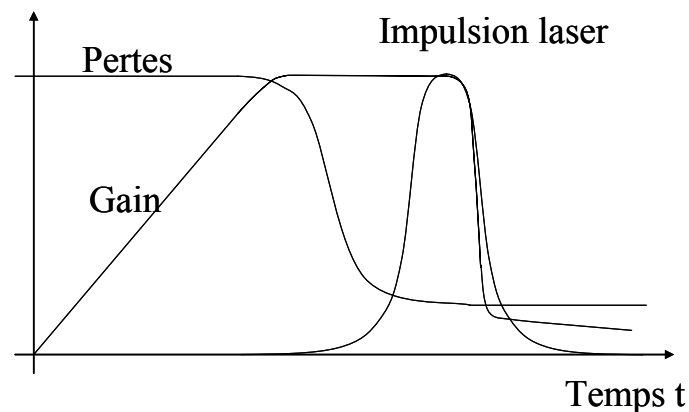


Fig II.3 : Principe de la commutation des pertes

II.3.3 Modélisation d'un laser à CO_2 fonctionnant en Q-switch passif

Une méthode utilisée pour commuter les pertes dans une cavité, c'est d'introduire un absorbant saturable. Il s'agit d'un milieu passif possédant une transition atomique 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 [Dan04].

Considérons une cavité plano-concave avec une cellule contenant l'absorbant saturable comme le montre la figure ci-dessous :

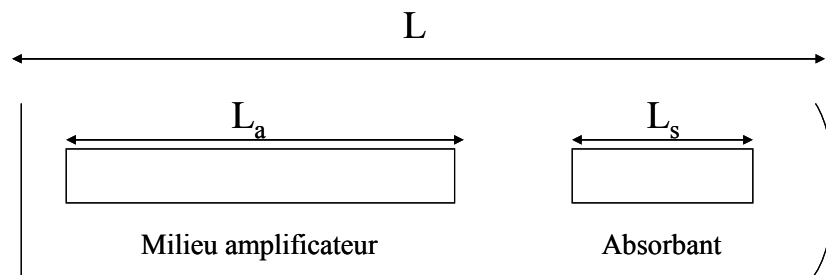


Fig II.4: Exemple de cavité avec cellule contenant un absorbant

Nous schématisons le milieu absorbant par un système à deux niveaux d'énergies, avec M_1 et M_2 les populations des niveaux inférieur et supérieur de la transition. Le milieu amplificateur

sera présenté par trois niveaux vibrationnels : Le niveau fondamental, le niveau supérieur et un niveau intermédiaire qui englobe les deux transitions lasers possibles. La figure II.5 montre le schéma de principe de la modélisation d'un laser à CO₂ avec absorbant saturable.

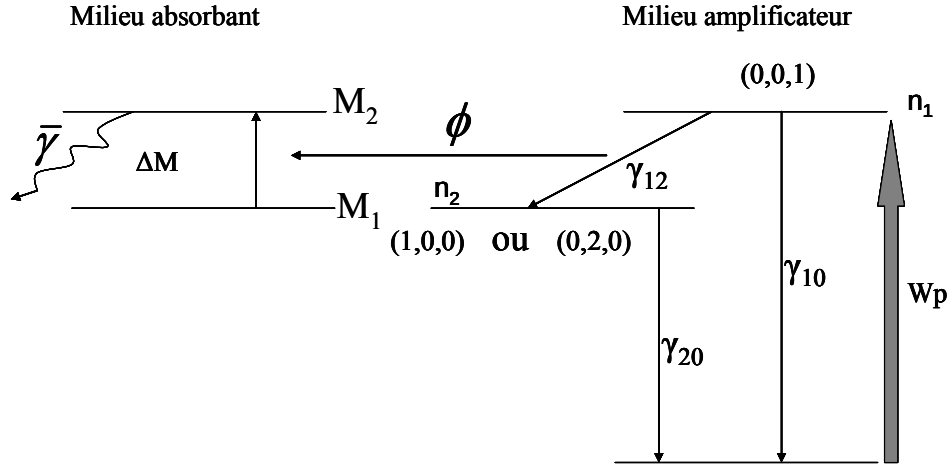


Fig II.5 : Diagramme d'énergie pour le milieu amplificateur et l'absorbant

Le milieu absorbant sera modélisé par deux niveaux rationnels-vibrationnels en résonance (M_1 , M_2) avec l'émission laser. L'évolution des populations de ces deux niveaux est donnée par [Tac 87] :

$$\dot{M}_2 = -\bar{\gamma}(M_2 - \hat{M}_2) + \bar{\sigma}\phi(M_1 - M_2) \quad \text{II.15}$$

$$\dot{M}_1 = -\bar{\gamma}(M_1 - \hat{M}_1) - \bar{\sigma}\phi(M_1 - M_2) \quad \text{II.16}$$

Compte tenu de ces équations, on peut écrire :

$$\Delta\dot{M} = -\bar{\gamma}(\Delta M - \Delta\hat{M}) - 2\bar{\sigma}\phi\Delta M \quad \text{II.17}$$

Avec :

$\bar{\gamma}$ et $\bar{\sigma}$ Le taux de relaxation et la section efficace d'absorption du milieu absorbant.

$\hat{M}_1$, $\hat{M}_2$ Les populations des niveaux à l'équilibre thermodynamique.

L_s Est la longueur de la cellule contenant l'absorbant.

$\Delta M = M_2 - M_1$; Le choix de cette définition, opposée à celle de l'inversion de population du milieu amplificateur, permet de conserver des quantités positive : En effet, dans le milieu absorbant, M_1 reste supérieur à M_2 , car aucun processus de pompage ne vient inverser les population de l'absorbant.

La modélisation du milieu amplificateur est obtenue en multipliant la densité de l'inversion de population dans les équations II.7 et II.8 par un facteur $f(J)$ qui présente la fraction des molécules du CO₂ se trouvant dans le niveau rotationnel avec le nombre quantique J . Ces équations deviennent dans ce cas :

$$\frac{dn_1}{dt} = -f(J)(n_1 - n_2)\phi\sigma - (W_p + \gamma_{10} + \gamma_{12})n_1 - W_p n_2 + W_p n_{tot} \quad \text{II.18}$$

$$\frac{dn_2}{dt} = f(J)(n_1 - n_2)\phi\sigma + \gamma_{12}n_1 - \gamma_{10}n_2 \quad \text{II.19}$$

$$\frac{d\phi}{dt} = f(J)(n_1 - n_2)\phi\sigma L_a / L - \bar{\sigma}\phi\Delta M L_s / L - \gamma_{cav}\phi + A n_1 \quad \text{II.20}$$

- $f(J)$: La fraction des molécules du CO₂ se trouvant dans le niveau rotationnel avec le nombre quantique J .
- A : Le taux effectif de l'émission spontanée.
- $\bar{\sigma}$: La section efficace d'absorption du milieu passif.
- $\bar{\gamma}$: Le taux de relaxation du milieu absorbant.

Les autres grandeurs ont été définies dans les paragraphes précédents.

Les équations II.17, II.18, II.19 et II.20 forment un système différentiel qui est à la base de la modélisation d'un laser à CO₂ fonctionnant en Q-switch passif. Il a été résolu numériquement par Tachikawa et al en utilisant la méthode Runge-Kutta [Tac87]. Les résultats numériques ainsi que les observations expérimentales sont illustrés par les figures II.8 ci-dessous :

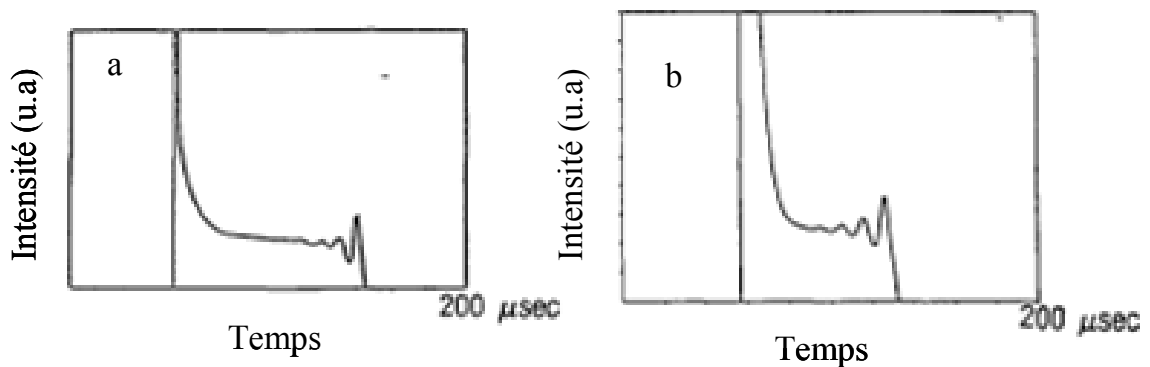


Fig II.8 : a) Impulsion observée pour une $P(\text{SF}_6) = 23 \text{ mtorr}$ et un courant de décharge $I = 6 \text{ mA}$. En b) impulsion obtenue par intégration numérique [Tac87].

La forme de ces impulsions peut être expliquée par le caractère transverse ainsi que les phénomènes de relaxations dans le laser à CO₂ [Henn93, Bat07].

Malgré sa simplicité, ce modèle donne un bon accord entre simulation et expérimentation. Nous verrons dans la partie expérimentale les mêmes impulsions, obtenues dans des conditions bien précises que nous allons détailler par la suite.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les principes de base de l'émission laser pour permettre une compréhension progressive des différentes étapes permettant d'obtenir, en premier lieu, l'effet laser, et ensuite la génération d'impulsions courtes et intenses en utilisant un absorbant saturable.

Le modèle de Tachikawa et al va nous permettre avec d'autres travaux, de corroborer nos résultats expérimentaux et d'expliquer la forme que prend l'impulsion dans certaines conditions.

Chapitre III

Matériels et méthodes

III.1 Introduction

La mise en place d'un dispositif expérimental pour la génération d'impulsions courtes, dans un laser à CO₂ en utilisant la méthode passive, exige la maîtrise de tous les aspects liés à l'expérience et la connaissance des lois physiques qui permettent d'obtenir l'effet laser.

Le dispositif expérimental dans notre laboratoire a connu plusieurs changements et cela en fonction des besoins des travaux de recherche. Dans ce chapitre, nous allons décrire les différentes parties de notre montage, et le rôle joué par chaque élément.

III.2 Dispositif expérimental

III.2.1. L'oscillateur optique

L'oscillateur optique est une cavité de type Fabry-Perot. Elle est constituée d'un miroir concave dont le rayon de courbure est égal à 12m, et un réseau jouant le rôle d'un miroir plan. Le miroir utilisé est en ZnSe. Il présente une transmission de 10% à 10.6 μ m. Des supports micro-contrôle assurant un réglage horizontal et vertical sont utilisés pour positionner le miroir de manière à obtenir le maximum d'intensité laser.



Fig III.1 : Miroir de couplage

Le réseau est de 150 traits/mm. Il sert comme réflecteur et sélecteur de raies. Posé sur une tourelle qui permet son orientation suivant l'angle de Blaze, il présente un écart angulaire $\delta B = 17'$ pour deux raies successives séparées de $\Delta\lambda = 200 \text{ \AA}$.



Fig III.2 : le Réseau

Comme le montre la figure III.2, le réseau est posé sur un support permettant un réglage en trois dimensions, afin d'optimiser le signal.

La distance entre le réseau et le miroir, appelée "longueur de la cavité" est égale à 2m. La cavité est dite stable si:

$$0 \leq g_1 g_2 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad \text{III.1}$$

R_1 et R_2 sont respectivement les rayons de courbure du miroir et du réseau. Etant donné que le réseau est considéré comme un miroir plan, son rayon de courbure sera $R_2 \approx \infty$. La relation III.1 devient alors :

$$0 \leq g_1 = \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \leq 1 \quad \text{III.2}$$

Pour notre montage, $g_1 = 0.83$. Le critère de stabilité est donc satisfait.

III.2.2 Le milieu amplificateur

Le milieu amplificateur est composé d'un mélange de gaz qui sont : le dioxyde du carbone, l'hélium et l'azote, avec des proportions 1 ; 4 ; 1 respectivement. Ce mélange est contenu dans un tube en pyrex. Son diamètre est égal à 11mm. Il présente une longueur utile à la décharge égale à 1m.



Fig III.3 : Le tube à décharge

Comme le montre la figure III.3, les extrémités du tube sont terminées par des embouts en duralium, taillées à l'angle de Brewster de 67.38° et fermées par des lames en ZnSe. Il est également entouré d'une jaquette en verre qui assure son refroidissement à l'eau.

III.2.3 L'excitation

L'excitation du mélange gazeux est réalisée par décharge électrique. Deux électrodes reliées au tube, sont alimentées par un générateur haute tension. Une résistance ballast en série de $300\text{ k}\Omega$ assure la stabilité du courant et compense la résistance négative du gaz à l'intérieur du tube. L'intensité du courant de décharge est mesurée par un ampèremètre.



Fig III.4. Générateur haute tension

III.2.4. La cellule

La cellule contenant l'absorbant saturable est une cuve en pyrex, de longueur égale à 10 cm. Son diamètre est de 16 mm. Les extrémités de la cellule sont fermées par des lames en ZnSe d'épaisseurs égales à 2mm.



Fig III.6. La Cellule

Comme le montre la figure III.6, la cellule est montée sur des supports micro-contrôle qui permettent un ajustement vertical et horizontal.

III.2.5 L'absorbant saturable

Plusieurs gaz peuvent être utilisés comme absorbant saturable. Nous citons comme exemple : BCl_3 [Dup75], CH_3I [Henn90] et OsO_4 [Bar95]. Pour notre travail, nous avons utilisé le SF_6 (Hexafluorure du soufre) ; qui est un gaz possédant une bande d'absorption à $10.6\mu\text{m}$. son taux de relaxation est de $4.10^7 \text{ sec}^{-1} \text{ torr}^{-1}$ [cho05].

III.2.6 Le système à vide et de remplissage

Dans notre expérience, nous avons utilisé deux bâtis de pompage, un pour le tube amplificateur, l'autre pour la cellule. Chacun des deux bâtis est constitué d'une pompe primaire à palettes et d'une pompe secondaire à diffusion d'huile.

Pour le tube amplificateur, un bon vide primaire avant le remplissage permet d'avoir une durée de vie de fonctionnement plus longue [Sin70]. Quant au vide secondaire, il est réalisé de temps à autre afin d'optimiser le signal.

Etant donné que les pressions utilisées pour l'absorbant sont de l'ordre des mbar, un vide secondaire poussé de 10^{-5} torr est indispensable avant chaque remplissage de la cellule.

Le remplissage du tube amplificateur se fait par une bouteille contenant le mélange gazeux (CO_2 , He Ne). La pression totale du mélange est mesurée par un nanomètre à mercure.

III.2.7 La détection

Dans notre expérience, nous avons deux types de signaux temporels à détecter : Un signal continu et les impulsions. Pour chaque signal, on utilise un détecteur bien approprié. Un beam splitter est placé à la sortie du faisceau pour le diviser en deux parties. Les deux signaux sont ensuite visualisés sur un oscilloscope numérique.

III.2.7.1 Le signal continu

Le signal continu préalablement choppé est détecté par un Joule-mètre de type Gentec ED-200 qui présente un temps de réponse de 10 ms.



Fig II.7 : Joule-mètre

III.2.7.2 le signal pulsé

Les impulsions obtenues dans les lasers à CO_2 sont caractérisées par une largeur à mi-hauteur qui varie entre $1\mu\text{s}$ et 1ms , ainsi qu'un taux de répétition des pulsations allant de 2 à 50 kHz. Pour cela un détecteur rapide doit être choisi pour pouvoir suivre l'évolution temporelle des impulsions. Nous avons utilisé un détecteur quantique à jonction Hg-Cd-Te Son temps réponse est de 300 ns. Il est refroidi à l'azote liquide (77°K).



Fig III.8 : Détecteur quantique

Le détecteur est choppé à 1kHz pour éviter la saturation et la détérioration de sa zone sensible. Pour visualiser le signal, un oscilloscope numérique de type Tektronix à deux canaux est utilisé. Sa bande passante est de 500Mhz.

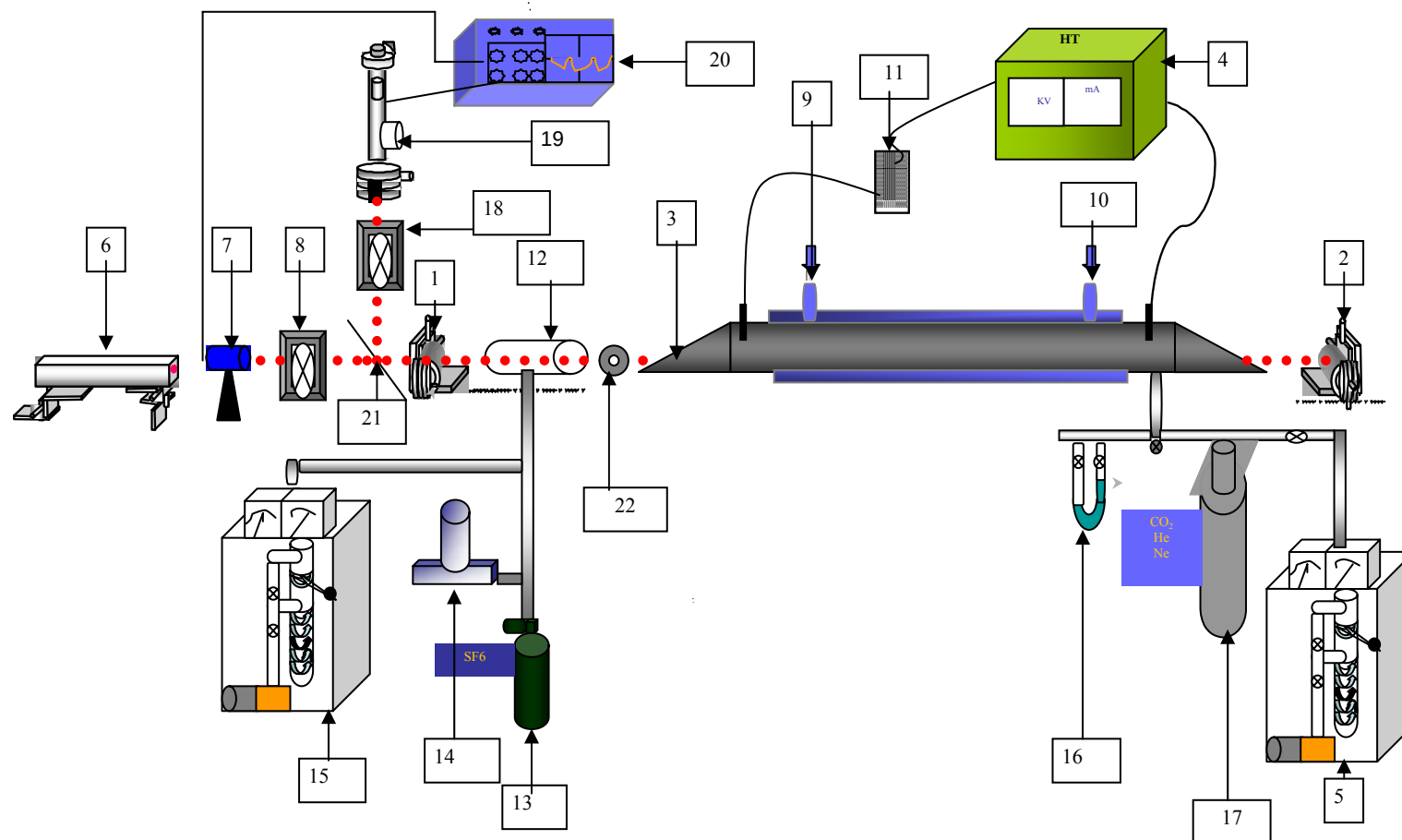


Fig III.9 : Oscilloscope numérique

L'oscilloscope est relié à un micro-ordinateur à travers un adaptateur, pour enregistrer et traiter les données.

III.2.8 Le diaphragme

Un diaphragme circulaire réglable est placé entre la cellule et le tube amplificateur à une distance $D_1 = 1.56\text{m}$ du réseau. Le schéma ci-dessous montre le montage complet de l'expérience réalisé, avec l'emplacement de chaque élément :



1	Miroir de couplage
2	Réseau
3	Tube amplificateur
4	Générateur haute tension
5	Système du pompage pour le tube
6	Laser d'alignement
7	Joule mètre

8	Shopper
9	Entrée d'eau
10	Sortie d'eau
11	Résistance Ballast
12	Cellule en verre
13	Bouteille SF6
14	Jauge McLeod

15	Système de pompage de la cellule
16	Nanomètre à mercure
17	Bouteille mélange gazeux
18	Shopper
19	Détecteur HgCdTe
20	Oscilloscope numérique
21	Beam splitter
22	Diaphragme

III.3 Méthode et mise en marche du laser

Avant de mettre en place la cellule pour la génération des impulsions, une optimisation du signal est recommandée afin d'assurer un maximum d'intensité. Cela passe nécessairement par un bon alignement du dispositif expérimental et une caractérisation en fonction de la pression du mélange et de l'intensité du courant de décharge.

III.3.1 L'alignement

Le laser à CO₂ fonctionne dans l'infrarouge (10.6 μm), pour cela on utilise un laser HeNe qui fonctionne dans le domaine visible (0.6328 μm) pour aligner les éléments de la cavité.

L'alignement de notre dispositif expérimental consiste à superposer le faisceau réfléchi par le réseau sur le faisceau incident. Un ajustement rigoureux du réseau est indispensable pour avoir l'effet laser.

III.3.2 Caractérisation du laser

La caractérisation du laser est une étape importante dans notre travail expérimental. Elle consiste à trouver le point de fonctionnement optimal (pression, courant de décharge).

III.3.2.1 Détermination de la pression optimale

Nous avons varié la pression du mélange (CO₂, He, Ne) afin de déterminer la valeur, pour laquelle nous obtenons un maximum d'intensité. Le graphe ci-dessous montre que l'intensité augmente avec la pression pour atteindre un maximum à $P(\text{mélange}) = (10 \pm 1)$ torr, avant de décroître par la suite.

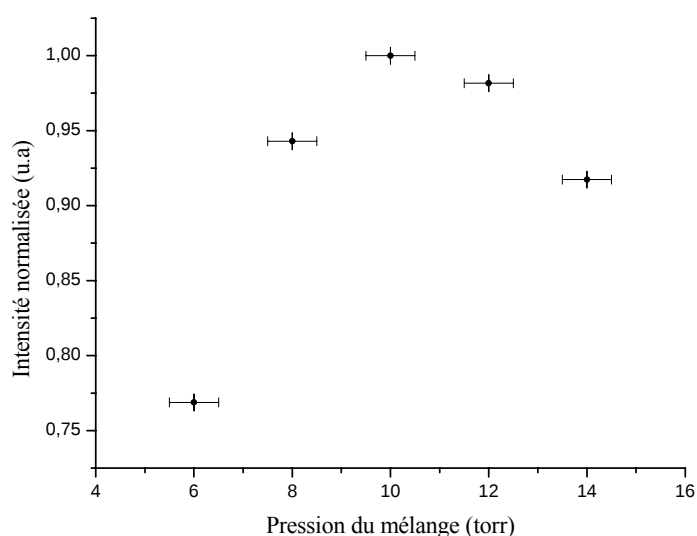


Fig III.11 : Variation de l'intensité en fonction de la pression du mélange

Nous avons deux types d'incertitudes : la première porte sur la lecture de la pression qui se fait sur un papier millimétré. Chaque graduation correspond à 2 torr, l'erreur sur la lecture de la pression est estimée à une demi graduation, de ce fait $\Delta P = 0.5$ torr.

La 2^{ème} incertitude porte sur l'intensité du signal. L'écart type est donné par un logiciel de traitement de données : $\Delta I = 10^{-3}$ u.a.

La décroissance de la puissance de sortie au-delà de 10 torr indique une diminution du nombre d'électrons énergétiques dans la décharge, susceptibles d'exciter les molécules d'Azote.

III.3.2.2 Détermination du courant optimal

Une fois la pression du mélange est fixée à sa valeur optimale (10 torr), nous avons varié l'intensité du courant de décharge. La figure III.12 montre que l'intensité du laser passe par un maximum ($I = 8$ mA), pour décroître ensuite jusqu'à l'extinction totale.

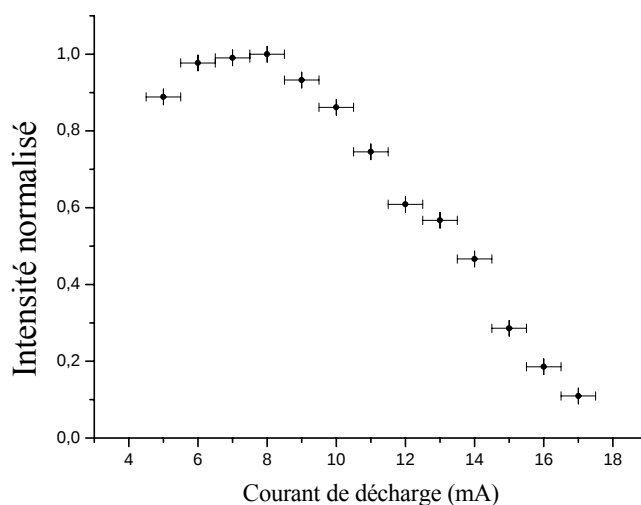


Fig III.12 : Variation de l'intensité du laser en fonction du courant de

La lecture des intensités de courant se fait par un ampèremètre. L'erreur sur la lecture est estimée à une demi graduation $\Delta I = 0.5$ mA

La décroissance de l'intensité du signal est due à la diminution du nombre des centres actifs dans le tube amplificateur suite au processus de dissociation de la molécule CO_2 quand on augmente le courant de décharge [Bat 94].

Le point de fonctionnement optimal de notre laser est de (10 ± 1) torr pour la pression du mélange (CO_2 , He, Ne) et de (8.0 ± 0.5) mA pour l'intensité du courant de décharge.

III.3.3 Grandeurs physiques

III.3.3.1 Elargissement de la raie

Deux élargissements sont considérés :

- Elargissement doppler donné par la relation suivante

$$\Delta \nu_{dopp} = 2\nu_0 / c [2kT \text{Log} 2 / M]^{1/2}$$

Tels que :

ν_0 : Est la fréquence de la raie centrale

c : célérité de la lumière

k : la constante de Boltzmann

M : la masse de la molécule CO_2

Pour $T=300^\circ\text{K}$ $\Delta \nu_{dopp} = 59\text{MHz}$

L'inter-mode longitudinal $\Delta \nu \approx 73\text{MHz}$. Un seul mode axial est susceptible d'osciller, car l'intervalle fréquentiel entre deux modes successifs est supérieur à la largeur de la raie pour le mode gaussien. .

III.3.3.2 Dimensions du faisceau laser

Etant donné que notre cavité est constituée d'un réseau et d'un miroir, le beam waist se trouve sur le réseau [Koe99], il est donné par :

$$w_0^2 = w_1^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{L(R_1 - L)}$$

Dans notre cas : $w_0 = 3.90\text{mm}$

À un point z donné :

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

Pour $z=D_1$ (au niveau du diaphragme) on aura $w(z = D_1) = 4.12\text{mm}$.

Quant à la taille du faisceau au niveau du miroir :

$$w_2^2 = \frac{\lambda}{\pi} R_1 \left(\frac{L}{R_1 - L} \right)^{1/2}$$

Nous obtenons : $w_2 = 4.28\text{mm}$.

Chapitre IV

Différents fonctionnements du laser à CO_2 avec absorbant saturable

VI.1 Introduction :

La richesse de la dynamique du fonctionnement du laser à CO_2 , nous a permis d'observer plusieurs formes d'impulsions [Dup75, Bar94, Hend03, Cho05]

Dans cette partie, nous avons varié la pression de l'absorbant saturable afin de déterminer la plage pour laquelle, nous observons l'influence de la compétition des modes transverses sur la forme des impulsions générées.

VI.2 Variation de la forme des impulsions en fonction de la pression de l'absorbant

Dans cette partie, nous avons fixé la pression du mélange dans le tube amplificateur et le courant de décharge, à des valeurs qui permettent un fonctionnement optimal de notre laser que nous avons déterminées au chapitre précédent. Ces valeurs sont :

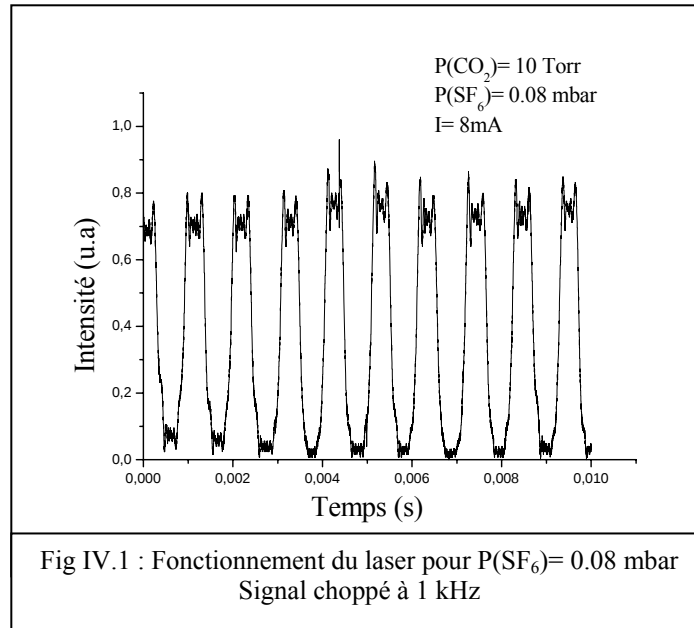
Une pression totale du mélange gazeux (CO_2 , Ne, He) égale à 10 torr, et une intensité du courant de décharge égale à 8 mA.

Les résultats sont représentés en fonction de la pression. On distingue alors trois régions:

Basses pressions, pressions intermédiaires et les hautes pressions

VI.2.1 Basses pressions

Cette région correspond aux pressions inférieures à 0.10 mbar. Notre laser fonctionne en régime relaxé. La faible pression de l'absorbant n'est pas en mesure d'assurer un fonctionnement pulsé. Nous avons pris comme exemple pour illustrer ce mode de fonctionnement, une pression du $\text{SF}_6 = 0.08$ mbar. La figure ci-dessous montre l'allure de l'intensité du laser en fonction du temps :



Pour cette gamme de pression du SF_6 , l'absorbant joue un rôle négligeable, et la dynamique du laser ressemble à un fonctionnement sans absorbant saturable [Henn93]

VI.2.2 Pressions intermédiaires : $0.10 \leq P(\text{SF}_6) < 0.40 \text{ mbar}$

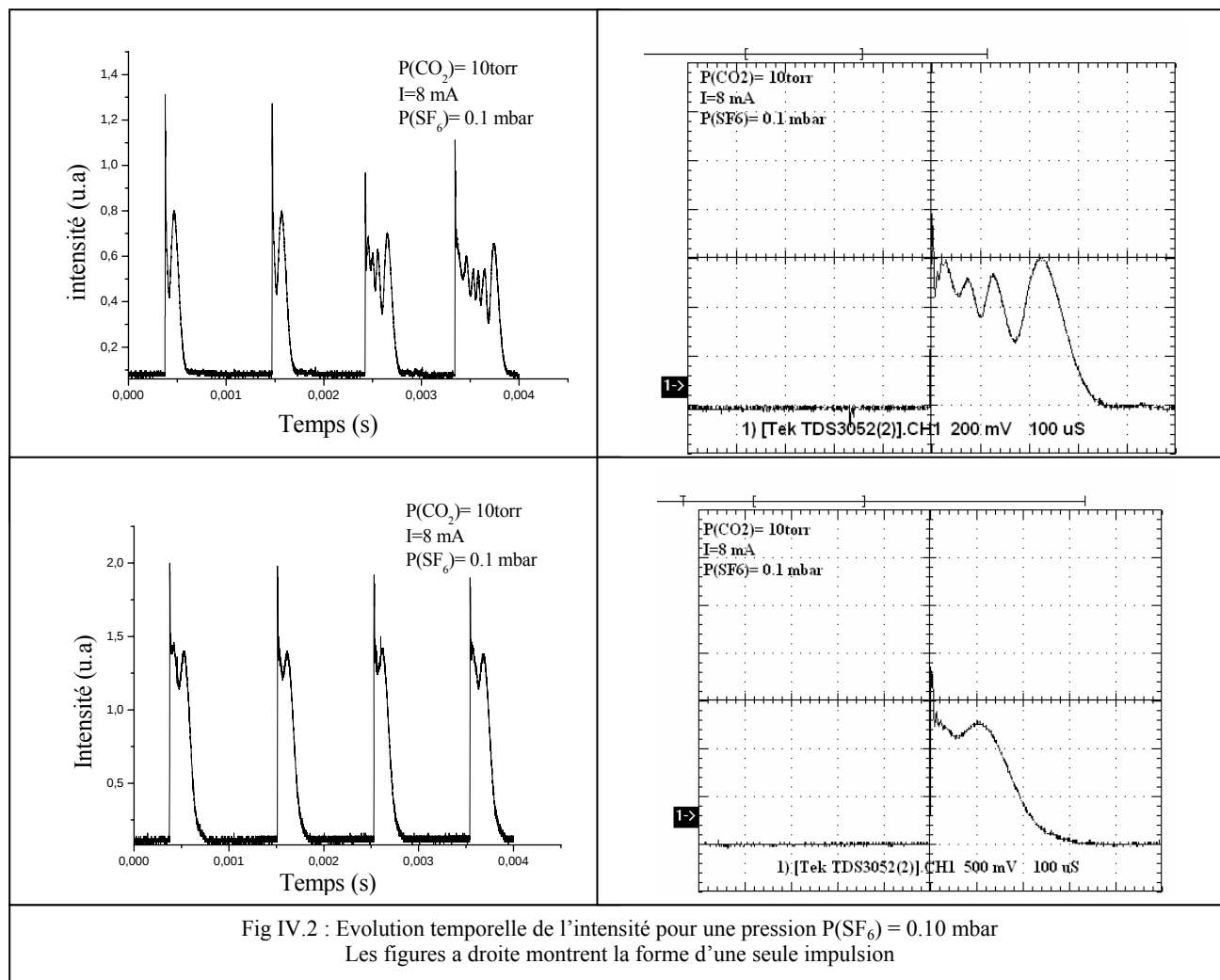
Dans cette gamme de pression du SF_6 , la forme des impulsions obtenues dépend fortement des conditions expérimentales, et en particulier à l'alignement de la cellule. Les vibrations causées par les deux bâtis de pompage, affectent sensiblement le déclenchement des impulsions. Dans certains cas, le fonctionnement continu et le PQS sont observés en même temps. Pour illustrer les instabilités dans cette gamme de pressions, nous présentons plusieurs types d'impulsions pour les mêmes conditions expérimentales.

Nous pouvons diviser cette région en deux plages de pressions, selon le nombre de pics secondaires qui apparaissent : $0.10 \leq P(\text{SF}_6) < 0.25 \text{ mbar}$ et $0.25 \leq P(\text{SF}_6) < 0.40 \text{ mbar}$

VI.2.2.1 Région 1 : $0.10 \leq P(\text{SF}_6) < 0.25 \text{ mbar}$

Les impulsions obtenues dans cette gamme de pression sont caractérisées par plusieurs pics secondaires qui suivent le déclenchement de la 1^{ère} impulsion. Pour Nous allons donner quelques exemples qui illustrent ce mode de fonctionnement.

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.10 \text{ mbar}$



Cette pression représente la limite entre le fonctionnement continu et le fonctionnement pulsé, un petit désalignement de la cellule, provoque la disparition des impulsions. Pour cela un réglage très rigoureux du laser est indispensable afin d'avoir un fonctionnement pulsé.

Nous avons relevé que pour les mêmes conditions expérimentales, la forme des impulsions peut changer. Notre laser est instable, et les résultats sont irréductibles. Pour montrer ces observations, nous avons relevé à chaque fois deux images oscilloscopes.

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.15 \text{ mbar}$

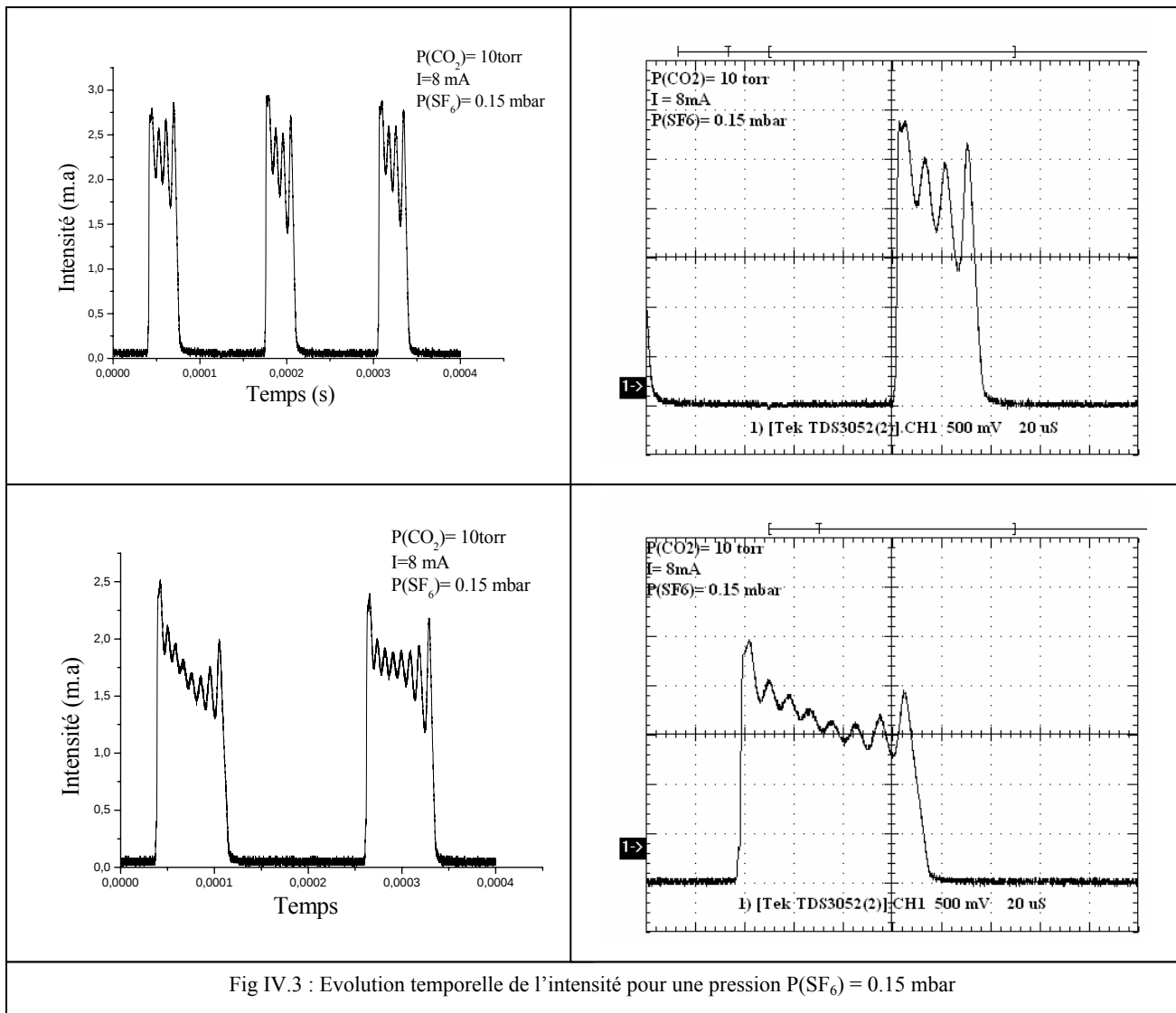


Fig IV.3 : Evolution temporelle de l'intensité pour une pression $P(\text{SF}_6) = 0.15 \text{ mbar}$

Comme on peut le voir sur les figures IV.2 et IV.3, l'augmentation de la pression de l'absorbant augmente le nombre de pics secondaires.

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.20 \text{ mbar}$

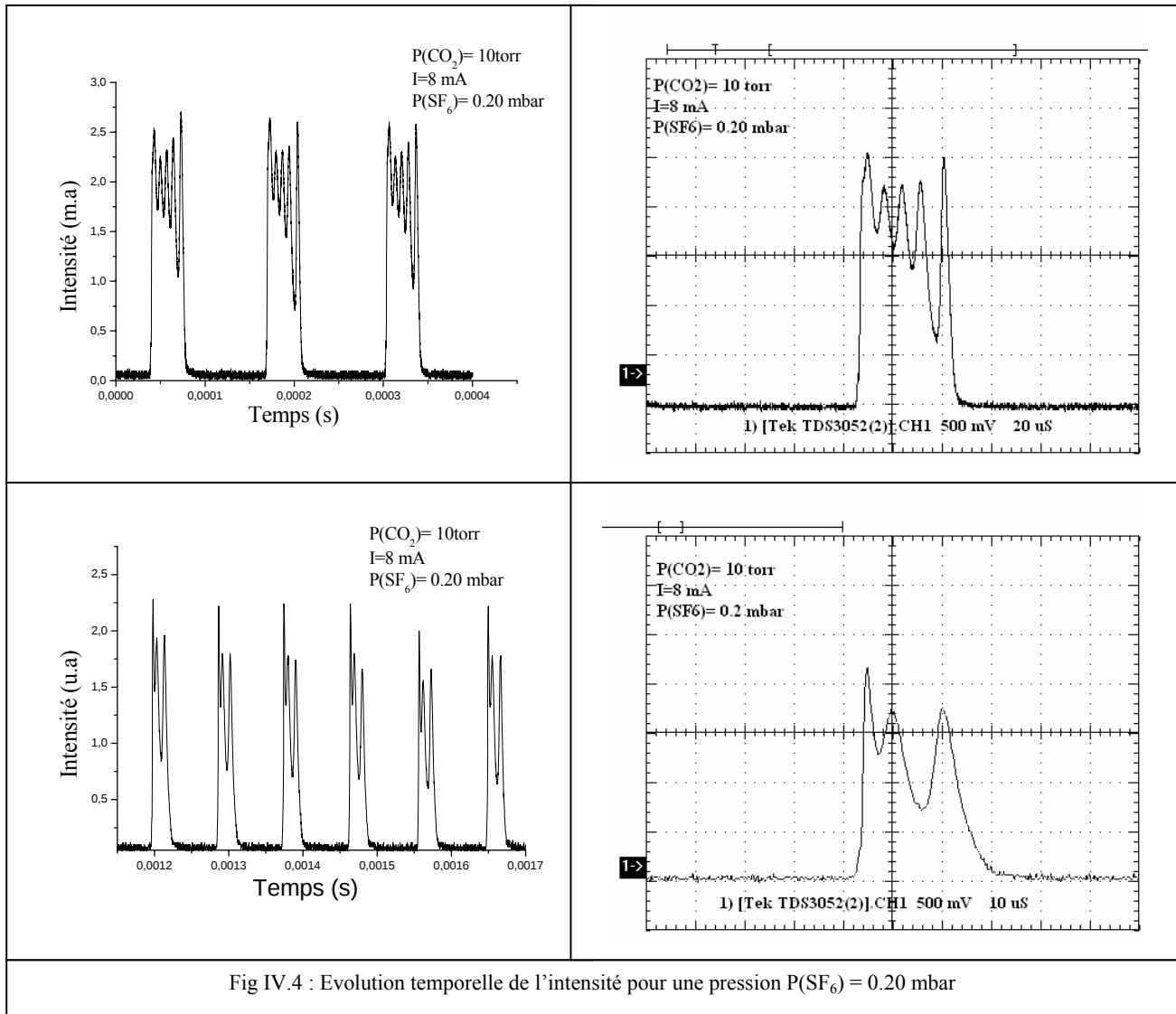


Fig IV.4 : Evolution temporelle de l'intensité pour une pression $P(\text{SF}_6) = 0.20 \text{ mbar}$

VI.2.2.1.1 Discussion

Pour expliquer l'apparition des pics secondaires, deux interprétations ont été données:

- Les pics secondaires sont dus vraisemblablement à la participation des différentes raies qui constituent le spectre d'émission du laser à CO_2 . Cette possibilité est écartée par le fait qu'on utilise un réseau, qui permet la sélection d'une seule raie.
- D'après Wilkowski et al [Wil95], les pics secondaires qui suivent l'apparition de l'impulsion principale, sont résultats de la compétition des modes transverses d'ordre supérieur, qui sont d'ailleurs favorisés par les faibles pertes de l'absorbant dans cette gamme de pressions.

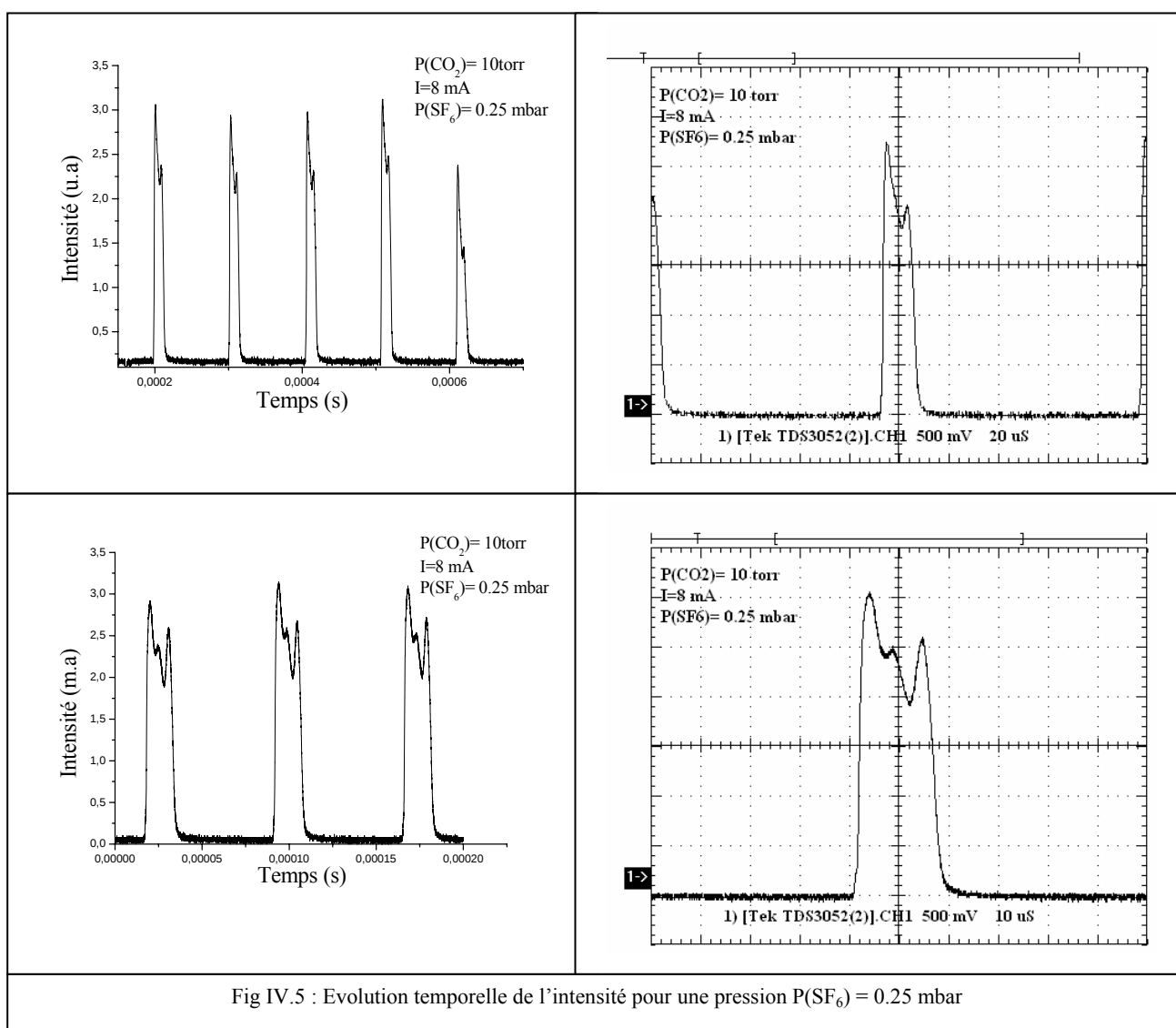
A noter que la largeur à mi-hauteur des impulsions obtenues varie entre 40 et 400 μs . La distance fréquentielle entre deux impulsions se situe entre 1 et 10 kHz, tandis que la fréquence des pics secondaires est de l'ordre de 0.1 MHz.

VI.2.2.2 Région 2 : $0.25 \leq P(\text{SF}_6) < 0.40$ mbar

A partir de 0.25 mbar, les impulsions obtenues prennent une forme plus au moins régulière, et le premier constat qu'on peut établir, c'est la diminution du nombre de pics secondaires.

Nous allons montrer le fonctionnement de notre laser dans cette plage de pressions, et nous discuterons par la suite la forme que prennent ces impulsions.

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.25$ mbar



- Pression du $\text{SF}_6 = 0.30 \text{ mbar}$

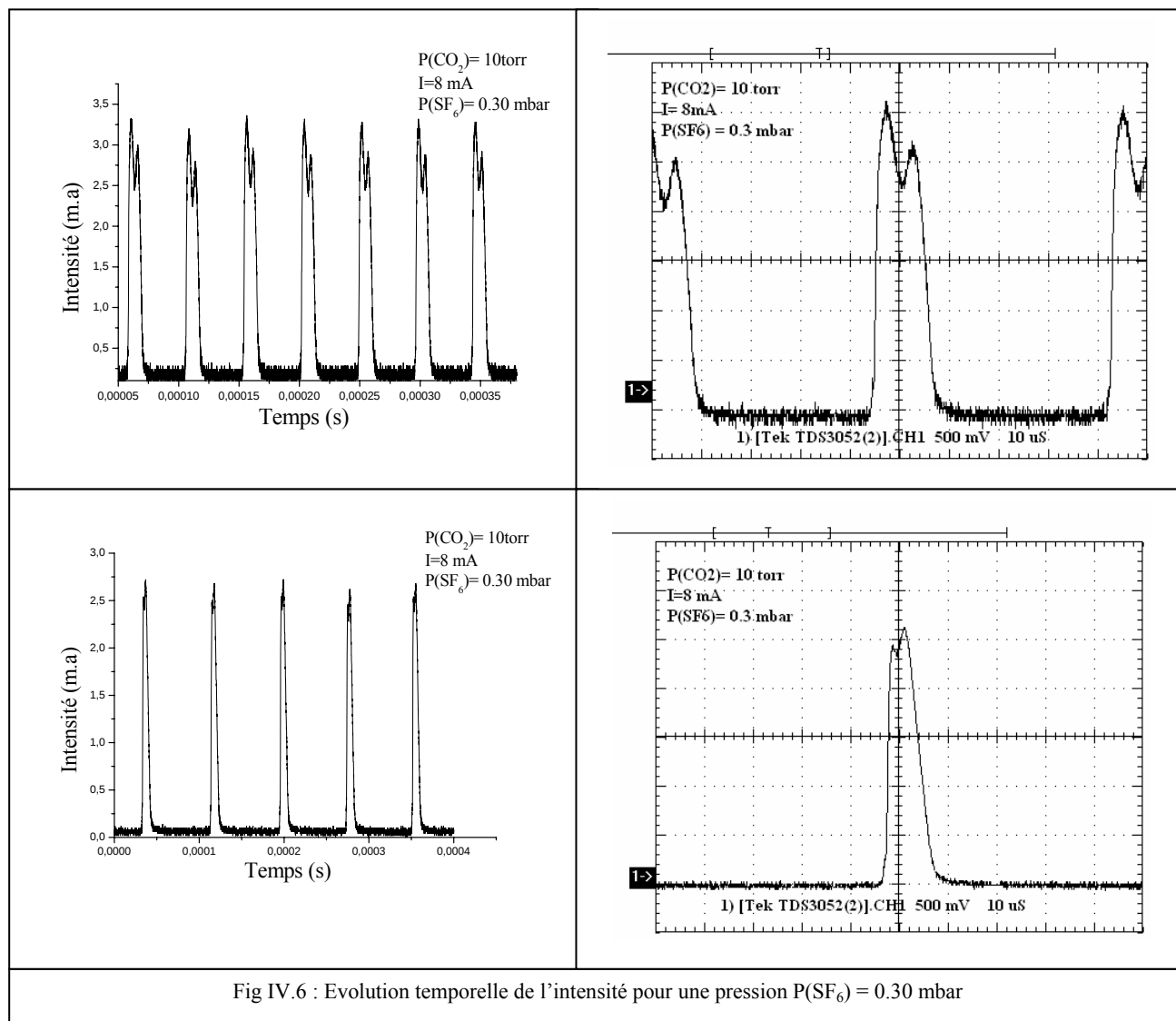


Fig IV.6 : Evolution temporelle de l'intensité pour une pression $\text{P}(\text{SF}_6) = 0.30 \text{ mbar}$

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.37 \text{ mbar}$

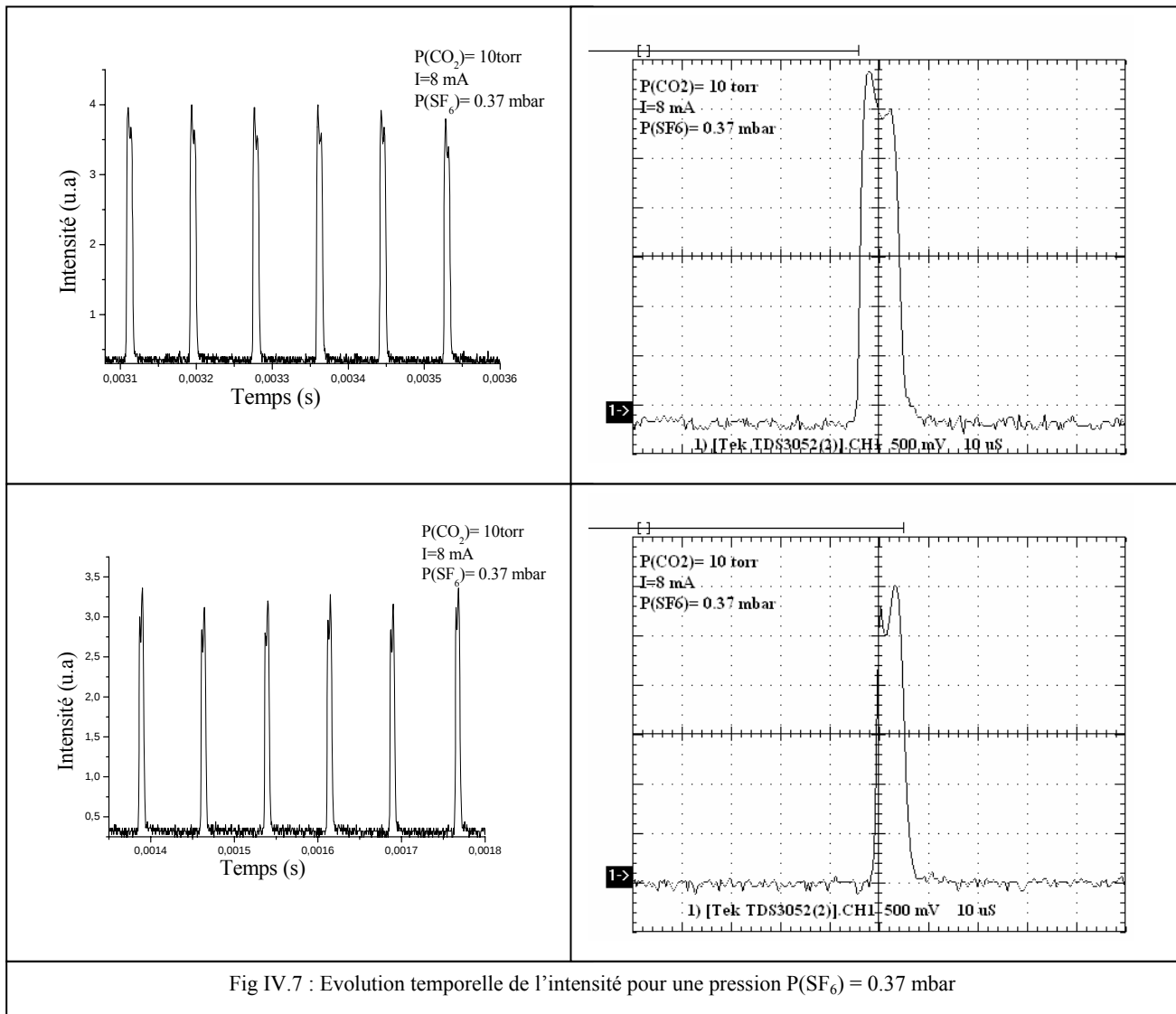


Fig IV.7 : Evolution temporelle de l'intensité pour une pression $P(\text{SF}_6) = 0.37 \text{ mbar}$

VI.2.2.2.1 Discussion

Comme le montre les figures IV.5 à IV.7, à partir de 0.25 mbar, les impulsions ont tendance à se stabiliser, et le nombre de pics secondaires se réduit considérablement, pour ne laisser place qu'à trois pics au maximum.

Comme les pertes sont proportionnelles à l'ordre des modes transverses, le seuil d'oscillation ne peut être atteint que pour un nombre très restreint de modes. Ainsi donc, les modes susceptibles d'osciller, sont le mode fondamental qui a un gain très élevé, et les modes d'ordre 1.

Les impulsions générées sont caractérisées par une largeur à mi-hauteur plus courte. Elle varie entre 10 et 20 μs. La fréquence des impulsions se situe entre 6 et 20 kHz, tandis que la distance fréquentielle entre pic principal et pic secondaire est de l'ordre de 0.2 MHz.

VI.2.3 Hautes pressions: $0.40 \leq P(\text{SF}_6) \leq 1.40$ mbar

Pour ces pressions de l'absorbant, la forme des impulsions est unique caractérisée par un seul pic qui représente à priori l'oscillation du mode fondamental. Comme pour le paragraphe précédent, nous pouvons diviser cette gamme de pressions en deux régions, mais cette fois selon la largeur des impulsions.

VI.2.3.1 Région 1: $0.40 \leq P(\text{SF}_6) < 0.60$ mbar

Les figures IV 7 ci-dessous montrent l'allure de l'intensité des pulses en fonction du temps. Nous observons la disparition totale des pics secondaires, laissant place à des impulsions propres et régulières.

- Pression du SF₆ = 0.46 mbar

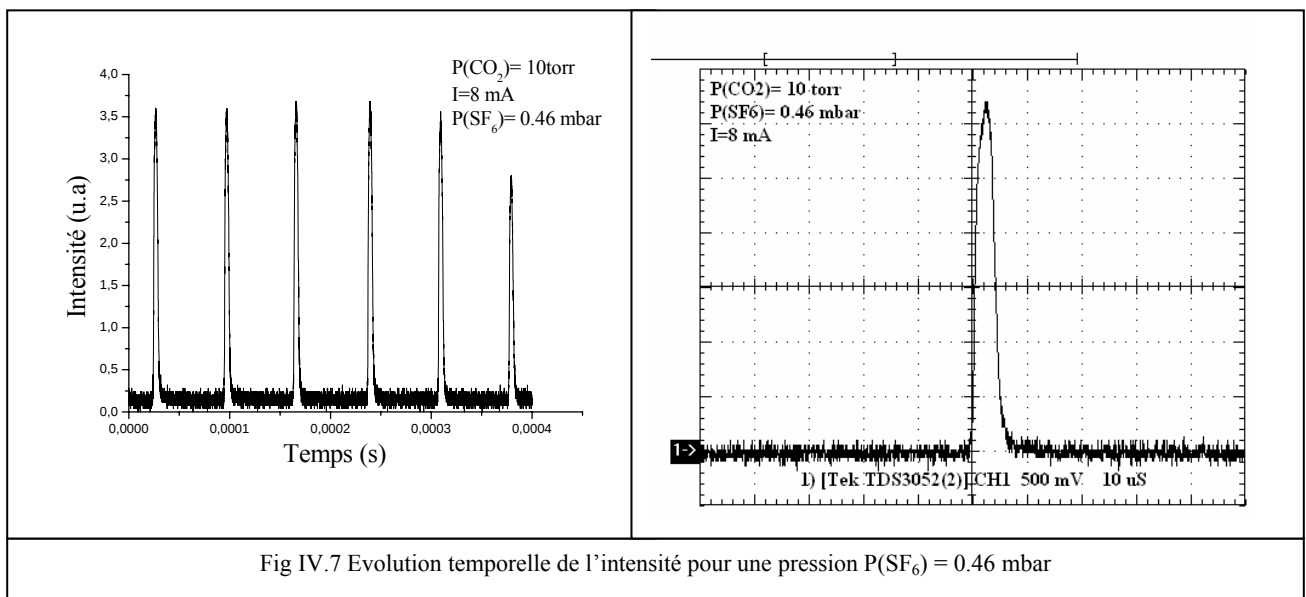
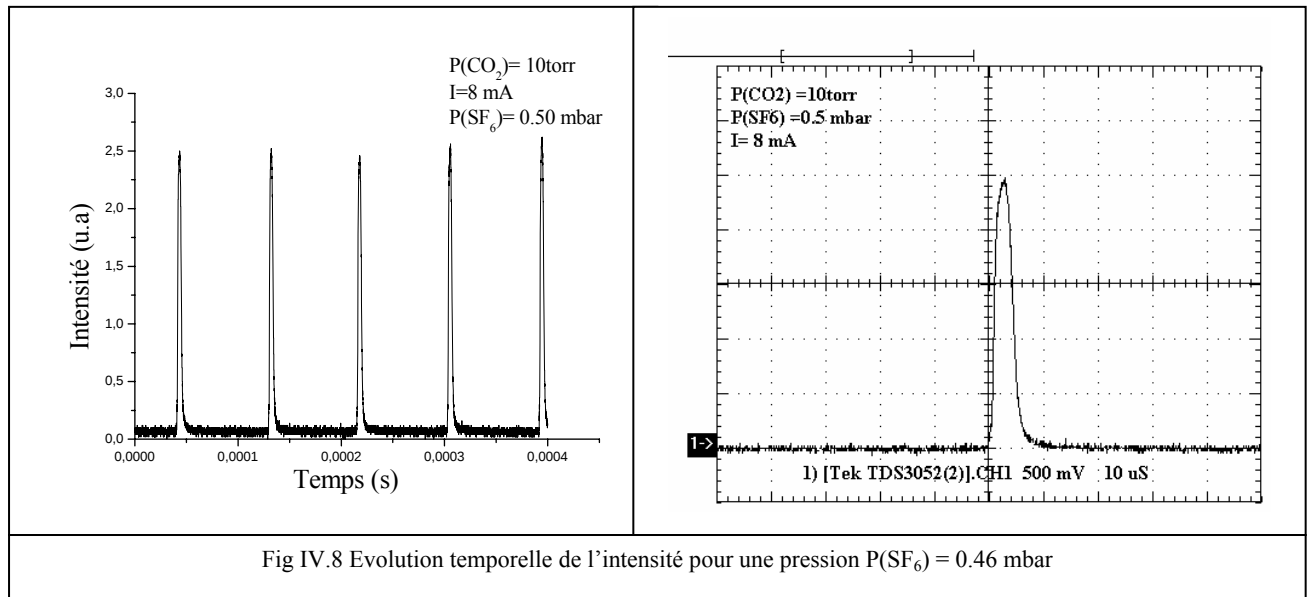


Fig IV.7 Evolution temporelle de l'intensité pour une pression $P(\text{SF}_6) = 0.46$ mbar

- Pression du $\text{SF}_6 = 0.50 \text{ mbar}$



VI.2.3.1.1 Discussion

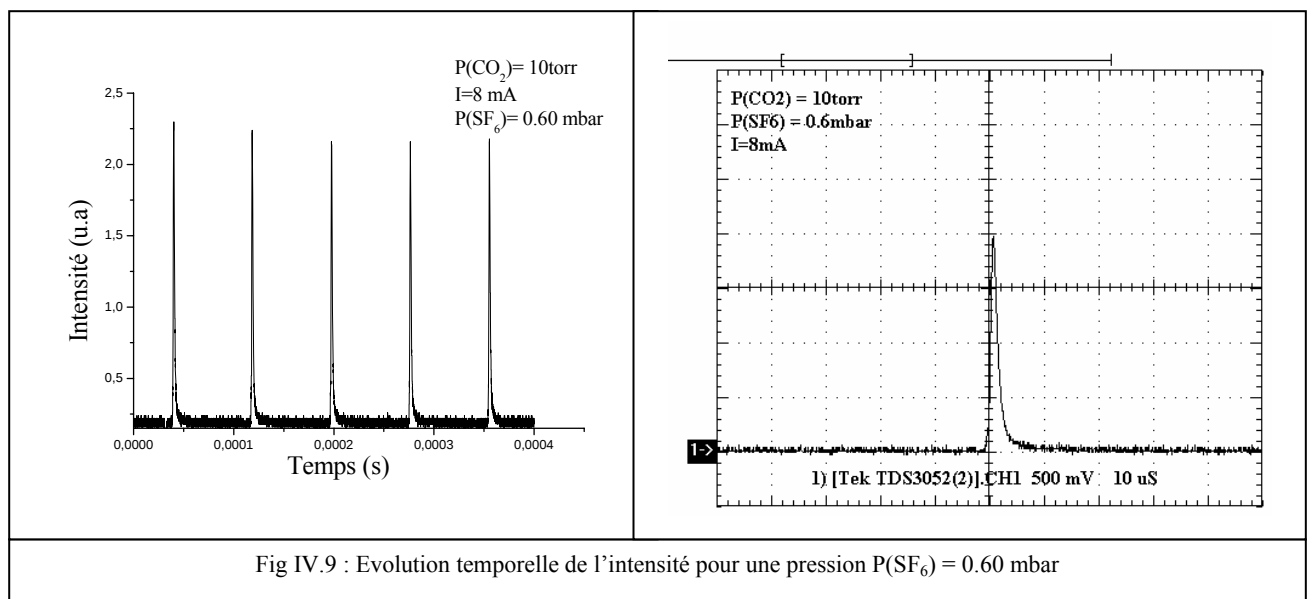
Comme le montrent les figures IV.7 et IV.8, les impulsions obtenues pour les pressions comprises entre 0.40 et 0.60 mbar sont constituées d'un seul pic, qui prend naissance toujours à partir d'un fond nul. Quant à la fréquence de répétition des pulses, elle est toujours instable et varie entre 5 et 20 kHz. La largeur de l'impulsion se stabilise autour de $4 \mu\text{s}$.

VI.2.3.2 Région 2: $0.60 \leq P(\text{SF}_6) \leq 1.40 \text{ mbar}$

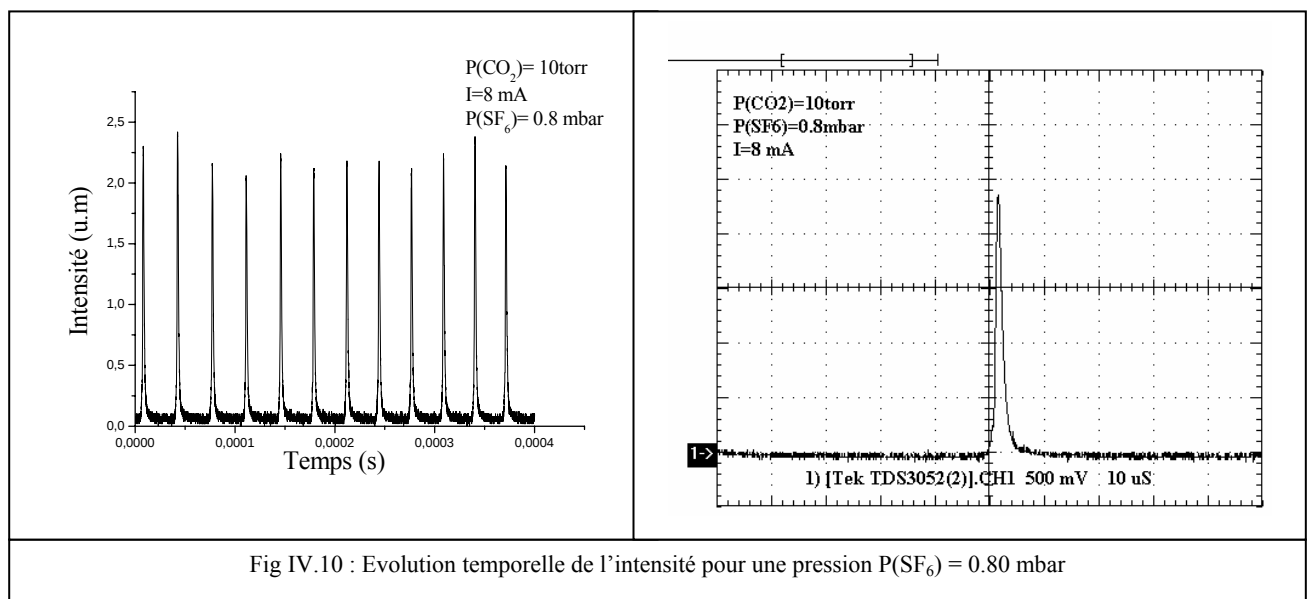
A partir de 0.6 mbar, nous commençons à obtenir des impulsions courtes, régulières dans le temps. C'est le type d'impulsions qu'on utilise dans les différentes applications des lasers de puissance.

Les figures ci-dessous montrent le fonctionnement pulsé de notre laser dans cette gamme de pression.

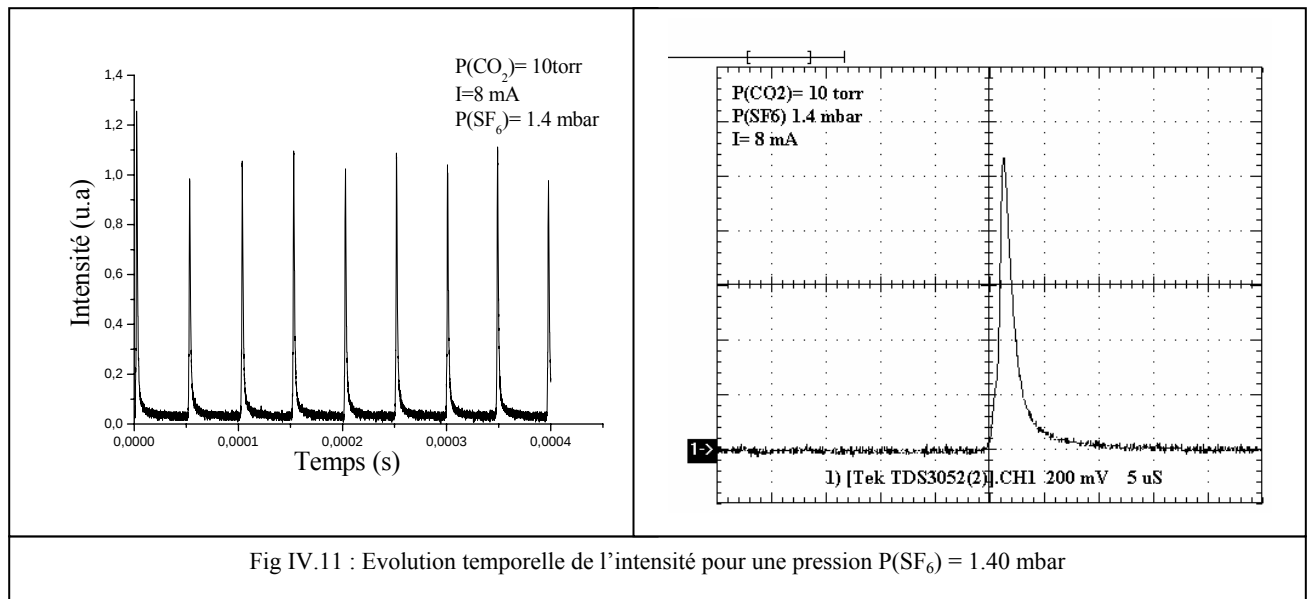
- Pression du $\text{SF}_6 = 0.60 \text{ mbar}$



- Pression du $\text{SF}_6 = 0.80 \text{ mbar}$



- Pression du $\text{SF}_6 = 1.40 \text{ mbar}$



VI.2.3.2.1 Discussion

Pour les hautes pressions du SF_6 , l'impulsion est caractérisée par un front de montée très raide. Le sommet est atteint en moins d'une micro seconde, alors que la chute de l'impulsion est un peu plus lente, ce qui conduit à une largeur à mi-hauteur comprise entre 1.2 et $2 \mu\text{s}$. L'intervalle de temps entre deux impulsions n'excède jamais $80 \mu\text{s}$, ce qui donne une fréquence de répétitions supérieure à 12 kHz . La forme de ces impulsions a été observée pour la première fois par Burak et al [Bur71]. Notons qu'au delà de 1.4 mbar , notre laser s'éteint totalement à cause des fortes pertes engendrées par l'importante pression de l'absorbant.

VI.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons passé en revue les différents fonctionnements d'un laser à CO_2 avec absorbant saturable, et comme nous l'avons montré, plusieurs types de fonctionnement ont été observés.

Dans les conditions normales de fonctionnement de notre laser, le régime impulsionnel apparaît pour des pressions du SF_6 comprises entre 0.10 et 1.40 mbar . La forme des impulsions observées, dépend de la pression du SF_6 .

Au dessous de 0.10 mbar la dynamique de notre laser ressemble à un fonctionnement sans absorbant. En effet, le nombre de molécules du SF₆, n'est pas en mesure d'absorber toute l'intensité du laser, et l'absorbant dans ce cas est partiellement opaque.

À partir d'une certaine pression (pour notre cas 0.10 mbar), l'intensité de saturation est atteinte, et le "répétitive Q-Switching" commence à prendre forme. Jusqu'à 0.40 mbar, les impulsions générées sont constituées d'un pic principal, suivi d'une multitude de pics secondaires, généralement d'intensité plus faible. Le nombre de ces pics diminue avec l'augmentation de la pression de l'absorbant, pour ne laisser place qu'à trois pics maximum au-delà de 0.25 mbar. Les impulsions générées dans cette plage de pression sont caractérisées par une largeur qui peut atteindre 400µs. Tout porte à croire que la forme particulière de ces impulsions, est le résultat de la compétition des multi-modes transverses. Cette hypothèse sera l'objet d'une étude approfondie dans le chapitre suivant.

En augmentant la pression de l'absorbant, les pertes deviennent beaucoup plus importantes, et seul le mode fondamental TEM₀₀ dont le gain est supérieur à ces pertes peut osciller. Ce mode de fonctionnement donne des impulsions propres, et leurs formes sont stables. Il est obtenu dans notre expérience pour des pressions supérieures à 0.40 mbar. Nous avons réussi à obtenir des impulsions dont la largeur à mi-hauteur se situe autour de 1.2µs. Ce qui constitue un avantage pour la fabrication des lasers de puissance.

Dans ce chapitre, nous avons déterminé la plage de pressions dans laquelle, un fonctionnement multi-modes est observé. Dans le chapitre suivant, nous allons voir l'effet du diaphragme sur la forme des impulsions, principalement celles générées par la compétition des modes transverses.

Chapitre V

L'influence de l'ouverture d'un diaphragme sur la forme des impulsions générées

V.1 Introduction

Nous avons établi au chapitre I les équations qui régissent la propagation du champ résonant à l'intérieur d'une cavité passive. La formule I.11 peut éventuellement s'écrire de la manière suivante :

$$E(x, y, z) = \sum_{m,n=0}^{\infty} c_m^n E_m^n(x, y, z) \quad \text{V.1}$$

Dans le cadre d'une propagation libre et sur un plan transverse donné où la coordonnée z est constante, cette formule indique que le champ E est la combinaison des modes E_m^n . Son 0profil s'apparente beaucoup plus à un mode E_m^n particulier si son coefficient c_m^n est prédominant sur les autres modes. Ceci renvoie à l'idée de compétition entre modes [Tar85] qui met en jeu les pertes totales et le gain de chacun à l'intérieur de la cavité. De sorte que pour une cavité quelconque, l'oscillation est toujours multimodes sauf si des précautions particulières sont prises pour favoriser l'un des modes au détriment des autres. Ces techniques de sélection se font par l'introduction d'éléments dispersifs [Mey69] tels que des diaphragmes [Ste83, Ait88, Kel85, Kel87] ou encore par l'adjonction d'une cavité filtre supplémentaire [Fox68]. L'augmentation des pertes pour les modes indésirables entraînera l'oscillation du mode voulu.

Nous avons déterminé dans le chapitre précédent les conditions dont lesquelles nous obtenons un fonctionnement multi-modes. Nous rappelons que ce dernier est observé pour des pressions de l'absorbant inférieures à 0.4 mbar. Nous allons voir dans ce chapitre le rôle joué par le diaphragme dans la mise en forme des impulsions générées.

V.2 Rôle d'un diaphragme

La méthode couramment utilisée pour avoir oscillation sur le mode gaussien, consiste à créer des pertes supplémentaires par diffraction, en introduisant un diaphragme à l'intérieur de la cavité [Bou86]. Cet élément permet l'élimination des modes transverses, mais il perturbe inévitablement le mode gaussien [Mas77, Asa83]. D'autres effets liés à l'introduction d'un diaphragme sont observés. Nous citons :

- Effet Garside [Kel85]: Quand le diamètre du faisceau s'élargit, la diffraction et donc les pertes augmentent, par conséquent l'intensité du laser diminue. Cet effet Garside conduit à une dissymétrie de la raie.
- L'effet lentille : Depuis l'expérience de Li et al [Li63], il est connu que "diaphragmer" un laser peut conduire à augmenter sa puissance de sortie.

La capacité d'une cavité diaphragmée à discriminer les modes transverses est caractérisée par le facteur de troncature "T" que nous avons défini au chapitre I. Compte tenu de notre dispositif expérimental, la valeur de ce paramètre pour un rayon du diaphragme égal à 2mm sera :

$$T = a/w(Z_D) = 2 / 4.12 = 0.48$$

Compte tenu de cette valeur, nous pouvons affirmer que le niveau des pertes par diffraction pour les modes transverses d'ordre supérieur est important. Nous allons le vérifier avec les résultats expérimentaux.

V.3 Résultats expérimentaux

Comme au chapitre précédent, nous allons présenter les résultats suivant les valeurs de la pression de l'absorbant. Néanmoins, nous allons nous intéresser aux gammes de pressions où nous obtenons des impulsions, c'est-à-dire les pressions supérieures ou égale à 0.1 mbar. La figure ci-dessous montre un schéma simplifié du montage expérimental :

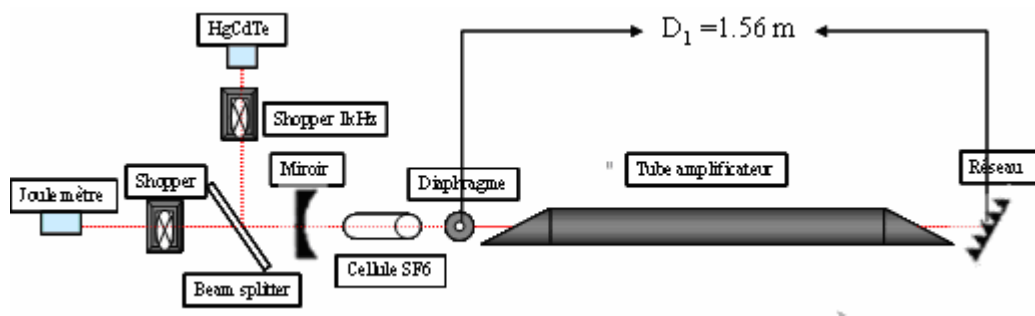


Fig V.1 : Schéma simplifié du montage expérimental

V.3.1 Influence du diaphragme pour les pressions intermédiaires de l'absorbant

Nous rappelons que cette gamme correspond aux pressions comprises entre 0.1 et 0.4 mbar. Les impulsions sont caractérisées par des oscillations qui se placent juste après l'impulsion principale. Ces oscillations sont souvent suivies par une petite amplification qui a l'allure d'une impulsion.

- $P(\text{SF}_6) = 0.15 \text{ mbar}$

Les figures ci-dessous montrent l'allure temporelle des impulsions pour un diaphragme ouvert et pour un diamètre du diaphragme égal à 4mm :

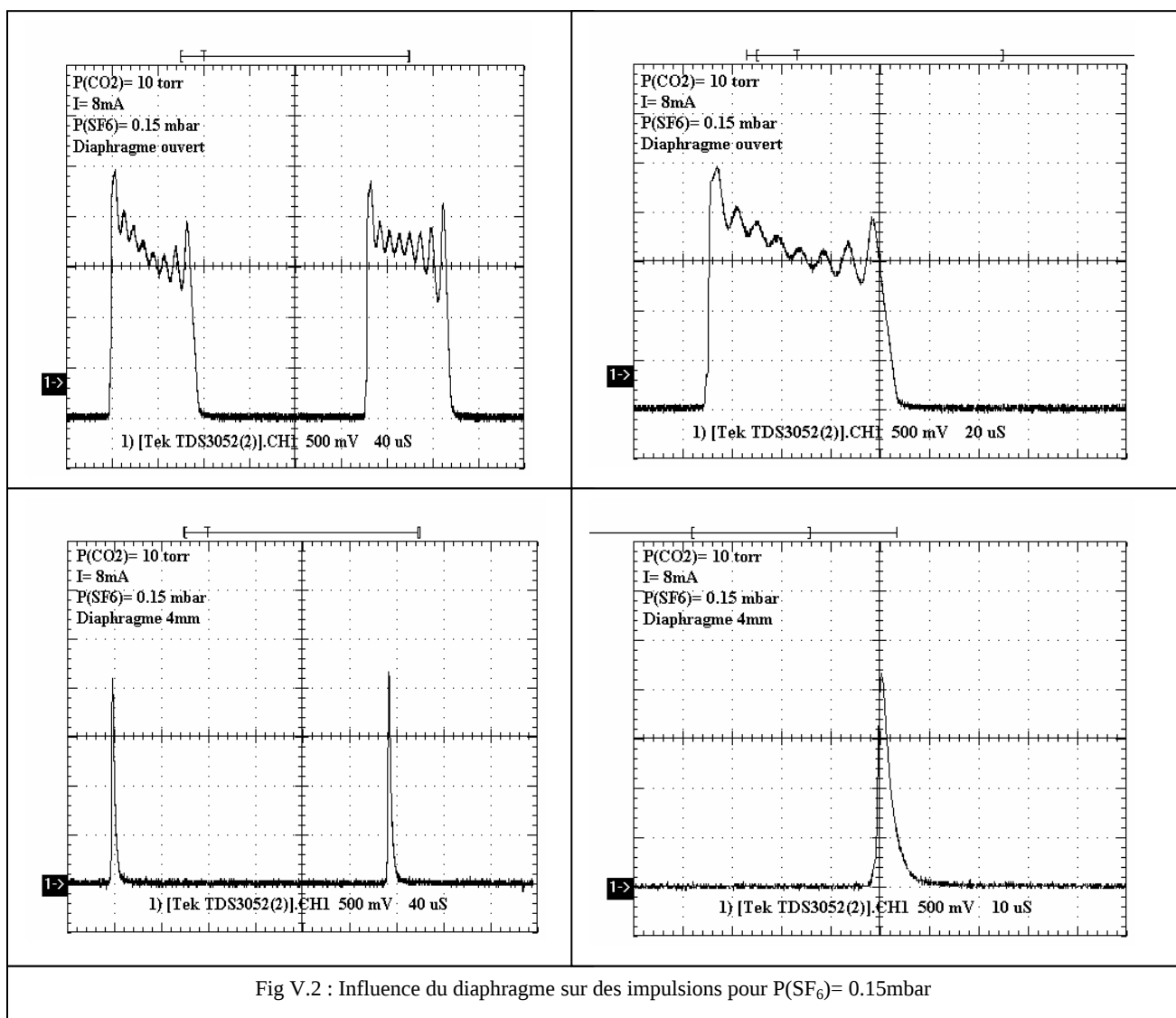


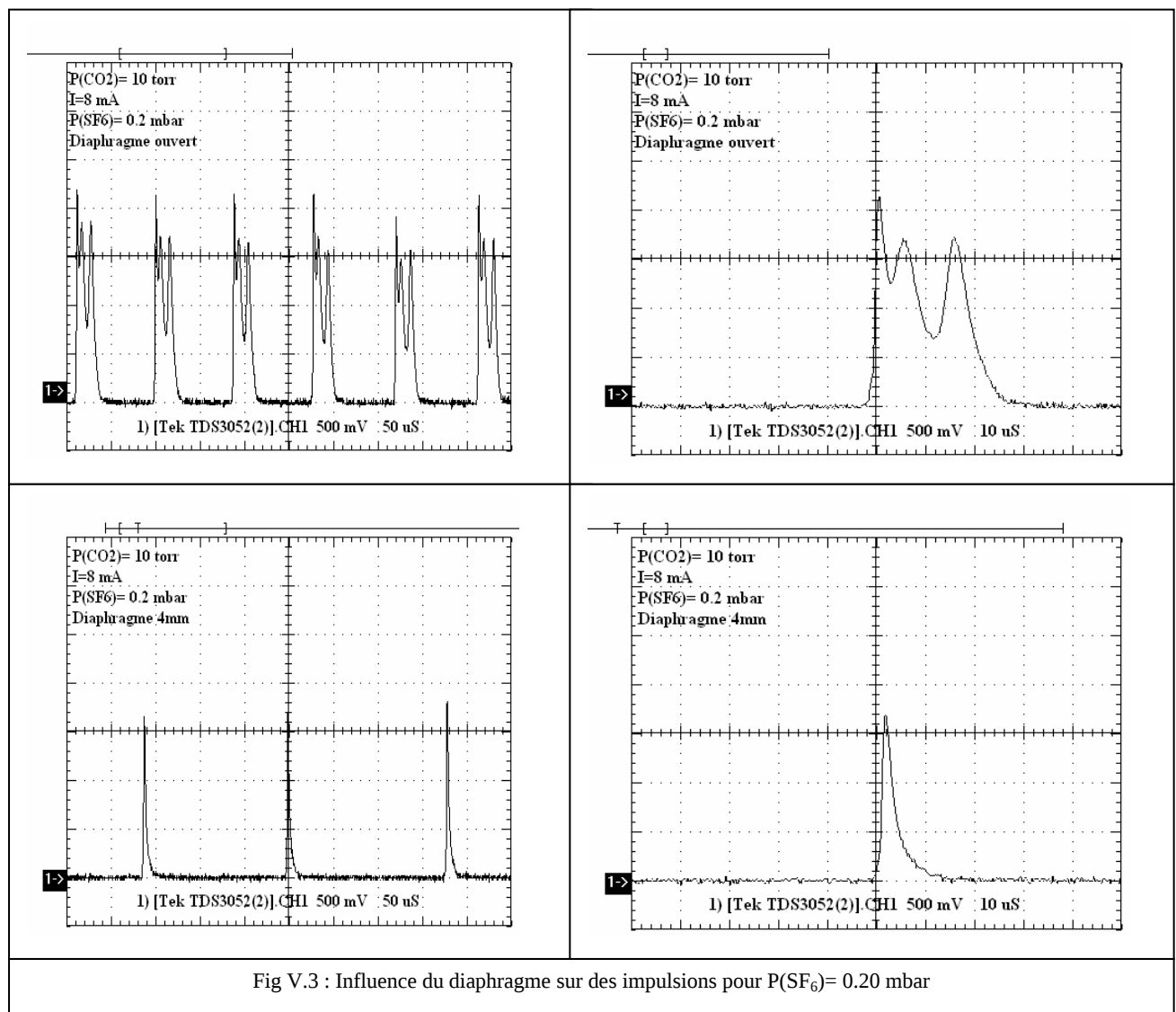
Fig V.2 : Influence du diaphragme sur des impulsions pour $P(\text{SF}_6) = 0.15 \text{ mbar}$

Les caractéristiques principales de l'impulsion sont résumées dans un tableau pour chaque pression.

- Caractéristiques de la mesure

	Diaphragme ouvert	Diaphragme 4mm
Période des impulsions (μ s)	220	230
Amplitude du pic principal (u.a)	2.4	2.2
Amplitude du pic secondaire (u.a)	1.8	-
Durée de l'impulsion (μ s)	68	2

- $P(\text{SF}_6) = 0.20 \text{ mbar}$



- Caractéristiques de la mesure

	Diaphragme ouvert	Diaphragme 4mm
Période des impulsions (μ s)	90	180
Amplitude du pic principal (u.a)	2.3	1.7
Amplitude du pic secondaire (u.a)	1.7	-
Durée de l'impulsion (μ s)	15	2.5

- $P(\text{SF}_6) = 0.31 \text{ mbar}$

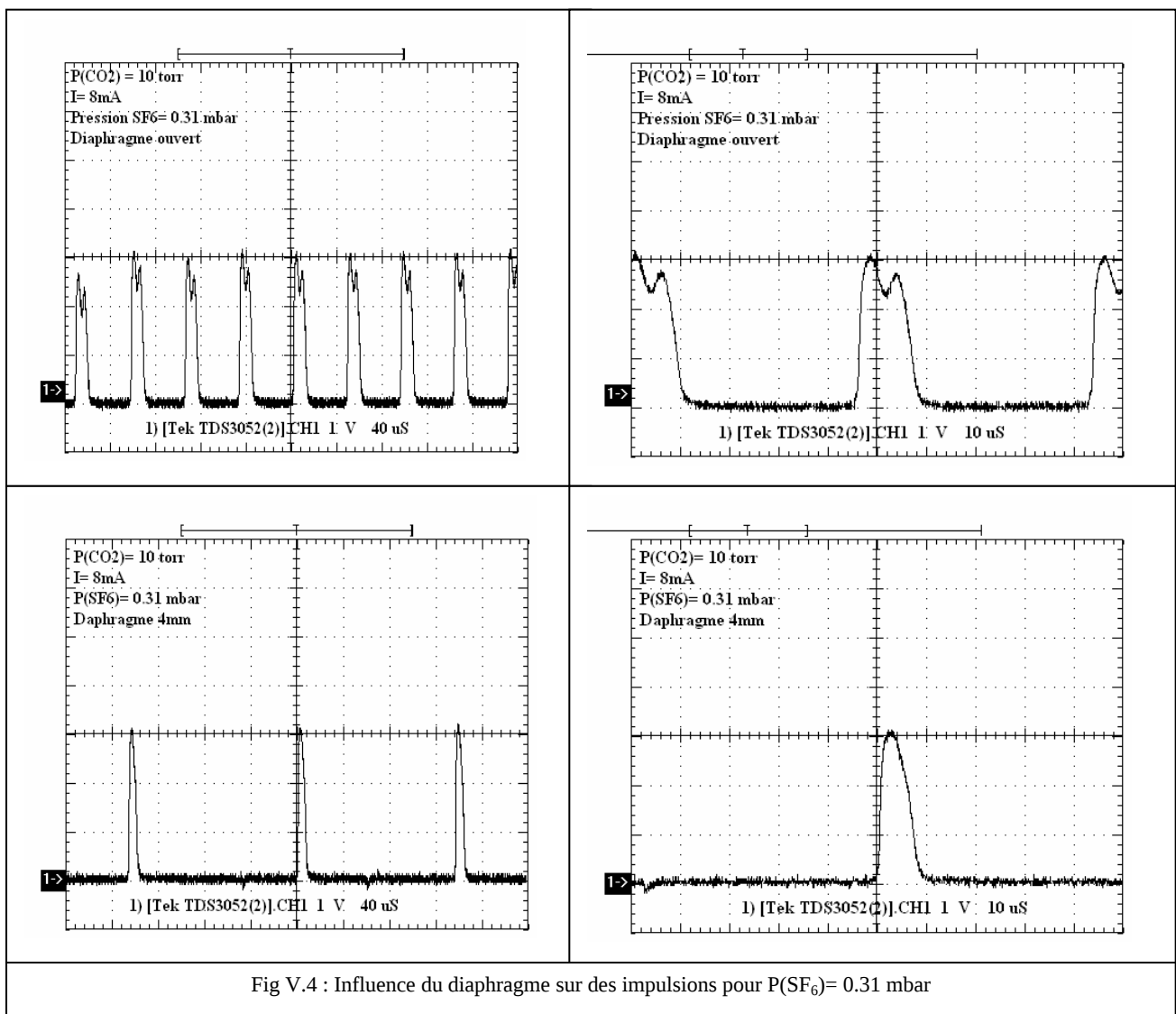
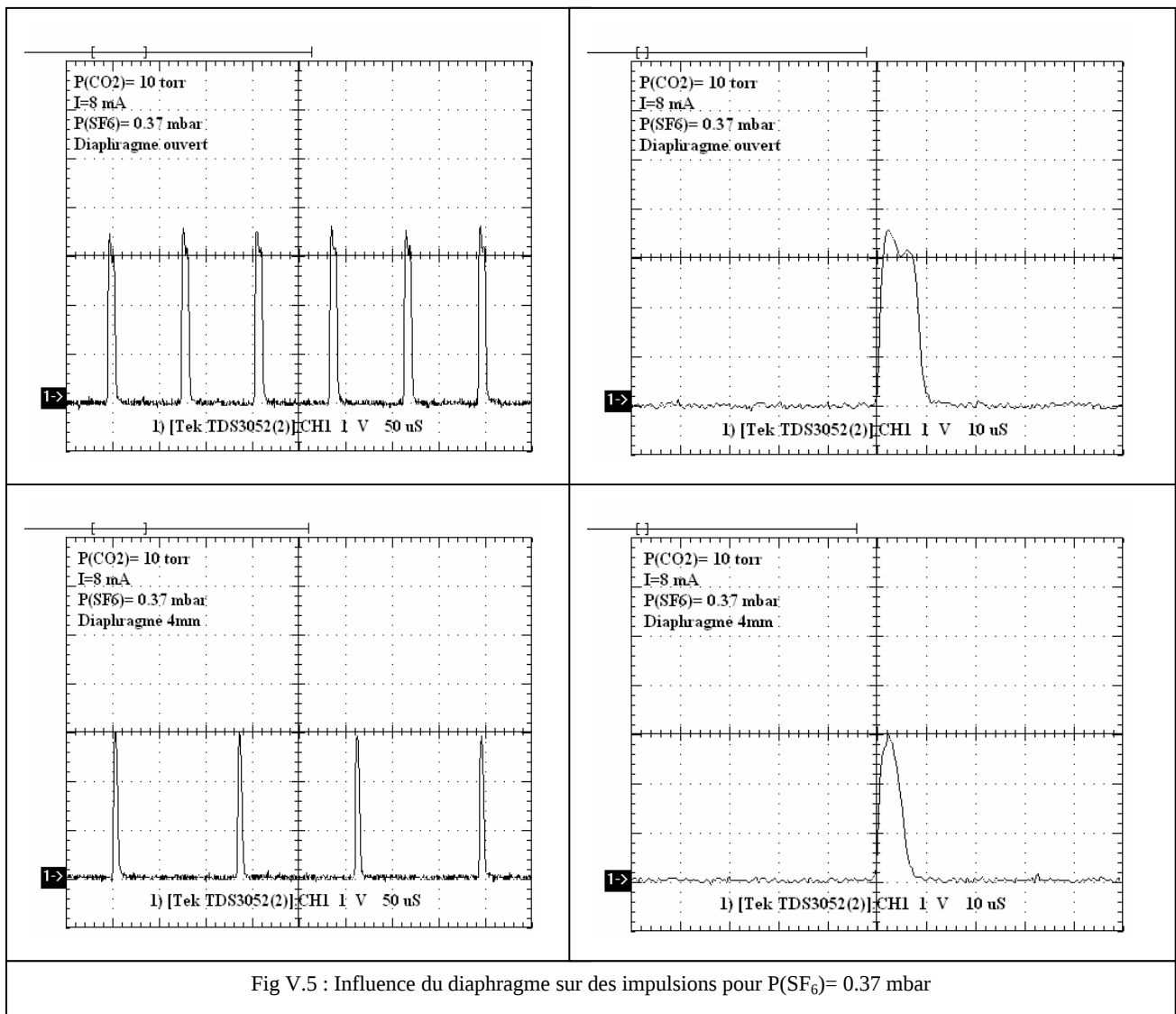


Fig V.4 : Influence du diaphragme sur des impulsions pour $P(\text{SF}_6) = 0.31 \text{ mbar}$

- Caractéristiques de la mesure

	Diaphragme ouvert	Diaphragme 4mm
Période des impulsions (μ s)	48	130
Amplitude du pic principal (u.a)	3.2	3
Amplitude du pic secondaire (u.a)	2.7	-
Durée de l'impulsion (μ s)	10	6

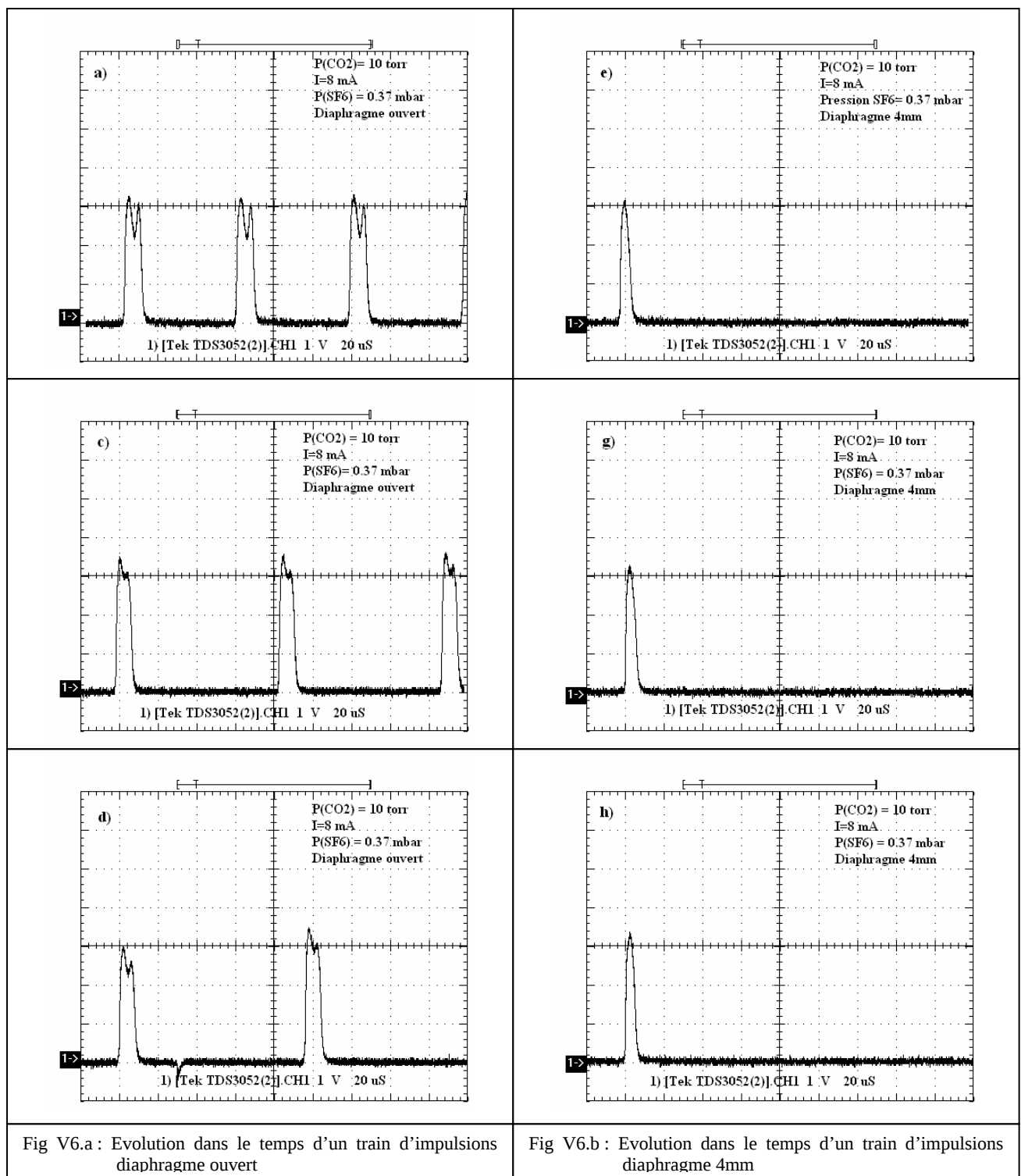
- $P(\text{SF}_6) = 0.37 \text{ mbar}$



- **Caractéristiques de la mesure**

	Diaphragme ouvert	Diaphragme 4mm
Période des impulsions (μ s)	75	140
Amplitude du pic principal (u.a)	3.6	3
Amplitude du pic secondaire (u.a)	3.4	-
Durée de l'impulsion (μ s)	8	4

Pour confirmer ces observations, nous avons réalisé plusieurs enregistrements dans des intervalles de temps réguliers pour les mêmes conditions expérimentales afin de suivre l'évolution de ces impulsions dans le temps. Les figures ci-dessous montrent l'évolution des impulsions pour un diaphragme ouvert et un diamètre égal à 4 mm.



- Discussion

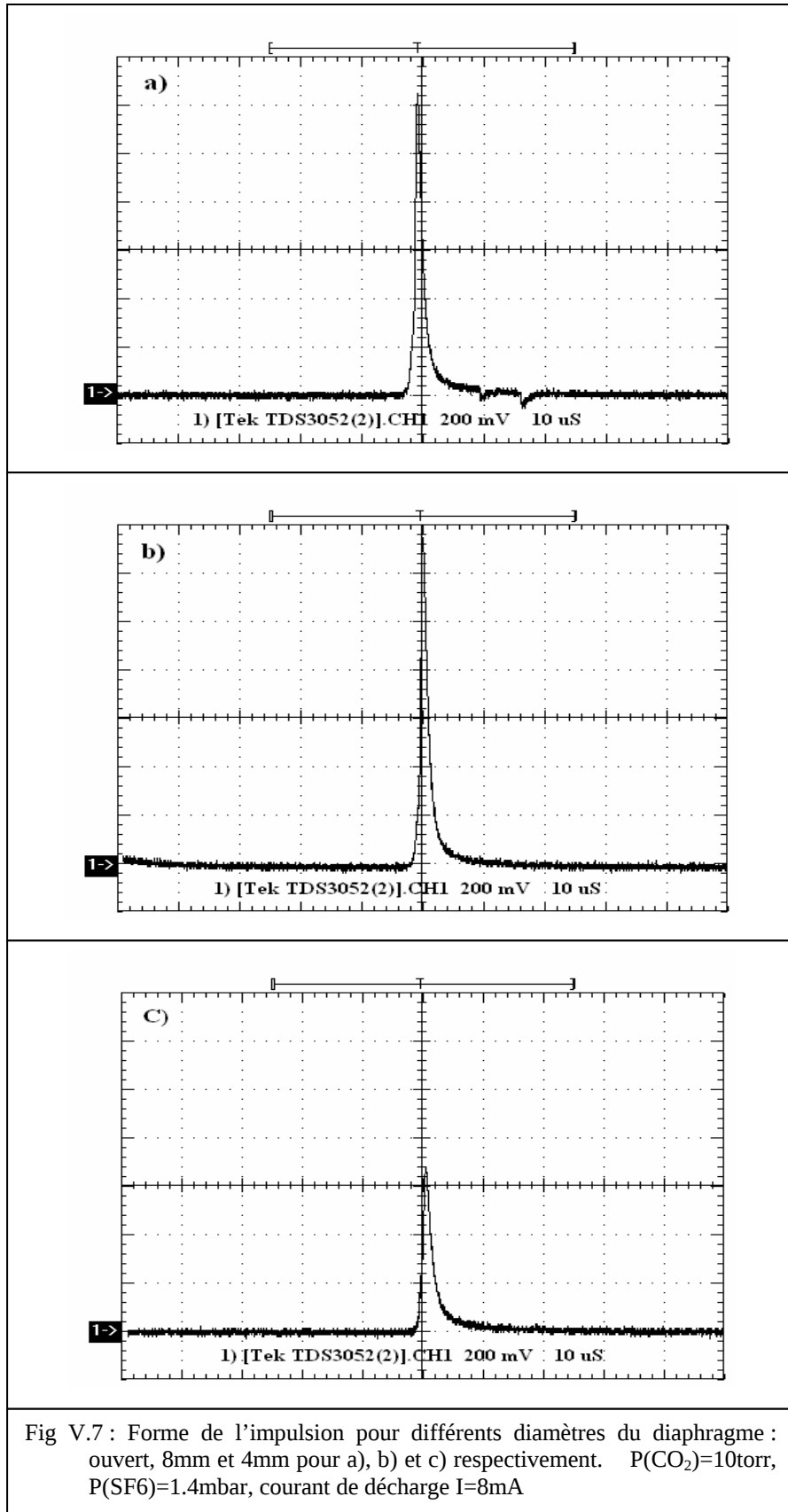
Les faibles pressions de l'absorbant favorisent l'apparition d'une compétition entre modes transverses. L'introduction d'un diaphragme à l'intérieur de la cavité engendre des pertes par diffraction, étant donné que les pertes sont proportionnelles à l'ordre des modes. La probabilité pour qu'un mode d'ordre supérieur participe à la formation de l'impulsion, est vraiment minime. On aura donc que le mode fondamental dont le gain est supérieur aux pertes, ce qui va influencer d'une manière remarquable sur la forme des impulsions. Outre cet effet, nous avons remarqué un rétrécissement de l'impulsion qui peut atteindre $2\mu\text{s}$ dans certains cas, ainsi qu'une baisse du taux de répétitions des impulsions.

Les figures V.5.a et V.5.b montrent que la disparition des pics secondaires est la conséquence de l'introduction d'un diaphragme et n'est pas due aux instabilités temporelles.

V.3.2 Influence du diaphragme pour les hautes pressions de l'absorbant

Après avoir observé l'influence de l'ouverture du diaphragme sur la forme des impulsions dans la gamme des pressions intermédiaires, nous avons essayé de voir quel est son impact sur le mode gaussien.

Pour cela, nous avons fixé la pression de l'absorbant saturable à 1.4 mbar et nous avons gardé les conditions optimales du fonctionnement de notre laser qui sont 10torr pour la pression du mélange et 8mA pour le courant de décharge.



- Discussion

Pour les hautes pressions, les effets diffractifs influent sur l'amplitude de l'impulsion. En effet, on a remarqué une petite amplification lorsque le diamètre du diaphragme est de même ordre de grandeur que la taille du faisceau à l'emplacement du diaphragme comme le montre la figure V.7.b. Pour un diamètre du diaphragme plus étroit, l'amplitude de l'impulsion diminue (figure V.5.c).

V.4 Conclusion

L'influence sur la forme des impulsions des modes transverses d'ordre supérieur TEM_{pq} ($p > 1$ ou $q > 1$) n'est mise en évidence que pour des pressions de l'absorbant comprises entre 0.1 et 0.4 mbar. Dans ce cas un diaphragme à l'intérieur de la cavité joue un rôle de sélecteur de modes, et ne permet l'oscillation que du mode fondamental TEM_{00} . Pour les hautes pressions, le diaphragme a pour effet de diminuer l'amplitude de l'impulsion, sans oublier l'effet lentille qu'il peut induire dans certains cas.

Conclusion générale et perspectives

L'objectif de notre travail était de mettre en évidence l'influence de la compétition multi-modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à CO₂ par la méthode passive, en utilisant un absorbant saturable.

La problématique posée était de montrer que la forme que prennent les impulsions dans des conditions précises, était le résultat de la participation des modes transverses d'ordre supérieur à la formation de l'impulsion.

Malgré le principe simple de la technique, la réalisation du dispositif expérimental et par conséquent l'obtention des impulsions s'est avérée très délicate. Néanmoins, nous avons réussi à mettre en évidence l'impact de la diffraction sur la forme des impulsions générées par le moyen d'un diaphragme placé à l'intérieur de la cavité. Cette étape n'est que l'aboutissement d'un travail de longue haleine, qui nous a poussés à chercher les conditions pour lesquelles nous obtenons une oscillation multi-mode.

Nous avons consacré le premier chapitre à l'étude des modes propres dans une cavité passive pour faire la distinction entre les modes longitudinaux et les modes transverses. Nous avons établi les équations du champ pour deux configurations qui sont : Cavité non diaphragmée et cavité diaphragmée. Dans ce cas l'oscillation des différents modes est fortement perturbée par la présence d'un diaphragme.

Le principe de fonctionnement d'un laser avec absorbant saturable a été présenté dans le chapitre deux. De l'effet laser à la génération des impulsions dans le laser à CO₂, en passant par les équations du bilan, nous avons expliqué les différents processus qui interviennent pour l'obtention d'un laser pulsé. A la fin de ce chapitre, nous avons exposé un modèle théorique qui corrobore bien nos résultats expérimentaux.

Nous avons commencé la partie expérimentale par présenter le dispositif que nous avons utilisé dans notre travail. L'optimisation du signal était une étape incontournable afin de nous mettre dans les meilleures conditions possibles du fonctionnement de notre laser.

Le fonctionnement multi-modes n'est favorisé que pour certaines conditions. Le chapitre VI était consacré à l'étude du comportement du laser vis-à-vis la variation de la pression de l'absorbant. Nous avons mis en évidence trois régions principales dans lesquelles la forme temporelle de l'impulsion change. Ce résultat est important dans la mesure qu'il confirme des conclusions d'autres travaux expérimentaux, qui stipulent que la pression de l'absorbant saturable joue un rôle prédominant dans la contribution des modes transverses d'ordre supérieur à la formation des impulsions.

L'influence de l'ouverture du diaphragme a fait l'objet du chapitre V. Nos résultats très encourageants, permettent d'affirmer que les oscillations observées après chaque impulsion sont induites par la compétition des modes transverses d'ordre supérieur. Ces affirmations sont appuyées par le fait que ces oscillations ne sont observées que pour les basses pressions de l'absorbant où les pertes ne sont pas aussi importantes. Le choix d'une ouverture adéquate du diaphragme permet l'élimination de ces modes par effet diffractif.

Pour les hautes pressions du SF₆, nous avons pu observer l'effet de l'amplification du laser pour un diamètre du diaphragme qui est approximativement égale à la taille du faisceau.

La richesse de la dynamique du laser à CO₂ laisse ouvert un champ très vaste d'investigations. La modélisation de nos résultats expérimentaux fera l'objet de futurs travaux de recherches dans notre laboratoire ainsi que l'identification de la raie responsable de l'émission laser. La réalisation d'un laser en écoulement permettra d'augmenter la puissance et voir le comportement des impulsions dans ces conditions.

Références bibliographiques

- [Ait93] : K. Ait-Ameur, thèse de doctorat, "Influence de la diffraction résonante sur les caractéristiques du mode fondamental d'un laser à gaz quasi-isotrope", USTHB
- [Ait88] : K. Ait Ameur, H. Ladjouz. "Fundamental mode distribution in a diaphragmed cavity". Appl. Phys. 21, 1566-1571(1988)
- [Asa83] : S. Assani, H. Camo, T. Tako, Jap. J. of Appl. Opt, Vol 22, n°1, p.88 (1983)
- [Ari80] : E. Arimondo, F. Casagrande, L.A. Lugiato, P. Glorieux, "Modulated output of a laser containing a saturable absorber : semiclassical theory and experiments", J.Opt. Soc.Am.70 (1980)
- [Ari83] : E. Arimondo, F. Casagrande, L.A. Lugiato, P. Glorieux, Appl. Phys B30 (1983)
- [Bar94] : A. Barsella, P. Alcantara Jr, E. Arimondo and M. Brambila, F. Pratti, "Dynamics of transvers patterns in a laser with saturable absorber: Model and Numerical Analysis" chaos, solitons & fractals vol. 4. No 8,9, pp.1665-1682 (1994)
- [Bar95] :A. Barsella, P. Alcantara Jr, L. Guidoui, E. Arimondo ; "Dynamics of LSA transverse patterns an infrared CO₂ lasers with OsO₄ intracavity saturable absorber" Optics communication 117 (1995)
- [Bat94] : K. Battou. " Etude de la dissociation de la molécule CO₂ dans un laser à CO₂ continu". Thèse de magister USTHB (1994).
- [Bat07] : K. Battou, "Etude des effets des cavités multiples", Thèse de doctorat d'état, USTHB (2007).
- [Bou86] : A. Bourzami. " Etude et réalisation d'un laser à gaz carbonique monomode fonctionnant en écoulement à basse pression" thèse de magister ; USTHB (1986)
- [Bor59] : M. Born and E. Wolf, "Principles of optics" 6^{ème} Edition, Pergamon Press, (1959)
- [Bur71]: I. Burak, P. Houston, D. G. Sutton, J.I. Stteinfeld, IEEE. J. Quantum Electron, (1971), 73-82.
- [Car80]: W.H. Carter, "Spot size and divergence for Hermite-Gauss beams of any order", Appl.Opt, vol 19, (1980)
- [Cho05] : S. Chouli, " Mise en forme des impulsions générées par un lasers a CO₂ avec un absorbant saturable" Thèse de magister USTHB (2005)

- [Dan04]: D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehlé, “ Les Lasers“, 2^{ème} édition, Dunod (2004).
- [Dup75] : 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 lasers à CO₂ déclenché par un absorbant saturable“.
- [Fox68] : A. G. Fox, T. Li. “Computation of optical resonator modes by the method of resonance excitation“ IEEE J. of Q.E. Vol QE-4, N°7(1968)
- [Gar67] : C.G.B. Garrett, Gas lasers, Mc Graw-Hill, New York. (1967)
- [Goo72] : J.W. Goodman, “Introduction à l’optique de Fourier et à l’holographie“, Masson (1972)
- [Hel61] : R. W. Hellwarth, “Adevances in Quantum Electronics (J. Singer ed), Columbia Univ. Press. New York, 1961
- [Hen03] : N. Hendaoui, thèse de magister ; USTHB 2003, “Etude des instabilités dans le laser à CO₂ avec un absorbant saturable“
- [Henn93] : D. Hennequin, C. Leperz, E. Louvergneaux, D. Dangoisse and P. Glorieux. “Spatio-temporal dynamics of a weakly multimode CO₂ laser“. Opt. Commun.93. 318-322 (1992)
- [Henn90] : D. Hennequin, D. Dangoisse and P. Glorieux. “Instabilities in a bimode CO₂ laser with a saturable absorber “. Opt. Commun.79. 200-206 (1990)
- [Hyg00] : 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)
- [Ivan02] : M.M. Ivanko, S.Q. Fahimi-weber, T. Mitra, “Bonne tissue ablation with sub-μs pulse of Q-Switch CO₂ laser histology examination of thermal side-effects“, Laser in medical sciences. (2002)
- [Kar68]: N.V. Karlov, G.P. Kuz'min, N.Y Petrov, A.M. Prokhorov, JETP Lett.7 (1968)
- [Kel87] : A. Kellou. G.Stephane, “ Etude du champ proche d’un laser diaphragmé“. App. Opt. Vol 26. N°1 (1987)
- [Kel85] : A. Kellou. “ Etude du champ proche d’un laser diaphragmé“. Thèse de Doctorat 3^{ème} cycle. I.N.S.A. Renne (1985)
- [Kho07] : H. Khosravi, A.R. Bahrampour, A. Bahari, R. Frrahi, N. Daneshfar, “Theoretical study of Hybrid TEA-CO₂ lasers”, Optics & Laser Technology, Decembre (2007).
- [Kit90]: I. Kitazima, H. Iwasawa, “Slow relaxation process in SF₆ gas after pumping by a CO₂ laser pulse“, Laser chem. Vol.11, pp, 39-48 (1990).
- [Koe99]: W. Koechner, “Solid-State laser engineering“, Fifth Revised and Updated Edition. Springer (1999)

- [Koj66]: H. Kogelnik, T. Li “Laser beams and resonators“, App. Opt. Vol5, 1550-1567 (1966)
- [Kru69]: W.F.Krup, “passive Q-switching of a CO₂ laser using a mixture of SF₆ and C₂F₃Cl gases“ Appl. Phys.Lett.14, 221-222 (1969)
- [Kur93]: V.Yu. Kurochkin, A.N. Rurakin, V.N. Petrovsky, E.D. Protsenko, V.M. Yermachenko and A.M. Golovchenko, “Emission dynamics of a double mode CO₂ laser with intracavity saturated absorber“, Opt. Commun 95 (1993).
- [Lax75]: M. Lax ; “ From Maxwell to paraxial wave optics“, Phys. Rev. A Vol.11 1365-1370 (1975)
- [Lep97]: C. Lepers, V. Zenlé, D. Hennequin, D Dangoisse, A. Barsella, E. Arimondo, “Reconstruction of the transvers dynamics of a bimode CO₂ laser“ Optics communication 135 (1997) 121-127.
- [Lev71]: A. Levine, A.J. Demaria. “Lasers“, Vol 3. Marcel. Dekker, Inc. New York (1971)
- [Li63]: T. Li and P.W. Smith “ Mode selection and mode volume enhancement in a gas laser with internal lens“, Pro. IEEE 53 (1963)
- [Li65]: T. Li “Diffraction loss and selection of modes in maser resonators with circular mirrors“ Syst. Tech. J. Vol 4a, 917-931, (1965)
- [Lux 85] : J.T. Luxon and D.E. Parker, “Industrial lasers and their applications“, Prentice-hall, inc, (1985)
- [Mail90] : H. Maillet, “Le laser : Principes et techniques d’applications“ (1990)
- [Man84] P. Mandel, “ Stationary, harmonic, and pulsed operation of an optically bistable laser with saturable absorber“, Physical review octobre (1984)
- [Mas77] : J.H. Massi, “Correspondance“, J of QE (1977)
- [Mey69] : C. Meyer, P. Pinson, C. Rossetti, P. Barchcheitz, “ Stabilisation en puissance d’un laser à gaz carbonique monochromatique et monomode“. J. Phys, 47 2565 (1969)
- [Nev96] : V.V. Nevdakh, O.L. Gaiko, L.N. Orlov, “New operation regimes of a CO₂ laser with Intracavity saturable absorber“, Opt. Commun.127 (1996).
- [Pat64]: C. N.K. Patel, “Selective excitation through vibrational energy transfer and optical maser action in N₂-CO₂“, Phys. Rev. Lett. Vol 13, No 21 (Nov 1964)
- [Rao03] : Y.J. Rao, T. Zhu, Z.L. Ran, “Novel long-period fibre grating written by high-frequency CO₂ laser pulses and application in optical fiber communication“, Opt.comm 229. (2003)
- [Sie86]: A.E. Siegman; “Lasers“, University science Book. Mill Valley California (1986)

- [Sif83] :R. Si-Fodil, “Réalisation d’un laser à gaz carbonique, continu, monoraie, fonctionnant à des pression basses. Etude de l’influence de la température sur la puissance du laser“thèse de magister USTHB (1983).
- [Sin70]: D. C. Sinclair, "Optical loss and thermal distortion in gas-laser Brewster windows," Appl. Opt. **9**, 797- (1970)
- [Sou99] M. Soukieh, B. abdul ghani, M.Hammadi, “Mathematical modelling of TE CO₂ laser with SF₆ saturable absorber“ Optics & Laser Technology 31 (1999) 601-611
- [Ste83] : G. Stephan and M. Trumper, “ Inhomgently effects in a gas laser” Phy.Rev.A vol 28,2344-2362 (1983)
- [Tac87]: 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)
- [Tac88]: M. Tachikawa, K. Tanii, and T. Shimizu, “Laser instability and chaotic pulsation in a CO₂ laser with intracavity saturable absorber”, Opt. Soc. Am. B. Vol 5. (1988)
- [Tar85] : L. Tarssov, “Physique des processus dans les générateurs de rayonnement cohérent“ traduction française Edition Mir (1985)
- [Tra01] : M. Traïche; Thèse de magister “ Distribution du rayonnement à l’intérieur d’une cavité laser, cas d’une cavité à miroir de sortie troué“ USTHB 2001
- [Wil95] : D. Wilkowski, D. Hennequin, D. Dangoisse and P. Glorieux. “Multistability and periodic alternance in a multimode CO₂ laser with a saturable absorber“
- [Woo 67] : O.R.Wood, S.E. Schwartz, Appl. Phys.Lettr.11 (1967)
- [Yar75] A. Yariv; “Quantum Electronics“ 2nd Edition, John Wiley & Sons Inc. New York 1975.
- [Yud95] : L. Yudong, L.C. Brabosa, J.R. Rios Leite, “Dynamics of a CO₂ ring laser with a saturable absorber“, Phys. Lett A 203. (1995).
- [Zen93] : A. Zeni , J.A.C. Gallas, A. Fioretti, F. Papoff, B.Zambon, and E.Arimondo, “Lyapunov exponts and return maps for a model of laser with saturable absorber“, physics letters A 172 (1993) 247-255.