

N° d'ordre : 06/2011-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRES  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE HOUARI  
BOUMEDIENE  
FACULTE DE PHYSIQUE



## MEMOIRE

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

En : **PHYSIQUE**

Spécialité : *Electronique Quantique*

Par : MAHDID Saida

SUJET :

**Etude des performances d'un amplificateur laser à CO<sub>2</sub>**

Soutenu publiquement, le 10 /10/2011, devant le jury composé de :

<i>M. Messaoud NEMOUCHI</i>	<i>Professeur /à l'USTHB</i>	<i>Président</i>
<i>M. Abdelhamid KELLOU</i>	<i>Professeur /à l'USTHB</i>	<i>Directeur de mémoire</i>
<i>Melle Aicha KERMAOUI</i>	<i>Maître de conférences /à l'USTHB</i>	<i>Examinatrice</i>
<i>M. Nacer BENREKAA</i>	<i>Maître de conférences /à l'USTHB</i>	<i>Examineur</i>
<i>Mme Zaia DERRAR- KADDOUR</i>	<i>Maitre de conférences /à l'USTHB</i>	<i>Examinatrice</i>

## ***REMERCIEMENTS***

Le présent travail a été effectué au Laboratoire d' Electronique Quantique de la faculté de physique, sous la direction de Monsieur le Professeur Abdelhamid KELLOU que je remercie fortement pour m'avoir encadré et pour son aide dans les moments les plus difficiles.

Je tiens à adresser ici mes plus vifs remerciements à Monsieur le professeur Messaoud NEMOUCHI, qui ma fait l'honneur de présider le jury de thèse.

J'aimerais ensuite remercier vivement Madame Aicha KERMAOUI, Maître de conférences à l'USTHB, Madame Zaia DERRAR-KADDOUR, Maître de conférences à l'USTHB et Monsieur Nacer BENREKAA, Maître de conférences à l'USTHB, d'avoir bien voulu accepter de juger ce travail en faisant partie de ce jury de thèse.

Je remercie Melle Rekia BELHOUCIF et Monsieur Rachid SIFODIL pour leurs collaborations efficaces.

Je désire aussi remercier le Docteur Omar DAHMANI, enseignant à la faculté de chimie, pour les nombreuses interventions sur le dispositif expérimental.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance envers l'équipe du laboratoire Electronique Quantique, en particulier Monsieur Mohand CHALLAL et Yanis BENMADANI.

A mes chers parents

A mes frères et sœurs

A tous mes amis

## Table des matières

**Introduction générale..... 1**

### ***CHAPITRE I : GENERALITES SUR LES LASERS A CO<sub>2</sub>***

***I-1 Introduction..... 6***

***I-2 Rappels sur les lasers à CO<sub>2</sub>..... 6***

    I-2-1 La molécule de dioxyde de carbone ..... 6

    I-2-2 Les différents types de lasers à CO<sub>2</sub>..... 8

        I-2-2-1 Laser à CO<sub>2</sub> scellé..... 8

        I-2-2-2 Le laser CO<sub>2</sub> à écoulement ..... 9

        I-2-2-3 Le laser CO<sub>2</sub> TEA..... 9

### ***CHAPITRE II : AMPLIFICATION DE LA LUMIERE LASER***

***II-1 Mécanismes expérimentaux d'amplification de la lumière laser..... 11***

    II-1-1 Introduction..... 11

    II-1-2 Principe et méthode d'amplification d'un faisceau laser ..... 11

        II-1-2-1 Le principe de l'amplification laser..... 11

    II-1-3 Les différents types d'amplificateurs ..... 13

        II-1-3-1 L'amplificateur à un passage..... 13

        II-1-3-2 La chaîne amplificatrice..... 14

        II-1-3-3 L'amplificateur à multi passages ..... 15

***II-2 théorie de l'amplification continue de la lumière laser..... 16***

    II-2-1 Introduction..... 16

    II-2-2 Les caractéristiques essentielles d'un amplificateur laser..... 16

        II-2-3-1 Le gain ..... 16

        II-2-3-2 La saturation homogène du gain ..... 17

        II-2-3-3 L'énergie extraite et la puissance disponible..... 19

        II-2-3-4 Le rendement de l'énergie extraite..... 20

***II-3 Conclusion..... 20***

## **CHAPITRE III : DISPOSITIF EXPERIMENTAL**

<b>III-1 Introduction</b> .....	22
<b>III- 2 Description du montage expérimental</b> .....	22
III-2-1 Description du laser source CO <sub>2</sub> réalisé.....	22
III-2-1-1 Le tube à décharge.....	22
III-2-1-2 Le groupe de pompage.....	23
III-2-1-3 Le remplissage.....	23
III-2-1-4 L'oscillateur optique .....	24
III-2-1-5 Les paramètres essentiels de la cavité.....	24
III-2-2 Description de l'amplificateur.....	26
III-2-2-1 Le tube amplificateur .....	26
III-2-2-2 Le refroidisseur.....	26
III-2-2-3 Le groupe de pompage et de remplissage de l'amplificateur.....	27
III-2-2-4 Systèmes de mesure.....	27
III-2-2-5 Système de détection.....	28
<b>III-3 Caractérisation et optimisation expérimentale du laser source</b> .....	30
III-3-1 Variation temporelle de la puissance laser.....	30
III-3-2 Influence de la pression.....	31
III-3-3 Influence du courant de décharge.....	31

## **CHAPITRE IV : MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX**

### **REALISES SUR L'AMPLIFICATEUR SCELLE**

<b>IV-1 Introduction</b> .....	34
<b>IV-2 Etude des caractéristiques du gain de l'amplificateur à la température ambiante</b> .34	
IV-2-1 Influence du courant de décharge.....	34
IV-2-2 Influence de l'intensité d'entrée du signal laser incident pour différentes pressions du mélange gazeux.....	35
IV-2-3 Saturation du gain .....	37
<b>IV-3 Influence de la température de refroidissement sur les performances de l'amplificateur</b> .....	40
IV-3-1 Influence de la température de refroidissement sur le gain optimal.....	40
<b>IV-4 Conclusion</b> .....	44

**CHAPITRE V : ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'ÉCOULEMENT DES  
GAZ SUR LES PERFORMANCES DE L'AMPLIFICATEUR LASER**

<b>V-1 Introduction</b> .....	46
<b>V-2 Procédure expérimentale</b> .....	46
<b>V-3 Etude des caractéristiques de l'amplificateur à écoulement des gaz</b> .....	47
V-3-1 Influence du débit d'écoulement sur le gain de l'amplificateur .....	47
V-3-2 Effet de la variation de la puissance d'entrée sur le gain de l'amplificateur.	49
V-3-3 Influence de la pression du mélange .....	49
<b>V-5 Discussions et comparaison</b> .....	51
<b>V-6 Conclusion</b> .....	52
<b>Conclusion générale et perspectives</b> .....	53
<b>Références bibliographiques</b> .....	56

## ***INTRODUCTION GENERALE***

L'invention des lasers en 1960 a complètement bouleversé l'optique [1]. Depuis cette date le développement des lasers a connu un essor incroyable. Leurs applications dans l'industrie, la médecine, les techniques de communications et de détection, et dans le domaine militaire se sont multipliées. Les recherches et les développements sur les lasers ont permis d'atteindre aujourd'hui des énergies considérables de l'ordre du térawatt et des durées d'impulsions ultracourtes de l'ordre de femto seconde [2].

En raison des caractéristiques intéressantes du laser à CO<sub>2</sub>, un grand nombre de chercheurs se sont intéressés à ce laser. La possibilité d'avoir l'effet laser sur les transitions vibrationnelles de la molécule de CO<sub>2</sub> a été décrit de manière détaillée par PATEL [3]. Le grand intérêt pour les lasers à gaz carbonique provient de leur grande puissance en continu de l'ordre de 10KW et leur rendement élevé (> 10%), Dans ces lasers moléculaires l'émission laser se produit avec des transitions optiques entre les états de vibration-rotation de la molécule de CO<sub>2</sub>.

La lumière produite par le laser peut pour certaines applications être utilisée directement, mais dans le cas où il faut avoir une puissance beaucoup plus grande ayant certaines caractéristiques, il est nécessaire d'amplifier la lumière émise par l'oscillateur.

La technique d'amplification de la lumière laser a été utilisée pour obtenir de grandes puissances à partir d'un rayonnement laser incident [4], ce qui ouvre des voies de recherche intéressantes dans de nouveaux domaines de l'interaction laser matière [5]. Cependant pour atteindre de telles performances, il faut comprendre et contrôler les propriétés du laser lors de son amplification. C'est dans cette optique que s'inscrit cette thèse.

Il est bien connu, qu'un amplificateur de la lumière laser peut être décrit comme un dispositif sans système de contre réaction permettant d'augmenter, dans le domaine optique, la puissance laser [2]. En effet, il ne génère pas la lumière laser mais il sert à amplifier le rayonnement incident issu du laser source. Il se compose d'un milieu amplificateur adapté au faisceau laser destiné à être amplifié.

Un dispositif de pompage est disposé à l'extérieur du milieu amplificateur pour pomper ce dernier. On entend par pompage du milieu amplificateur la création et l'entretien d'une inversion de population dans celui-ci. Cette inversion de population engendre alors l'amplification de la lumière laser [4].

Ainsi, si on veut augmenter le taux d'amplification, on peut faire passer le rayonnement à travers une série d'amplificateurs placés dans la même direction que le rayonnement laser. C'est le principe de la chaîne amplificatrice utilisée pour obtenir de grandes puissances, avec l'inconvénient d'un encombrement proportionnel au nombre d'étages ou d'éléments amplificateurs.

Afin d'éviter l'utilisation de plusieurs amplificateurs il existe une technique qui est basée sur la production de plusieurs passages du rayonnement laser dans l'amplificateur par l'utilisation de miroirs de réflexion qui servent à contrôler le nombre de passages et donc la possibilité d'amplifier le faisceau laser à chaque passage de ce dernier à travers l'amplificateur.

Le fonctionnement de l'amplificateur peut être continu ou sous forme d'impulsions. Dans les deux types de fonctionnement, l'amplificateur est caractérisé par sa durée de fonctionnement [4], son gain et sa capacité d'extraction de l'énergie stockée. Une bonne extraction de cette énergie permet une bonne amplification de faisceau laser. Ces caractéristiques dépendent de la nature du milieu amplificateur utilisé.

Plusieurs études expérimentales ont été faites sur les amplificateurs moléculaires à gaz carbonique. La réalisation et l'étude du gain d'un amplificateur à CO<sub>2</sub> à basses pressions scellé et à écoulement des gaz a été faite par P.K.CHEO et al en 1967 [6,7]. En 1968 Philippe VAUTIER et Jean-Yves COESTER ont réalisé et étudié les caractéristiques d'un amplificateur laser moléculaire à CO<sub>2</sub> fonctionnant aux fortes pressions à parcours multiples [8]. En 1977 B.W. JOLLIFFE a fait l'étude d'un amplificateur à dioxyde de carbone avec écoulement des gaz refroidi à basse température (4 °C) [9]. Enfin, les Propriétés générales d'un amplificateur laser à CO<sub>2</sub> d'une longueur de 8 m à un seul passage a été faite par I. V. Babanov en 1993 où il a obtenu un gain de 18 dB [10].



Dans ce travail expérimental nous avons choisi une configuration à un seul passage de notre amplificateur. C'est-à-dire le signal laser passe une fois à travers le milieu amplificateur qui est un mélange gazeux ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ , He) pompé par une décharge électrique. Ce choix se justifie non seulement par la simplicité et un coût bas de sa réalisation mais également par les moyens expérimentaux disponibles au laboratoire pour étudier les caractéristiques de cet amplificateur.

Le principe de fonctionnement de cet amplificateur est le même que celui de l'oscillateur. Les atomes du milieu amplificateur sont excités par une décharge électrique et les photons qui vont traverser l'amplificateur vont produire par réaction en chaîne de nombreux autres photons identiques qui auront les mêmes caractéristiques : Donc la lumière laser sera amplifiée. Dans notre expérience on s'intéresse au fonctionnement continu de l'amplificateur.

Le but de notre étude expérimentale est d'optimiser le fonctionnement de notre amplificateur, en fonction des différents paramètres : la puissance incidente, la pression du gaz de l'amplificateur, le courant de décharge et le débit d'écoulement des gaz afin d'avoir le meilleur taux d'amplification de rayonnement incident issu de la source (laser à  $\text{CO}_2$ ).

Notre étude a nécessité dans une première étape la réalisation et la maîtrise du fonctionnement du laser source. Cette technologie de réalisation de sources lasers à  $\text{CO}_2$  de faible puissance est maîtrisée au niveau de notre laboratoire [11, 12, 13]. La deuxième étape a été la réalisation expérimentale de l'amplificateur qui va amplifier le signal incident et l'étude de son fonctionnement.

Notre thèse comprend Cinq chapitres :

Le premier chapitre est consacré à des généralités sur le principe de fonctionnement des lasers, en particulier des lasers à  $\text{CO}_2$ . Le deuxième chapitre présente les différents mécanismes expérimentaux d'amplification de la lumière laser ainsi que la théorie qui les régit.

Dans le troisième chapitre, nous faisons la description de notre dispositif expérimental et la présentation de chacun de ses éléments. Nous caractérisons notre laser et optimisons son fonctionnement.

Le quatrième chapitre est consacré à l'étude des caractéristiques de l'amplificateur scellé à température ambiante et avec refroidissement de tube amplificateur. Dans cette partie nous

avons étudié particulièrement l'influence de la puissance incidente, de la pression de l'amplificateur et du courant de décharge sur le gain de l'amplificateur.

L'effet de l'écoulement des gaz sur le gain de l'amplificateur sera présenté dans le cinquième chapitre. Nous avons étudié l'influence du débit d'écoulement sur le gain de l'amplificateur pour déterminer la gamme des débits rapides qui sature le gain de l'amplificateur. Nous finissons par une discussion et une comparaison des résultats obtenus pour l'amplificateur scellé et pour l'amplificateur avec écoulement des gaz et quelques perspectives à ce travail.

***CHAPITRE I***

***GENERALITES SUR LES LASERS A CO<sub>2</sub>***

### ***I-1 Introduction***

Depuis l'apparition du premier laser [3], le nombre et la variété de ces systèmes se sont accrus de façon extrêmement rapide. Aujourd'hui, on sait obtenir un rayonnement laser aussi bien à partir d'un milieu solide, liquide que gazeux.

Actuellement, la plupart des oscillateurs lasers fournissent des puissances moyennes. Pour cette raison, les différentes technologies qui ont été utilisées en vue d'avoir des lasers de puissance nécessitent souvent l'utilisation de systèmes d'amplification de la lumière placés après l'oscillateur permettant d'augmenter la puissance laser. C'est dans ce cadre que se situe cette thèse, Dans ce premier chapitre nous rappelons le principe général, de base du fonctionnement du laser à CO<sub>2</sub>.

### ***I-2 Rappels sur les lasers à CO<sub>2</sub>***

Le laser au dioxyde de carbone est un des plus anciens lasers à gaz développé par Kumar Patel dans les laboratoires Bell en 1964 [14]. Il garde toujours aujourd'hui de très nombreuses applications dans l'industrie, la médecine, et le domaine militaire.

Les lasers à CO<sub>2</sub> utilisent un mélange de gaz d'Hélium, d'Azote et Dioxyde de Carbone comme milieu actif, qui est habituellement excité par une décharge électrique. Il est caractérisé par son émission dans l'infrarouge moyen autour de 10,6 μm. En mode continu, ils produisent une puissance de quelques Watts jusqu'à 10 KW pour les lasers de puissance à écoulement des gaz.

#### ***I-2-1 La molécule de dioxyde de carbone***

La molécule de CO<sub>2</sub> utilisée comme centre actif, est poly-atomique. Ce qui assure une émission laser sur les transitions optiques entre les états vibrationnels. Elle présente trois modes de vibration fondamentaux : le mode longitudinal symétrique  $\nu_1$ , le mode de flexion  $\nu_2$  et le mode longitudinal asymétrique  $\nu_3$

Ces trois modes sont quantifiés et leurs premiers niveaux excités sont situés respectivement à 1388 cm<sup>-1</sup>, 667 cm<sup>-1</sup>, 2349 cm<sup>-1</sup> au dessus du niveau fondamental. Pour chaque mode de vibration il existe des sous niveaux de rotation.

L'excitation des niveaux vibrationnels de la molécule de CO<sub>2</sub> par une décharge électrique donne une inversion des populations des niveaux vibrationnels de la transition laser relativement peu performante à cause de la faible valeur de la section efficace de collisions de la molécule CO<sub>2</sub>[15]. Patel a résolu ce problème par l'addition d'Azote et de l'hélium au CO<sub>2</sub> et cela a permis l'augmentation de la puissance laser.

En effet, la présence de la molécule d'azote dans un mélange de CO<sub>2</sub> excité augmente les populations des niveaux supérieurs de la transition laser. La molécule d'azote est une molécule linéaire diatomique. Du fait que son moment dipolaire est nul, elle n'a qu'un seul mode de vibration  $\nu$ . Le premier niveau vibrationnel excité  $\nu = 1$  de cette molécule est un niveau métastable. La différence d'énergie entre le niveau métastable excité de la molécule N<sub>2</sub> et le niveau (0 0<sup>0</sup>1) du CO<sub>2</sub> est de 18 cm<sup>-1</sup> (0.0022 eV). Ce qui facilite le transfert résonnant d'énergie de la molécule d'azote vers le niveau (0 0<sup>0</sup>1) de la molécule de CO<sub>2</sub> et augmente ainsi sa population.

La molécule d'hélium joue également un rôle très important pour la diminution des populations des niveaux (02<sup>0</sup> 0) et particulièrement le niveau (01<sup>1</sup> 0) et empêche l'accumulation des molécules de CO<sub>2</sub> sur ce niveau. La désexcitation des niveaux inférieurs s'effectue par collision moléculaire entre l'hélium et la molécule de CO<sub>2</sub>.

La figure I-1 ci-dessous montre le diagramme des niveaux d'énergie de la molécule de CO<sub>2</sub>. Chaque niveau vibrationnel a des niveaux rotationnels  $j$ . Il y a deux branches P et R de la transition laser suite à la règle de sélection : la branche P correspond à  $\Delta j = +1$  et la branche R correspond à  $\Delta j = -1$ . Deux transitions laser fortes se produisent par émission stimulée des photons :

- La transition entre le niveau (0 0<sup>0</sup> 1) et le niveau (0 2<sup>0</sup> 0) centrée autour de 9,6  $\mu\text{m}$  qui correspond à une transition de la branche R.
- La transition entre le niveau (0 0<sup>0</sup> 1) et le niveau inférieur (1 0<sup>0</sup> 0) centrée autour de 10,6  $\mu\text{m}$ . Elle correspond à une transition de la branche P.

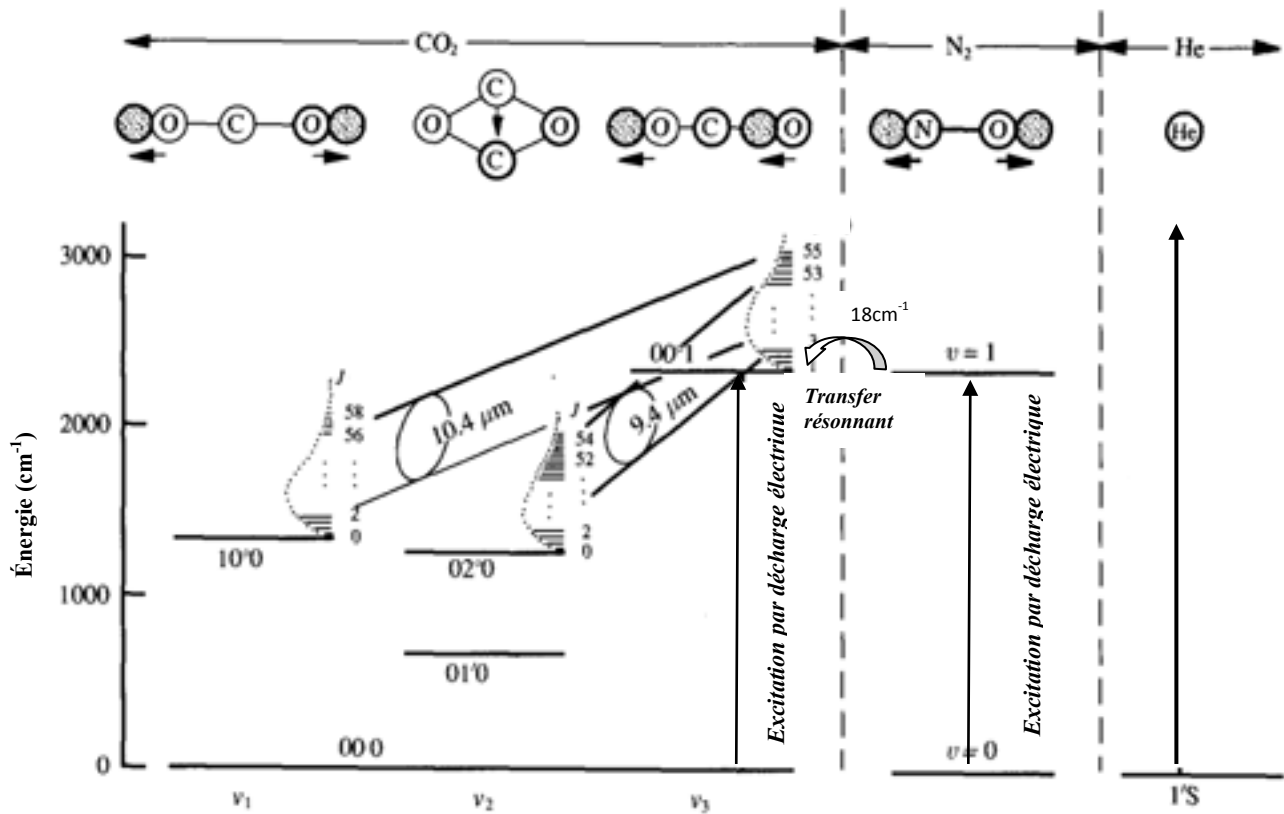


Figure I-1 : Diagramme des niveaux d'énergie de vibration de la molécule de CO<sub>2</sub> et de la molécule d'Azote.

## I-2-2 Les différents types de lasers à CO<sub>2</sub>

### I-2-2-1 Laser à CO<sub>2</sub> scellé

Comme son nom l'indique le tube laser est scellé, Il est caractérisé par sa puissance de sortie de l'ordre du Watt en continu. Cependant, la dissociation de la molécule de CO<sub>2</sub>, en créant du monoxyde de carbone, constitue une source d'affaiblissement de la puissance laser et une limitation de sa durée de vie [11,13]. Plusieurs solutions ont été proposées pour lutter contre ce problème comme le refroidissement continu du laser, l'addition de la vapeur d'eau au mélange gazeux ainsi que l'addition d'un catalyseur permet de régénérer la molécule de CO<sub>2</sub>. La réalisation d'un vide secondaire poussé dans tube laser permet d'augmenter la durée de vie de fonctionnement du laser. Cependant, malgré toutes ces améliorations la puissance laser reste généralement limitée à quelques Watts.

### ***I-2-2-2 Le laser CO<sub>2</sub> à écoulement***

L'écoulement des gaz est utilisé comme un moyen pour réduire l'effet de la dissociation dans un laser à CO<sub>2</sub>. En effet, il permet de générer de nouvelles molécules de CO<sub>2</sub> réduisant ainsi la dissociation [12] [13] de la molécule de CO<sub>2</sub>. De plus il contribue au refroidissement du laser. L'écoulement axial des gaz dans le cas d'un tube laser cylindrique, engendre un gradient de pression ou la différence de pression entre deux points de tube est plus importante quand le débit est grand [13].

Pour des lasers opérant à pressions élevées autour de la centaine de Torr, les débits d'écoulement des gaz sont des débits rapides dont les vitesses d'écoulement des gaz sont de plusieurs dizaines de mètres par seconde. Par contre pour des lasers opérant à des pressions basses, les débits d'écoulement sont lents de l'ordre du mètre par seconde.

### ***I-2-2-3 Le laser CO<sub>2</sub> TEA***

L'emploi d'une technique d'excitation électrique transversale a permis de réaliser une nouvelle classe de laser CO<sub>2</sub> à impulsions travaillant à la pression atmosphérique. Ces lasers sont dénommés TEA (**Transverse Electric pressure Atmospheric**) [16]. Le principe dans ces lasers est de réaliser une excitation uniforme du gaz et d'éviter le développement du régime d'arc par l'établissement d'une cathode à pointe qui crée une multitude de petites décharges transverse dans le milieu actif. Les lasers à CO<sub>2</sub> TEA permettent d'obtenir de fortes impulsions laser. Cette structure a été développée au cours des années 1972-1976 en vue de réaliser des chaînes laser délivrant de grandes puissances crêtes (Térawatt) en assemblant des montages oscillateurs-amplificateurs de grande longueur [17].

***CHAPITRE II***  
***AMPLIFICATION DE LA LUMIERE LASER***



## ***II-1 Mécanismes expérimentaux d'amplification de la lumière laser***

### ***II-1-1 Introduction***

Le laser est devenu un outil de tous les jours, tant pour le scientifique que pour le simple utilisateur. L'amélioration de ses performances reste une préoccupation majeure de beaucoup de chercheurs en physique des lasers. Parmi ses performances, l'augmentation de la puissance de sortie des lasers est toujours d'actualité car elle permet l'apparition de nouvelles applications et ouvre de nouveaux domaines de recherche [5].

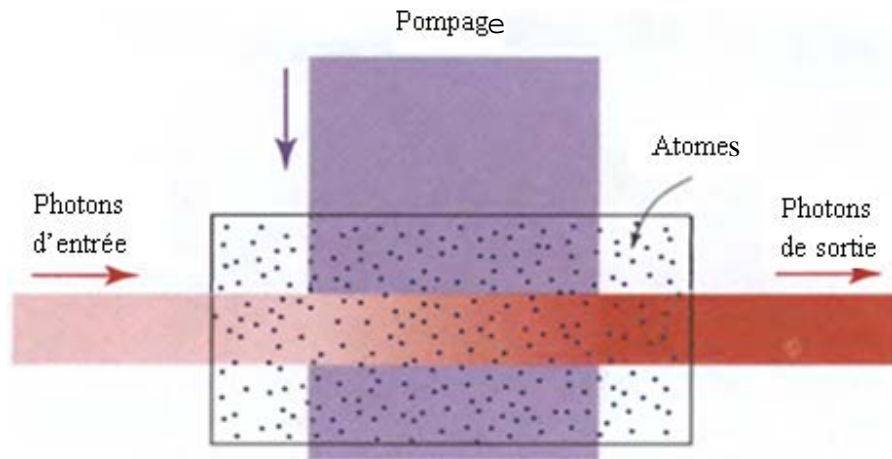
En général les lasers industriels, en particulier les lasers à CO<sub>2</sub> produisent actuellement des kilowatts en fonctionnement continu [20]. Ce qui permet d'usiner, de découper, de façonner la plupart des matériaux connus. Pour obtenir de telles puissances, il faut travailler avec des milieux actifs très fortement pompés ou le gain est élevé. Mais de ce fait il n'est pas possible de limiter l'oscillation laser à une seule fréquence ni à un seul mode de cavité laser, ce qui dégrade la cohérence du faisceau lumineux. Ceci est sans importance pour les applications industrielles courantes, tant que la directivité est suffisante pour assurer une focalisation correcte [18]. Mais préjudiciable pour certaines des applications surtout dans les technologies de pointe où il est nécessaire de garder une bonne cohérence du faisceau laser, c'est-à-dire une seule fréquence et un seul mode de cavité. On doit alors utiliser des lasers moins puissants, mais rien n'interdit ensuite d'amplifier la puissance du faisceau lumineux issu de ce premier laser oscillateur en lui faisant traverser ensuite un amplificateur (le cas de notre expérience) ou plusieurs amplificateurs successifs (chaîne amplificatrice).

Dans ce chapitre, nous allons donner les principes de base de l'amplification et décrire les différents types d'amplificateurs existants.

### ***II-1-2 Principe et méthode d'amplification d'un faisceau laser***

#### ***II-1-2-1 Le principe de l'amplification laser***

Il est connu que la signification simple du mot "amplification" de la lumière laser est d'augmenté en puissance ou en rendement le signal laser. Le principe fondamental pour obtenir une amplification cohérente de la lumière est l'amplification de la lumière par émission stimulée, voir la figure 1 ci dessous [19].



**Figure II-1 : L'amplificateur laser:** Une source d'énergie externe excite le milieu actif (représenté par une collection d'atomes), produisant une inversion de population. Les photons d'entrée induisent une émission stimulée de photons ayant les mêmes caractéristiques. Quand l'émission- stimulée domine l'absorption, le milieu agit comme un amplificateur cohérent de la lumière laser [19].

Cela nécessite :

- **Un milieu amplificateur :** Il sert à augmenter la puissance laser. Il peut être un gaz (eg :  $\text{CO}_2$ ) injecté dans une enceinte à vide qui comporte des hublots d'entrée et de sortie du faisceau laser ou un solide (eg : Saphir dopé au Titane, Néodyme YAG ...).
- **Un système de pompage :** Un amplificateur de puissance nécessite une technique de pompage optique ou électrique ( adaptée au milieu amplificateur) avec un bon rendement et permettant d'apporter de fortes énergies au milieu amplificateur.
- **Un oscillateur laser source :** Le faisceau laser traverse l'amplificateur une ou plusieurs fois au moyen d'un dispositif optique à miroirs pour améliorer l'extraction de l'énergie apportée par le pompage.

### ***II-1-3 Les différents types d'amplificateurs***

Beaucoup de systèmes laser de puissance se composent d'un oscillateur suivi d'une ou de plusieurs étages d'amplificateurs. Ces amplificateurs optiques peuvent prendre plusieurs formes très différentes. Cela pourrait être un amplificateur à un seul passage, un amplificateur à multi passages. Un certain nombre de facteurs interdépendants déterminent lesquelles de ces configurations sont adaptées pour un type particulier d'application laser. Ces facteurs sont : le gain, les propriétés de saturation du milieu actif, la puissance d'entrée du laser source, la complexité du système, et la qualité désirée du faisceau. Ces facteurs influent sur le choix de l'amplificateur.

#### ***II-1-3-1 L'amplificateur à un passage***

Un amplificateur de lumière laser est un appareil sans système de contre réaction qui nous permet d'amplifier le rayonnement laser qui traverse cet amplificateur en un seul passage. L'amplificateur fonctionnant en un seul passage, offre la plus grande simplicité par rapport à d'autres types d'amplificateurs. Il doit avoir un coefficient d'amplification  $\alpha$  nettement supérieur à celui de l'oscillateur laser. Dans ce cas le coefficient d'amplification sera limité pour des raisons analogues à celle rencontrées dans l'oscillateur [18]. Cependant, le faisceau lumineux peut être accompagné de lumière spontanée provenant de l'oscillateur, ou celle provenant de la réflexion à sa face d'entrée. Dans ce cas, il faut que l'amplification de cette lumière spontanée reste assez modeste en comparaison de l'amplification de la lumière utile. En général, l'amplificateur doit être placé à une distance  $D_1$  de l'oscillateur suffisamment grande ( de l'ordre du mètre) pour réduire très fortement la lumière spontanée provenant de l'oscillateur qui est beaucoup moins cohérente que la lumière utile comme le montre la figure (II-2)[18]. Mais dans les installations de forte puissance et afin d'utiliser le moins d'espace et réduire l'encombrement des dispositifs au minimum, on a recours à des systèmes de filtres spatiaux en vue d'améliorer la qualité spatiale du faisceau avant de l'amplifier (voir la figure II-3).

### II-1-3-2 La chaîne amplificatrice

Pour augmenter beaucoup plus la puissance du faisceau, on peut utiliser un second amplificateur de lumière à condition que la distance  $D_2$  qui le sépare du premier amplificateur soit assez grande pour éliminer la plus grande partie de lumière spontanée provenant du premier amplificateur et ainsi de suite [18]. On est ainsi conduit à construire des chaînes d'amplificateurs successifs de plus en plus puissants (figure II-2). Dans les installations de forte puissance on améliore le filtrage spatial à la sortie de chaque amplificateur en général par l'utilisation d'une lentille afocale qui permet d'adapter la taille du faisceau à la sortie d'un amplificateur à la zone de gain de l'amplificateur suivant et garder une bonne qualité spatiale. Un tel dispositif de filtrage spatial d'un faisceau améliore notamment l'homogénéité en énergie [20].

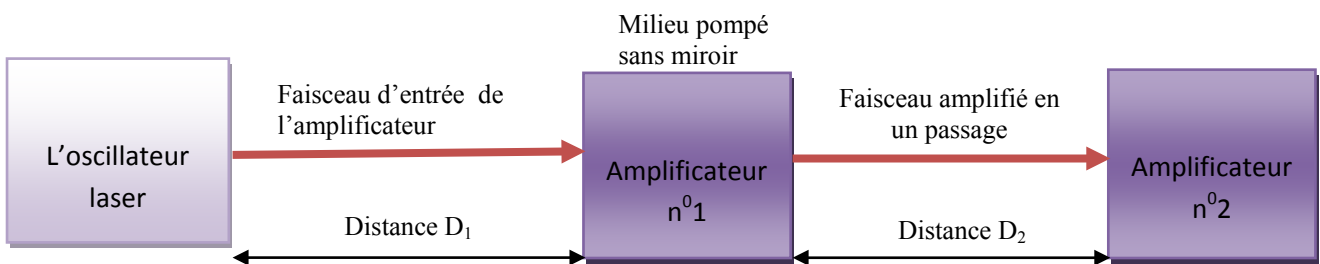


Figure II-2: Amplificateurs de puissances, début d'une chaîne d'amplification

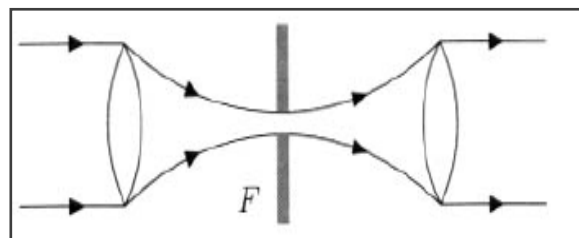
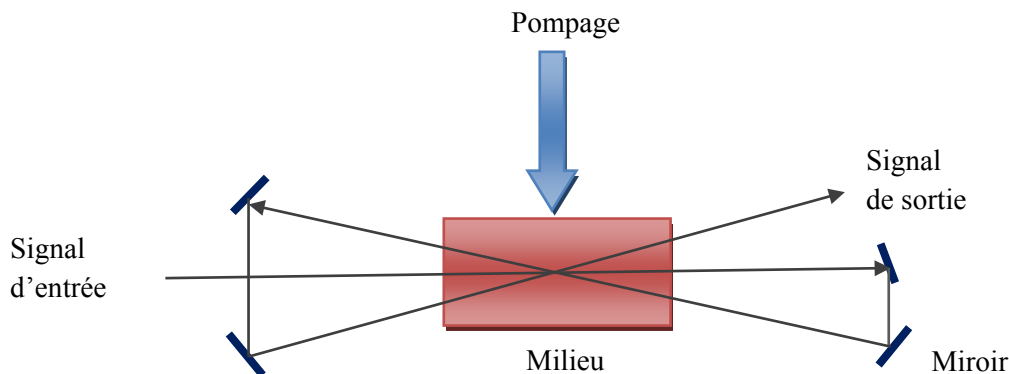


Figure II-3 : Filtrage spatial entre deux amplificateurs de très forte puissance.[18]

### II-1-3-3 L'amplificateur à multi passages

Puisque le rendement d'un amplificateur à un passage est trop petit en raison d'un coefficient de gain limité et/ou d'un petit signal d'entrée, et afin d'éviter de grandes installations, il est possible de faire fonctionner l'amplificateur en faisant faire au faisceau plusieurs passages à l'intérieur de l'amplificateur avant de le faire sortir (voir figure II-4).



**Figure II-4:** Dans un amplificateur à multi passage, le faisceau traverse le milieu amplificateur plusieurs fois, à un angle légèrement différent chaque fois.

Dans ce cas la puissance du faisceau amplifié dépend du nombre de parcours de ce dernier à l'intérieur de l'amplificateur. En général, les efficacités maximales atteintes restent petites par rapport à la puissance disponible dans l'amplificateur cela parce que le milieu amplificateur subit des perturbations à chaque passage successif [5].

Le multi-passage du faisceau est assuré par des miroirs de réflexion qui sont placés aux extrémités de l'amplificateur (sans cavité). Ils permettent au faisceau d'effectuer différents passages selon des incidences différentes sur le milieu amplificateur, c'est-à-dire qu'on peut sélectionner l'angle d'incidence de l'injection du faisceau laser dans l'amplificateur. Cet angle joue un rôle important pour sélectionner un nombre fini de passages du faisceau dans l'amplificateur, ainsi que pour avoir une extraction maximale de l'énergie stockée dans l'amplificateur au profit du faisceau qu'on veut amplifier. Le nombre optimal de passages dépend, du gain par passage, de la quantité de gain global souhaitée, et du coefficient de saturation de gain pour le milieu amplificateur. Dans les installations de forte puissance, il faut placer un dispositif de pré amplification qui sert à la mise en forme spatiale et temporelle du faisceau qui est destiné à être amplifié.

## II-2 Théorie de l'amplification continue de la lumière laser

### II-2-1 Introduction

Nous avons passé en revue les deux types d'amplificateurs de puissance de la lumière laser qui peuvent être utilisés. Les caractéristiques de ces amplificateurs changent en fonction de la nature du milieu amplificateur du faisceau laser, ainsi que la méthode utilisée : c'est-à-dire l'amplification à un seul passage ou multi passage à travers l'amplificateur.

Dans notre expérience nous nous sommes intéressés à l'amplification de la lumière laser continu dans un amplificateur à un passage. Nous allons étudier ses caractéristiques essentielles.

### II-2-2 Les caractéristiques essentielles d'un amplificateur laser

En général un amplificateur de lumière laser est caractérisé par les facteurs suivants [20] :

- Le gain
- La saturation du gain
- la puissance de pompage
- l'extraction de l'énergie stockée dans l'amplificateur

#### II-2-3-1 Le gain

Si une onde quasi-plane se propage à travers un matériau de longueur  $L$ , voir figure (II-5)

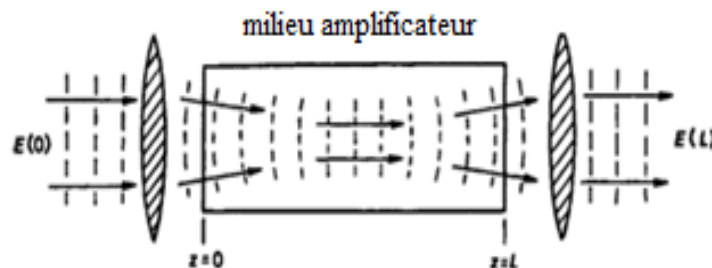


Figure II-5 : Amplificateur élémentaire à un seul passage [21]

L'expression complexe du gain dans le milieu inversé est donnée par [21 ]:

$$\tilde{g}(\omega) \equiv \frac{\tilde{E}(L)}{\tilde{E}(0)} = \exp\{-j[\beta + \Delta\beta_m(\omega)]L\} \times \exp\{[\alpha_m(\omega) - \alpha_0]L\} \dots\dots\dots \text{(II-1)}$$

Avec

$\tilde{E}(L)$  et  $\tilde{E}(0)$  Les amplitudes de sortie et d'entrée respectivement

$\beta$  Constante de propagation

$\Delta\beta_m$  Différence de phase

$\alpha_m(\omega)$  Coefficient de gain

$\alpha_0$  Coefficient de perte

Le premier terme de l'exponentielle représente le déphasage subi par l'onde pendant la traversée du milieu et le deuxième terme représente les pertes.

Puisque la puissance du signal ou l'intensité  $I(z)$  est proportionnelle à  $|\tilde{E}(z)|^2$ , le gain en puissance (ou en intensité) pour un seul passage à travers le milieu inversé est donné comme suit :

$$G(\omega) \equiv \frac{I(L)}{I(0)} = |\tilde{g}(\omega)|^2 = \exp[2\alpha_m(\omega)L - 2\alpha_0L] \dots\dots\dots \text{(II-2)}$$

Dans la plupart des matériaux laser le coefficient de perte  $\alpha_0$  est très petit par rapport au coefficient de gain laser  $\alpha_m$ , donc pour simplifier on va négliger le facteur de perte  $2\alpha_0L$ .

La quantité  $G(\omega)$  est le gain en puissance. Pour convertir ce gain de puissance en **décibels** ou **dB**, nous allons utiliser la définition suivante :

$$G_{dB}(\omega) = 10 \log G(\omega) = 4.34 \log_e G(\omega) \dots\dots\dots \text{(II-3)}$$

### II-2-3-2 La saturation homogène de gain

Supposons que le coefficient de gain dans un amplificateur à un passage saturé d'une manière homogène. Dans ce cas l'intensité de saturation  $I_{sat}$  du milieu est donnée par la formule suivante :

$$I = I_{sat} = \frac{\omega}{\sigma \mathcal{T}_{eff}} \hbar \dots \dots \dots \text{(II-4)}$$

Avec

- $\hbar$  Est la constante de Planck
- $\omega$  La pulsation du laser
- $\sigma$  La section efficace de la transition
- $\mathcal{T}_{eff}$  Durée de vie effective

Dans le cas d'un milieu sans pertes linéaires, donc  $\alpha_0 = 0$ , l'équation de base régissant le taux de croissance de l'intensité le long de l'amplificateur est :

$$\frac{1}{I(z)} \frac{dI(z)}{dz} = 2\alpha_m(I) = \frac{2\alpha_{m0}}{1+I(z)/I_{sat}} \dots \dots \dots \text{(II-5)}$$

Où  $\alpha_{m0}$  est le coefficient de gain non saturé.

Évidemment nous ne pouvons pas simplement intégrer cette équation pour obtenir un gain global  $G = \exp(2\alpha_m L)$  quand le coefficient de gain  $\alpha_m$  varie avec l'intensité  $I$  et par conséquent avec la longueur  $z$ . Cependant cette équation peut être réarrangée sous la forme :

$$\int_{I=I_{in}}^{I=I_{out}} \left[ \frac{1}{I} + \frac{1}{I_{sat}} \right] dI = 2\alpha_{m0} \int_{z=0}^{z=L} dz \dots \dots \dots \text{(II-6)}$$

Où  $I_{in}$  L'intensité d'entrée à l'extrémité  $z = 0$

$I_{out}$  L'intensité de sortie l'extrémité  $z = L$ .

Les deux membres de cette équation peuvent être intégrés pour obtenir l'expression suivante :

$$\ln \left( \frac{I_{out}}{I_{in}} \right) + \frac{I_{out} - I_{in}}{I_{sat}} = 2\alpha_{m0} L = \ln G_0 \dots \dots \dots \text{(II-7)}$$



Ou  $G_0 = \exp(2\alpha_{m0}L)$  est le gain en puissance non saturé dans l'amplificateur.

Ce résultat nous donne un rapport implicite entre les intensités d'entrée et de sortie, l'intensité de saturation et le gain en puissance non saturé  $G_0$  pour l'amplificateur.

On définit le gain en puissance réel de l'amplificateur comme un rapport de l'intensité de sortie sur l'intensité d'entrée :

$$G = \frac{I_{out}}{I_{in}} = G_0 \times \exp\left[-\frac{I_{out} - I_{in}}{I_{sat}}\right] \dots\dots\dots (II-8)$$

Ce qui indique que la valeur du gain saturé  $G$  pour une valeur donnée de l'intensité  $I_{in}$  ou  $I_{out}$  est réduit au-dessous de la valeur de gain non saturé  $G_0$  d'un facteur qui dépend exponentiellement de l'intensité extraite  $I_{out} - I_{in}$  et de l'intensité de saturation.  $I_{sat}$

Ce résultat peut être réécrit autrement :

$$G = \frac{I_{out}}{I_{in}} = G_0 \times \exp\left[-\frac{(G-1)I_{in}}{I_{sat}}\right] = G_0 \times \exp\left[-\frac{(G-1)I_{out}}{GI_{sat}}\right] \dots\dots (II-9)$$

On peut utiliser cette équation pour obtenir la relation suivante :

$$\frac{I_{in}}{I_{sat}} = \frac{1}{G-1} \ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \dots\dots\dots (II-10)$$

Elle donne l'intensité d'entrée en fonction du gain non saturé  $G_0$  et le gain saturé  $G$ . On peut multiplier l'équation précédente par  $G$  pour obtenir le résultat suivant qui nous donne l'intensité de sortie en fonction du même paramètre :

$$\frac{I_{out}}{I_{sat}} = \frac{G}{G-1} \ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \dots\dots\dots (II-11)$$

### II-2-3-3 L'énergie extraite et la puissance disponible

A partir de l'équation précédente on peut trouver que la puissance qui peut être extraite de l'amplificateur à différentes valeurs de signal d'entrée est donnée par :

$$I_{ext} = I_{out} - I_{in} = \ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \times I_{sat} \dots\dots\dots (II-12)$$

C'est la puissance réelle fournie à l'onde par l'amplificateur. Notons que pour des basses intensités d'entrée et un gain élevé  $G = G_0$ , la puissance de sortie et la puissance extraite sont pratiquement égales. Cependant quand l'amplificateur commence à saturer, l'énergie extraite approche la valeur limite, qui est le maximum de l'énergie disponible qui va être extraite du milieu amplificateur. Cette puissance disponible maximale de l'amplificateur (par unité de surface) est donnée par la valeur limite :

$$I_{avail} = \lim_{G \rightarrow 1} \ln\left(\frac{G_0}{G}\right) \times I_{sat} = (\ln G_0) I_{sat} \dots\dots\dots (II-13)$$

L'expression de l'intensité disponible dans le milieu laser a une interprétation physique simple. Elle peut être réécrite en utilisant la formule précédente :

$$I_{avail} = 2\alpha_{m0}L \times I_{sat} \dots\dots\dots (II-14)$$

### II-2-3-4 Le rendement de l'énergie extraite

Dans la majorité des problèmes pratiques l'énergie disponible ne peut être entièrement extraite que par une forte saturation de l'amplificateur, essentiellement par la saturation du gain de l'amplificateur .

Le rendement d'extraction de l'énergie est défini par le rapport de la puissance réelle extraite à la puissance disponible :

$$\eta_{extr} = \frac{I_{ext}}{I_{avail}} = \frac{\ln G_0 - \ln G}{\ln G_0} = \frac{1 - G_{dB}}{G_0 \text{ dB}} \dots\dots\dots (II-15)$$

#### ***II-2-4 Conclusion***

L'utilisation d'un amplificateur à un passage pour extraire le maximum de l'énergie potentielle disponible dans le milieu amplificateur est assez difficile. Cette difficulté à obtenir une extraction complète d'énergie est le défaut principal dans les amplificateurs à un passage. Une des solutions pour résoudre cette difficulté est l'utilisation d'un amplificateur multi passage, ou le même faisceau traverse le milieu amplificateur plusieurs fois.

***CHAPITRE III***  
***DISPOSITIF EXPERIMENTAL***

### **III-1 Introduction**

Le travail expérimental effectué a consisté à réaliser un laser à CO<sub>2</sub> fonctionnant en continu et amplifié en puissance avec un amplificateur moléculaire à gaz carbonique. Le but de cette expérience est de démontrer expérimentalement la faisabilité d'un amplificateur à gaz carbonique basée sur le phénomène d'émission stimulée, et d'étudier certaines caractéristiques intéressantes de cet amplificateur, notamment : le gain, la saturation du gain, et l'intensité de saturation du milieu amplificateur. Avant de présenter les résultats que nous avons obtenus, il est nécessaire de présenter séparément chacun des éléments du dispositif expérimental que nous avons réalisé et qui est illustré dans la figure III.1

### **III- 2 Description du montage expérimental**

Notre dispositif expérimental est constitué de trois éléments principaux:

Le laser source de rayonnement

L'amplificateur laser

Les systèmes de mesure et de détection

#### **III-2-1 Description du laser source CO<sub>2</sub> réalisé**

C'est un laser à gaz carbonique fonctionnant en régime continu. Sa puissance maximale mesurée est de l'ordre de 250 milliwatts. La puissance maximale n'a pas fait l'objet d'une étude approfondie, car ce qui est recherché dans la conception de cet oscillateur c'est la stabilité et la reproductibilité de son fonctionnement.

##### **II-2-1-1 Le tube à décharge**

Le tube utilisé est un tube cylindrique en pyrex. Sa nature pyrex est avantageuse du fait que l'Hélium diffuse moins à travers ce matériau. Il a une longueur de 1,46 m, avec un diamètre intérieur de 14 mm et une épaisseur de 1 mm. Les deux extrémités du tube sont fermées par des lames de ZnSe collées sur des embouts en dural qui présentent l'avantage d'être non hygroscopiques ainsi que translucides. Ces lames sont taillées à angle de Brewster

de  $67,3^\circ$  pour minimiser les pertes par réflexion est assuré au rayonnement une polarisation fixe.

La décharge électrique se fait par l'intermédiaire de deux électrodes en Aluminium séparées de 1,30 m. La colonne positive dans ce cas occupe la quasi-totalité du milieu amplificateur. Le tube laser est entouré par une jaquette avec un diamètre 36 mm pour le refroidir par une circulation d'eau en circuit fermé. L'excitation de notre milieu amplificateur est assurée par une décharge électrique continue, délivrée par une alimentation haute tension de 30 KV, reliée 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. Pour améliorer la puissance du laser, nous refroidissons les électrodes par des ventilateurs.

### ***III-2-1-2 Le groupe de pompage***

Pour faire le vide dans le tube avant son remplissage, nous avons utilisé un groupe de pompage comprenant une pompe primaire et une pompe secondaire en série:

- La pompe mécanique primaire à palettes d'une puissance de 375 Watts et d'une capacité d'évacuation de  $15\text{ m}^3/\text{h}$ , sert à réaliser un vide primaire de  $10^{-2}$  mbar. Son refroidissement est assuré par une circulation d'air.
- La pompe secondaire à diffusion d'huile est principalement utilisée pour obtenir un vide secondaire poussé jusqu'à  $10^{-6}$  mbar.

Nous avons contrôlé le vide primaire à l'aide d'une jauge Pirani et le vide secondaire par une jauge Penning capable de mesurer un vide poussé de l'ordre de  $10^{-7}$  mbar. Le vide dynamique obtenu est de l'ordre de  $10^{-5}$  mbar. Cette qualité du vide est largement suffisante pour assurer l'oscillation laser. La plus grande difficulté, souvent rencontrée avec les lasers à gaz, est la présence de micro-fuites. Il est donc important de savoir les détecter pour pouvoir les éliminer et maintenir la qualité de vide voulu dans le tube à décharge durant la manipulation.

### ***III-2-1-3 Le remplissage***

Le remplissage du tube laser et du tube amplificateur se fait par l'intermédiaire d'une bouteille préalablement remplie avec des volumes des gaz ( $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ , He) avec les proportions (1,1,4). Le remplissage de la bouteille se fait par le biais d'un banc de remplissage. Il est composé d'un système de pompage comprenant une pompe primaire et une pompe

secondaire pour faire le vide et de trois bouteilles contenant les trois gaz  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$ , He. Un manomètre en U sert à mesurer les pressions partielles des différents gaz injectés.

#### ***III-2-1-4 L'oscillateur optique***

L'oscillateur utilisé est une cavité de type Fabry-Perot Concave-Concave troué constituée de :

- D'un miroir d'entrée en cuivre – nickel avec un dépôt en or pour une réflexion à la longueur d'onde  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  avec un facteur de réflexion de 89%. Son diamètre est de 33 mm. Son rayon de courbure  $R_1$  est de 8 m.
- D'un miroir de sortie avec les mêmes caractéristiques que le miroir d'entrée avec un diamètre de 21mm. Il est percé d'un trou au centre, de diamètre égal à 2 mm pour permettre l'extraction du signal à amplifier. Son rayon de courbure  $R_2$  est de 10 m.

La distance entre les deux miroirs L est de **1,65 m**. Ils sont montés sur des supports micro-contrôles qui permettent leur réglage suivant les différentes directions afin de parfaire l'alignement de la cavité avec le tube à décharge qui se fait à l'aide d'un laser He-Ne fonctionnant dans le visible à  $6328\text{\AA}$ . Le choix de cette cavité (couplage par trou) est fait en vue :

- D'optimiser la puissance de sortie à moindre coût de réalisation.
- D'éviter les pertes supplémentaires par l'introduction de lames dans la cavité (pour extraire le signal).

#### ***III-2-1-5 Les paramètres essentiels de la cavité***

Le tableau suivant résume les paramètres caractéristiques calculés pour la cavité utilisée pour le laser source.

<i>Paramètres de la cavité</i>	<i>La formule</i>	<i>La valeur calculée pour notre cavité</i>
<i>La stabilité de la cavité</i>	$0 < g_1 g_2 < 1$ $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1} \quad g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$	$g_1 g_2 = 0.66$
<i>L'élargissement doppler</i>	$\Delta \nu_D = 2 \left( \frac{v_0}{c} \right) \left[ 2kT \frac{(\log 2)}{M} \right]^{1/2}$	<p><math>A T = 300^0 K</math></p> <p><math>\Delta \nu_D \sim 60 MHz</math></p>
<i>L'élargissement collisionnel</i>	$\Delta \nu_C = 7,58 (X_{CO_2} + 0,73X_{N_2} + 0,6X_{He}) P_r \left( \frac{300}{T} \right)^{1/2}$	<p><math>\Delta \nu_C = 7,8 MHz/torrs</math></p> <p>la pression optimale de travail est de 10 torrs donc :</p> <p><math>\Delta \nu_C = 78 MHz</math></p>
<i>L'inter mode longitudinal</i>	$\Delta \nu = \frac{C}{2L}$	$\Delta \nu \sim 91 MHz$
<i>La taille du faisceau sur <math>M_1</math></i>	$W_1^4 = \left( \frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \left[ \frac{(R_2 - L)L}{(R_1 - L)(R_1 + R_2 - L)} \right]$	$2W_1 = 7.89 mm$
<i>La taille du faisceau sur <math>M_2</math></i>	$W_2^4 = \left( \frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \left[ \frac{(R_1 - L)L}{(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)} \right]$	$2W_2 = 6.11 mm$
<i>beam- wais</i>	$w_0^4 = \left( \frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \left[ \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2} \right]$	$2W_0 = 5.9 mm$
<i>Les distances entre les miroirs et le beam- wais</i>	$d_1 = \frac{L(R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)}$ $d_2 = \frac{L(R_1 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)}$	<p><math>d_1 = 0.94m</math></p> <p><math>d_2 = 0.71m</math></p>

**Tableau III-1** : paramètres calculés pour la cavité réalisée



D'après le tableau précédent nous constatons que :  $g_1 g_2 = 0.6627$

Cette valeur de  $g_1 g_2$  situe notre cavité dans la zone de stabilité. L'inter mode longitudinal dans notre cavité  $\Delta\nu \sim 91 \text{ MHz}$ . L'élargissement du aux collisions est de 78 MHz par torr et l'élargissement Doppler de 60 MHz pour la raie amplificatrice, ainsi nous aurons un seul mode longitudinal à l'intérieur de la raie amplificatrice.

La détermination des rayons du faisceau nous permet d'estimer les effets de diffraction sur les miroirs de réflexion et à la face d'entrée de notre amplificateur laser. Le diamètre de faisceau sur le miroir  $M_1$  égale à  $2W_1 = 7.89 \text{ mm}$ , et sur le miroir  $M_2$  égale à  $2W_2 = 6.11 \text{ mm}$ . Le beam-waist du faisceau est :  $2W_0 = 5.9 \text{ mm}$  et se situe à 0.71 m du miroir  $M_2$ .

Donc le tube laser à un diamètre intérieur supérieur à celui du faisceau à l'intérieur de la cavité, et cela réduit les pertes par diffraction dans le tube.

### ***III-2-2 Description de l'amplificateur***

#### ***III-2-2-1 Le tube amplificateur***

L'amplificateur réalisé au niveau de notre laboratoire est un tube à décharge en pyrex, de longueur 1.90 m et de diamètre intérieur de 22 mm. Il est conçu de façon à obtenir un simple passage du faisceau laser. Ses extrémités sont fermées par des lames ZnSe circulaires qui sont collées sur des embouts en durale. Elles Servent à l'introduction et au prélèvement du rayonnement provenant du laser CO2 source.

La décharge est obtenue grâce a des électrodes en nickel qui sont séparé de 1,67 m. La paroi du tube est refroidie par une circulation d'eau fournie par un refroidisseur(Chiller).

#### ***III-2-2-2 Le refroidisseur***

La température de refroidissement de tube amplificateur est contrôlée grâce à un refroidisseur extérieur de type CHILER qui assure :

- Le contrôle et la variation de la température de refroidissement dans la gamme de  $0^{\circ} - 40^{\circ}\text{C}$ .
- La circulation d'eau refroidie dans la jaquette d'eau de l'amplificateur en circuit fermé

### **III-2-2-3 Le groupe de pompage et de remplissage de l'amplificateur**

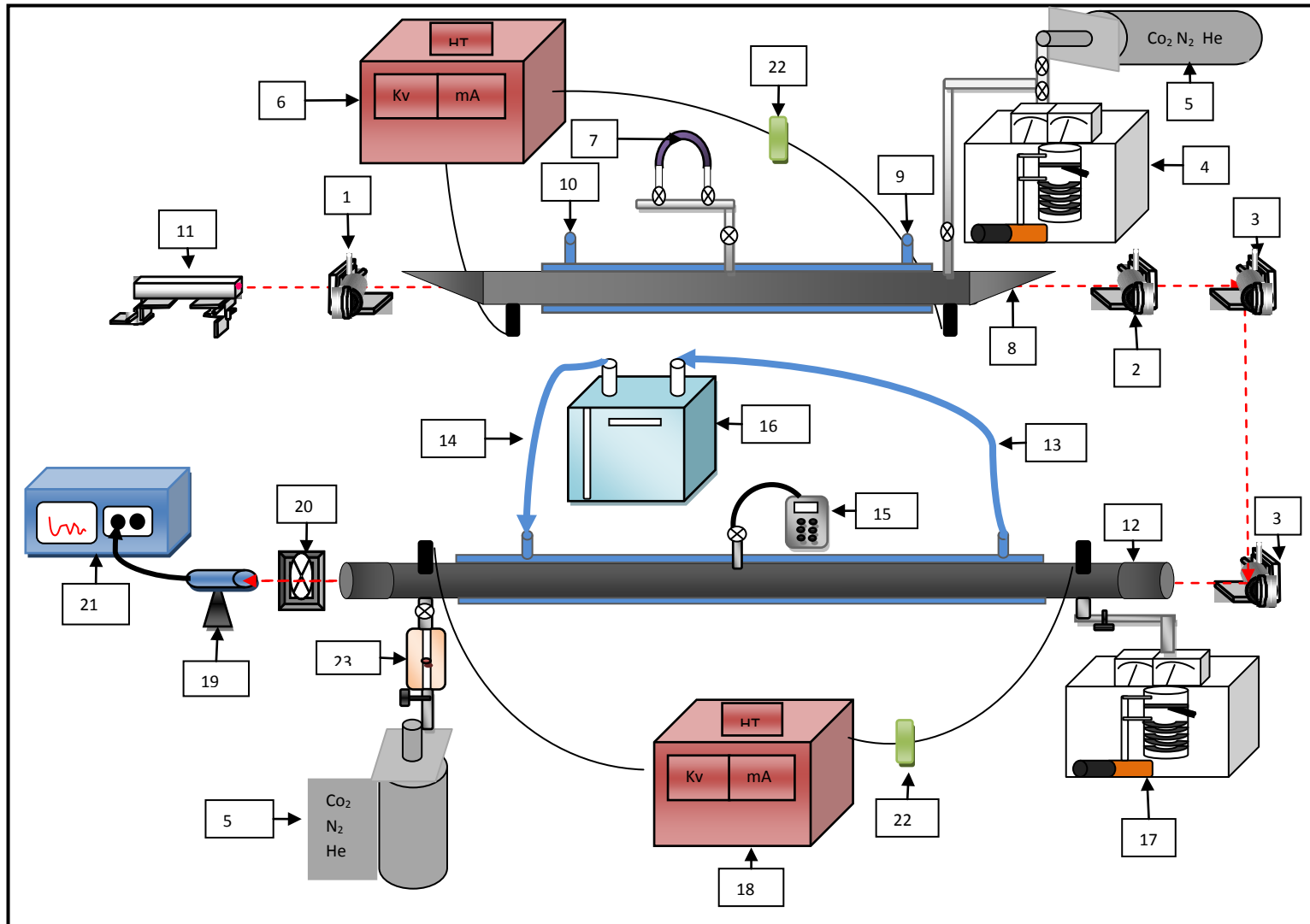
Un système de pompage constitué d'une pompe primaire et une pompe secondaire de mêmes types que celles utilisées pour le laser nous permet d'assurer un bon vide primaire et secondaire dans l'amplificateur d'un côté et de contrôler l'écoulement des gaz pendant le fonctionnement de l'amplificateur. Le mélange gazeux de l'amplificateur est excité par une alimentation haute tension continue qui peut délivrer une tension de 0- 60 KV pour une plage de courant de 0- 40 mA. Une résistance ballast de 300 K $\Omega$  est introduite dans le circuit pour limiter le courant d'excitation et stabiliser le fonctionnement de l'amplificateur.

Des miroirs de réflexion avec des rayons de courbures de 4 m ont été utilisés pour guider le signal issu de la source, pour qu'il passe au milieu du tube amplificateur.

### **III-2-2-4 Systèmes de mesures**

**Manomètre différentiel :** C'est un appareil de mesure de pression différentielle entre la pression atmosphérique et la pression des gaz dans l'amplificateur. C'est un modèle Comark C9555 qui assure une précision de mesure de 2%, avec un temps de réponse assez rapide. Pendant l'écoulement du mélange gazeux, un gradient de pression longitudinale s'établit dans le tube amplificateur. Le manomètre est placé au milieu du tube amplificateur pour relever une pression moyenne pendant écoulement.

**Débit mètre :** Pour mesurer le débit d'écoulement des gaz, nous avons utilisé un débitmètre à flotteur. Le débitmètre est interposé entre deux micros-vannes pour ajuster le débit. Il est au préalable étalonné en fonction du mélange utilisé comme on peut le voir sur la figure (III-2) [12].



1	Miroir de couplage
2	Miroir troué
3	Miroirs de réflexions
4	Groupe de pompage de tube laser
5	Bouteilles du mélange gazeux
6	Alimentations haute tension du laser
7	Manomètre à mercure
8	Tube laser
9	Entrée d'eau
10	Sortie d'eau
11	laser He-Ne d'alignement
12	Tube amplificateur
13	Sortie d'eau
14	Entrée d'eau refroidit
15	Manomètre différentiel
16	Refroidisseur
17	groupe de pompage de l'amplificateur
18	Alimentation haute tension de l'amplificateur
19	Joule mètre
20	shopper
21	Oscilloscope
22	Résistance Ballast
23	Débitmètre des gaz

**Figure III-1: Dispositif expérimental**

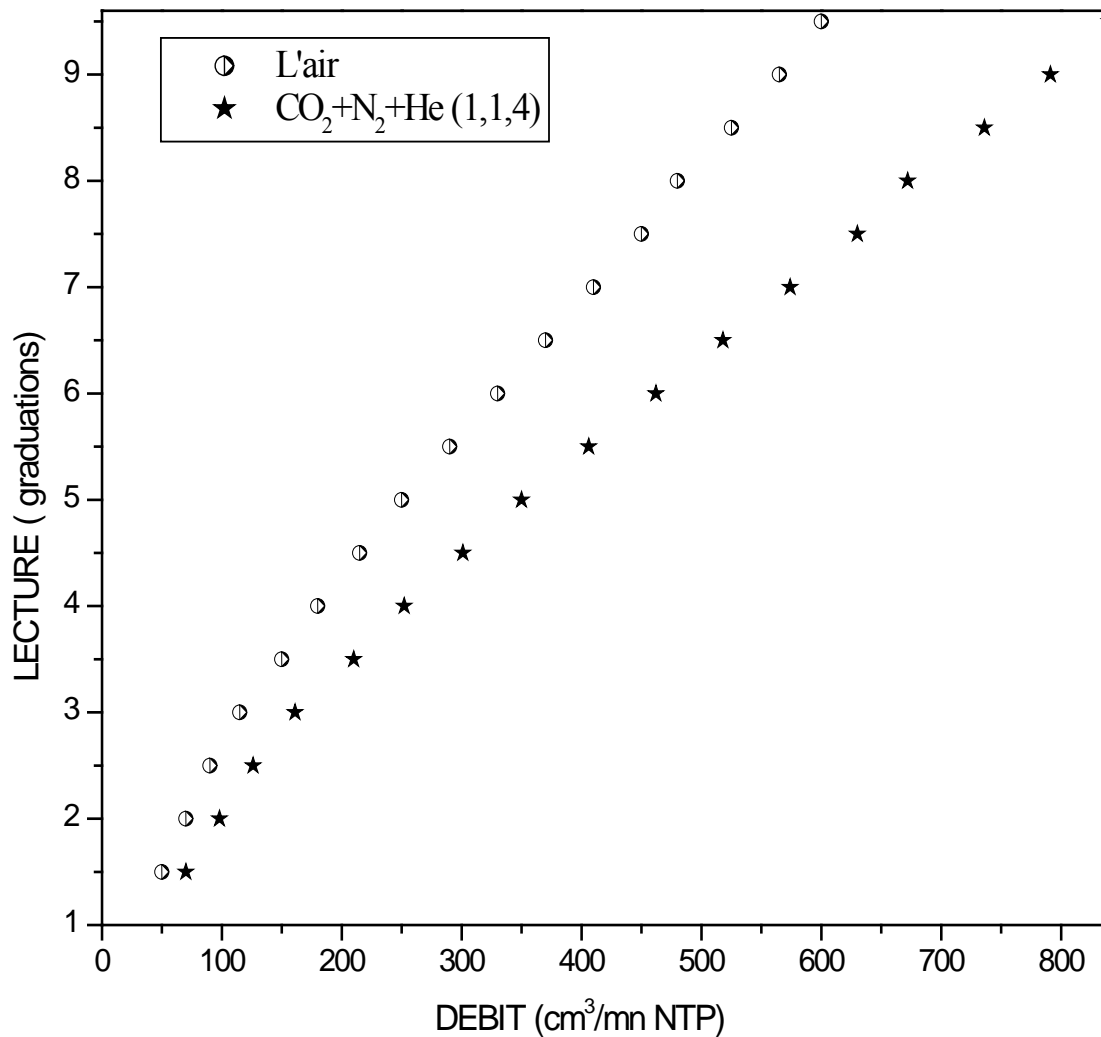


Figure III-2 : Courbe d'étalonnage du débitmètre

### III-2-2-5 Système de détection

**Wattmètre** : il est utilisé pour détecter et mesurer la puissance du signal laser amplifié. Il contient un détecteur muni d'un système d'affichage électronique permettant de lire directement la valeur de la puissance détectée.

**Le détecteur** : C'est un joule-mètre de type Gentec ED200 dont le diamètre de la surface de détection est de 23 mm. Il est utilisé pour mesurer l'énergie moyenne du faisceau, son temps de réponse est de 10 ms, en lui associent un shopper permettant de moduler le signal à une

fréquence de 10 Hz. Il est relié à un oscilloscope numérique, modèle Tektronix TDS 2012 ayant une bande passante de 100MHz pour visualiser le signal laser.

### III-3 Caractérisation et optimisation expérimentale du laser source

Avant de commencer l'étude expérimentale détaillée de notre amplificateur laser, il est important de maîtriser le fonctionnement du laser source qui fournit le signal destiné à être amplifié en puissance. Pour cela on a fait une étude expérimentale qui nous permet de déterminer non seulement les conditions optimales de fonctionnement du laser mais aussi d'étudier la stabilité de son fonctionnement au cours du temps.

#### III-3-1 Variation temporelle de la puissance laser

L'évolution temporelle de la puissance laser est représentée sur la figure (III-3) :

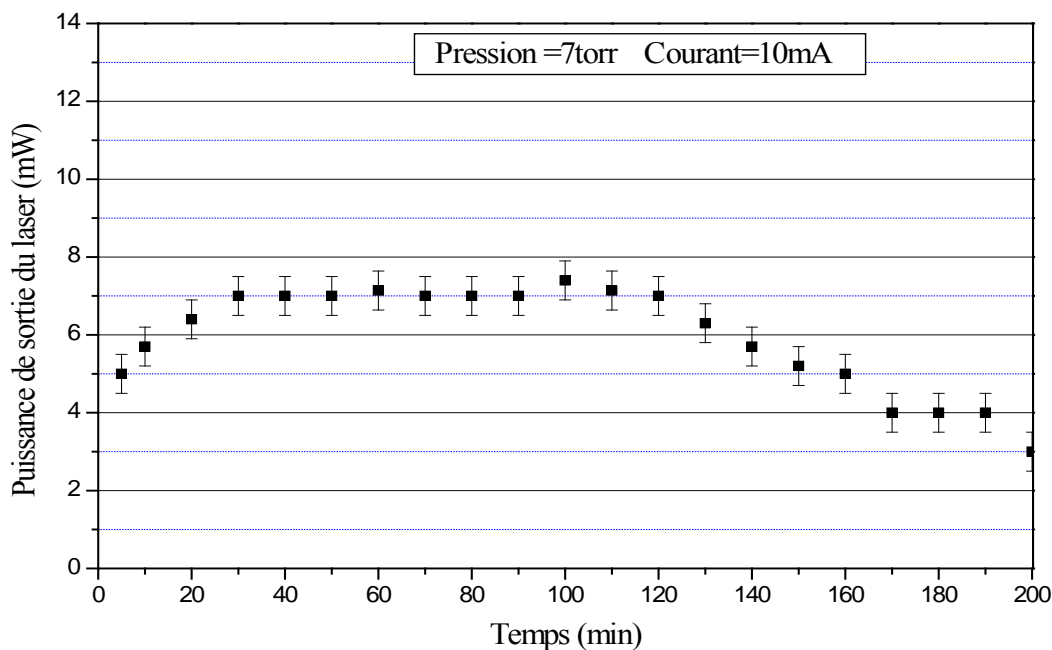


Figure III-3 : Evolution temporelle de la puissance laser

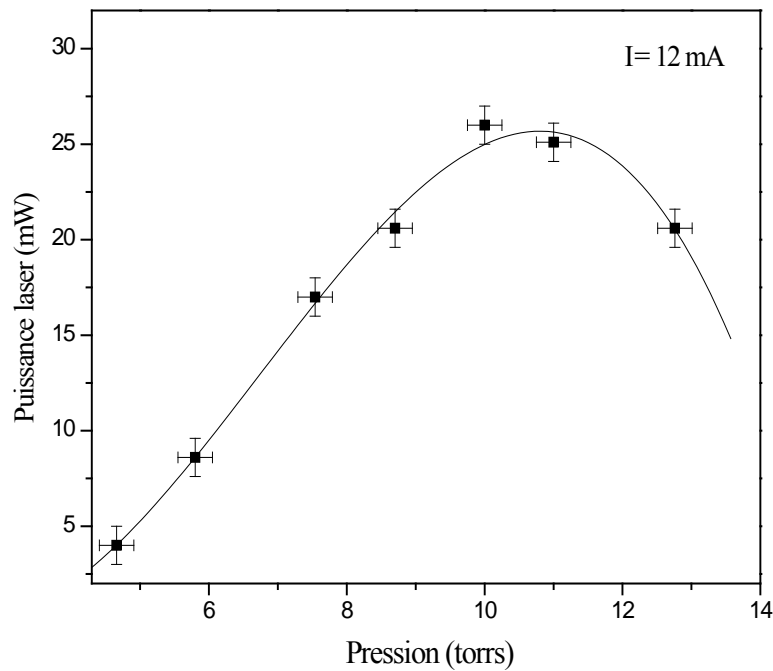
On note que la puissance de notre laser est pratiquement stable pendant les trois premières heures. Cette durée est largement suffisante pour faire nos mesures et s'assurer de leurs reproductibilités avant que la puissance de notre signal laser ne diminue.

La puissance du signal laser est mesurée par un wattmètre. L'incertitude estimée (valable pour tout le document) est:  $\Delta P = 1mW$

### III-3-2 Influence de la pression

Nous avons mesuré la variation de la puissance laser en fonction des pressions du mélange gazeux grâce à un manomètre à mercure. L'erreur sur la lecture de la pression du mélange gazeux qui se fait sur un papier millimétré est estimée à  $0.3 \text{ torr}$ .

L'enregistrement complet de l'évolution de la puissance laser en fonction de la pression est illustré dans la figure (III-4).

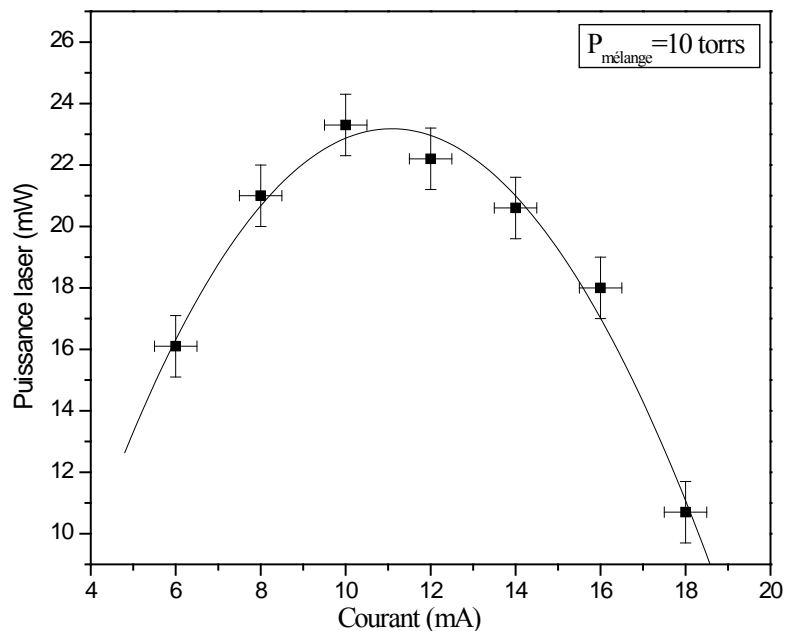


**Figure III-4 :** variation de la puissance du laser en fonction de la pression du mélange gazeux

Nous remarquons que la puissance émise augmente avec la pression du mélange jusqu'à atteindre une valeur maximale à une pression voisine de 10 torrs. A des pressions supérieures nous observons une diminution de la puissance laser (effet de saturation). Le courant de décharge est fixé à 12 mA. Cette saturation s'explique par la diminution du nombre d'électrons susceptibles d'exciter les molécules  $N_2$  [22].

### III-3-3 Influence du courant de décharge

Pour la pression optimale nous avons tracé la variation de la puissance laser en fonction du courant de décharge, voir Figure III-5. Elle montre une puissance maximale pour un courant optimale de 10 mA, puis elle décroît. Cette diminution est liée à une augmentation de la température du mélange qui est préjudiciable pour maintenir l'inversion de population [22], et à la diminution de nombre des centres actifs suite au processus de dissociation de la molécule de  $\text{CO}_2$  qui augmente en augmentant le courant de décharge [13]. La lecture des intensités du courant de décharge se fait directement sur un milliampèremètre intégré dans l'alimentation haute tension. L'erreur sur la lecture est estimée à une valeur de 0.5 mA .



**Figure III-5 :** Variation de la puissance du laser en fonction du courant de décharge

***CHAPITRE IV***

***MESURES ET RESULTATS EXPERIMENTAUX***

***REALISES SUR L'AMPLIFICATEUR SCELLE***



## **IV-1 Introduction**

Dans ce chapitre nous présentons les mesures expérimentales obtenues sur l'amplificateur réalisé au niveau de notre laboratoire. Nous avons étudié les caractéristiques du gain à un seul passage à travers l'amplificateur pour le mélange gazeux (CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He) dans les proportions (1, 1, 4) en statique, en faisant varier plusieurs paramètres : le courant de décharge, la pression du mélange et l'intensité d'entrée du faisceau incident. Cette étude est faite dans une première étape à la température ambiante. Par la suite l'influence de la température sur les caractéristiques de l'amplificateur a été étudiée.

### **La Mesure du gain**

Le gain est obtenu par le rapport :

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}}$$

Où  $P_{out}$  est la puissance de sortie mesurée quand la décharge de l'amplificateur est allumée.

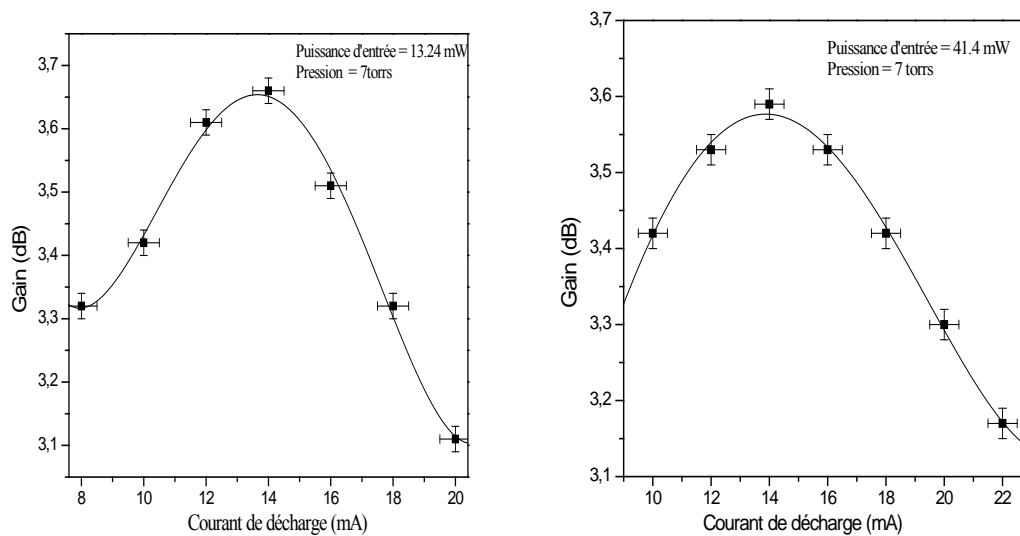
$P_{in}$  est la puissance de sortie mesurée quand la décharge de l'amplificateur est éteinte.

Pour mesurer le gain on fait varier la puissance du signal d'entrée de l'amplificateur dans la gamme de 10-200 mW, par un ajustement des miroirs de réflexion placés entre l'oscillateur et l'amplificateur. La première étape de la caractérisation de l'amplificateur laser a été faite à la température ambiante et cela pour essayer de comprendre le comportement de l'amplificateur et fixer les conditions optimales de son fonctionnement avant d'étudier l'influence de la température sur ses performances dans l'étape suivante de notre étude expérimentale.

## **IV-2 Etude des caractéristiques du gain de l'amplificateur à la température ambiante**

### **IV-2-1 Influence du courant de décharge**

Nous avons mesuré le gain simple passage du faisceau dans l'amplificateur pour la pression optimale de 7 torr du mélange gazeux en fonction du courant de décharge et cela pour deux valeurs de la puissance du signal d'entrée. Le résultat obtenu est illustré dans la figure (IV-1). Nous remarquons sur ces graphes que le gain est maximum pour un courant de décharge de 14 mA. Il serait donc intéressant de travailler avec ce courant optimal pour avoir un meilleur rendement de l'amplificateur.



**Figure IV-1:** Variation du gain de l'amplificateur en fonction du courant de décharge pour deux valeurs différentes de la puissance d'entrée.

#### IV-2-2 Influence de l'intensité d'entrée du signal laser incident pour différentes pressions du mélange gazeux

Pour différentes pressions du mélange gazeux variant entre 4 - 10 torr en statique, nous avons obtenu les courbes suivantes (figure IV-2) qui montrent la variation du gain en décibels (dB) en fonction de la puissance d'entrée du signal laser incident.

La mesure de la pression se fait par un manomètre différentiel à affichage numérique. L'erreur sur la lecture est estimée à 0.2 torr

Nous constatons que le gain augmente avec l'augmentation de la puissance d'entrée pour chaque valeur de la pression du mélange gazeux dans l'amplificateur. Il passe par un maximum avant de diminuer suite au phénomène de saturation. La variation maximale du gain pour chaque pression est donnée par la figure IV-3. Nous remarquons que le gain maximum est obtenu pour une pression de 7 torr. Il est égal à  $G_{opt} = 3.88 \text{ dB}$ . Cette valeur du gain est prometteuse si on tient compte des études d'optimisation du gain en fonction du diamètre de tube amplificateur qui a été faite par CHEO [7, 23]. Ou le gain optimal obtenu pour un tube amplificateur de 22 mm de diamètre, scellé (même diamètre que notre amplificateur) est égal à 1.7 dB/m.

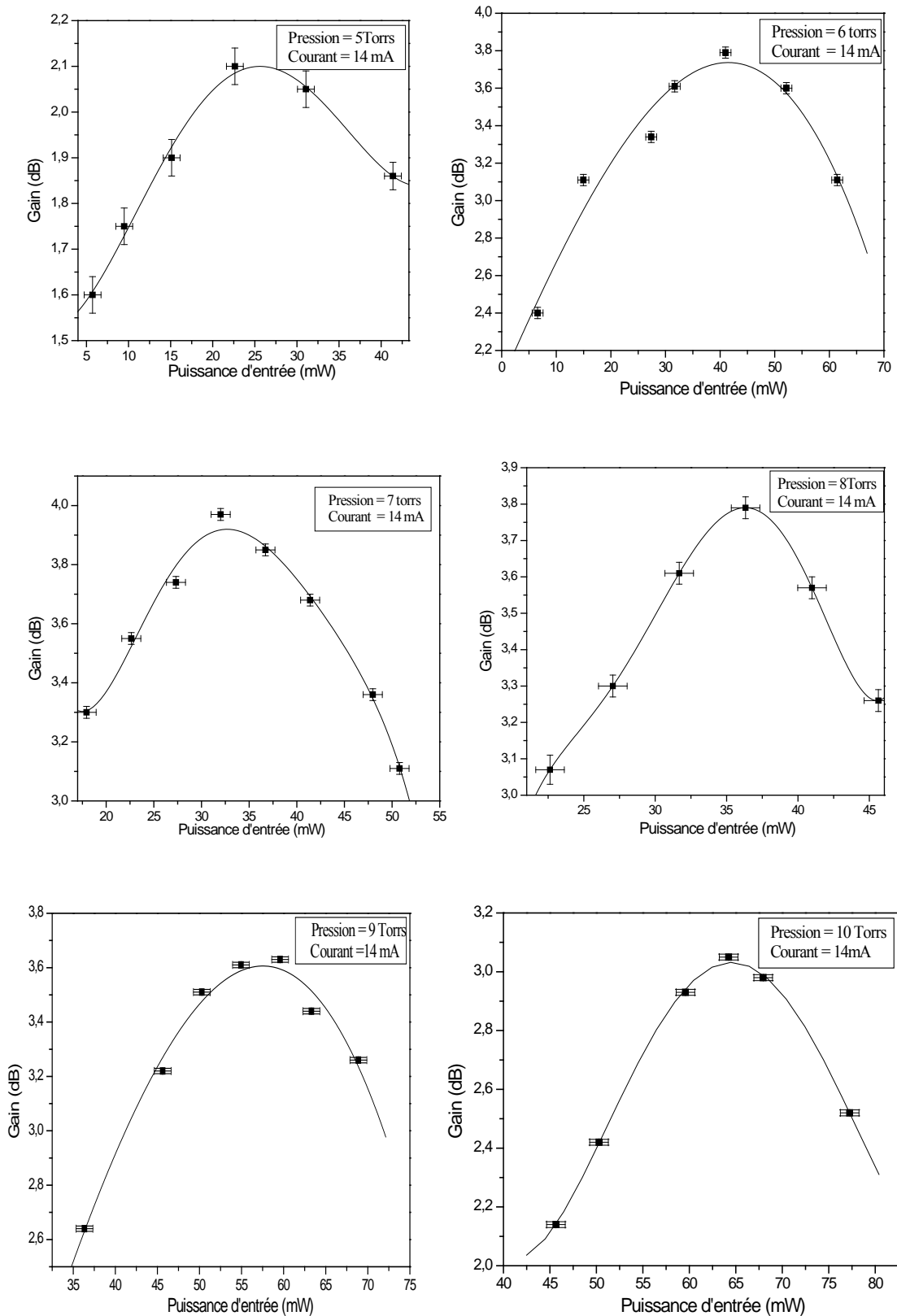
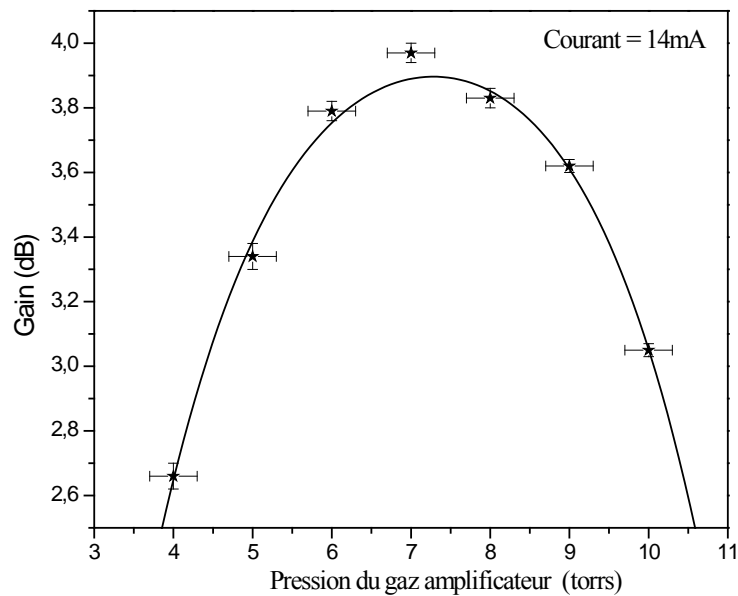


Figure IV-2 : Variation du gain en fonction de la puissance d'entrée de l'amplificateur pour différentes pressions



**Figure IV-3 :** Variation du gain en fonction des pressions partielles du mélange

#### IV-2-3 Saturation du gain

C'est un phénomène caractéristique des amplificateurs laser où le gain sature à partir d'une certaine valeur de la puissance d'entrée. Ce qui limite l'extraction de l'énergie accumulée dans l'amplificateur et par conséquent limite son rendement.

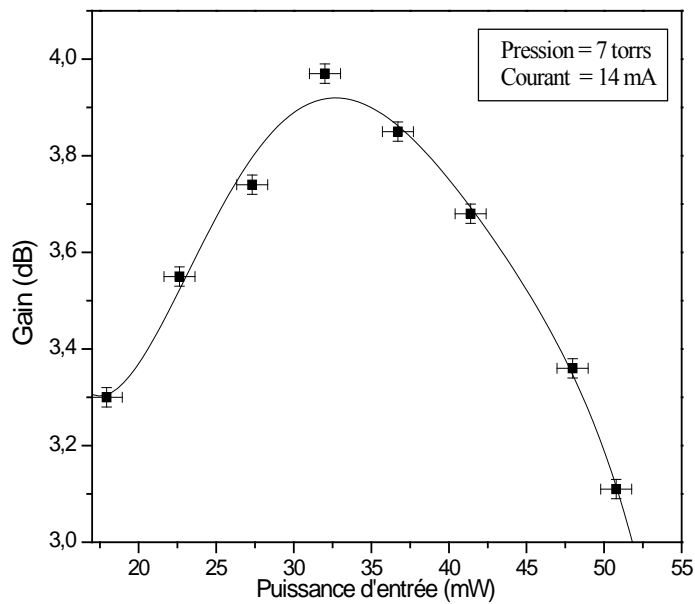
Dans cette partie nous avons analysé ce comportement dans les conditions optimales de fonctionnement de notre amplificateur ( $P = 7 \text{ Torr}$ ,  $I = 14 \text{ mA}$ ).

La figure suivante IV-4 montre la saturation du gain optimal observée en fonction de la puissance du faisceau d'entrée. Nous observons que le gain augmente avec la puissance du faisceau d'entrée. Pour des puissances du signal d'entrée  $P_{in} \geq 32 \text{ mW}$  on constate un début de saturation du gain de l'amplificateur qui diminue après, avec l'augmentation de la puissance d'entrée. Pour bien déterminer le régime saturé et non saturé de l'amplificateur, on a tracé la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée dans les conditions optimales de fonctionnement de l'amplificateur comme le montre la figure IV-5.

Nous remarquons que la première partie de cette courbe est une droite pour des valeurs de la puissance d'entrée  $I_{in} < 32 \text{ mW}$ , ce qui correspond au régime non saturé du gain (régime linéaire). Au delà l'augmentation de la puissance de sortie de l'amplificateur n'est plus linéaire. On observe un début de saturation du gain de l'amplificateur à une valeur de la puissance d'entrée qu'on va appeler la puissance de saturation de l'amplificateur qui est égale

à 32 mW. Ainsi pour éviter la saturation du gain de l'amplificateur dans les conditions optimales de travail, il faut maintenir le signal d'entrée à des puissances faibles afin d'avoir une bonne extraction de l'énergie de l'amplificateur. C'est ce que montre la figure IV-6 où on a représenté la puissance extraite en fonction de la puissance d'entrée dont la relation est donnée par l'équation suivante :

$$P_{ext} = P_{out} - P_{in}$$



**Figure IV-4:** Saturation du gain en fonction du signal d'entrée

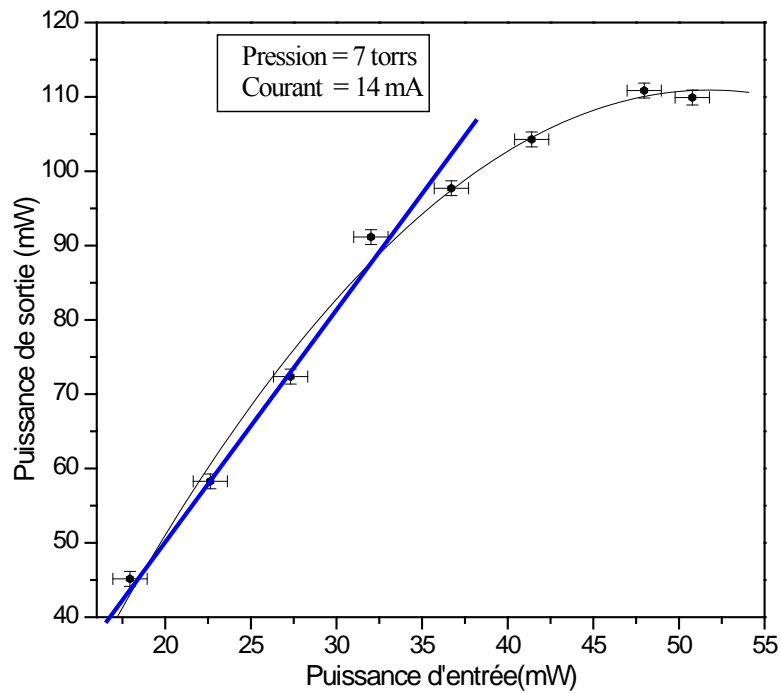


Figure IV-5 : La puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée

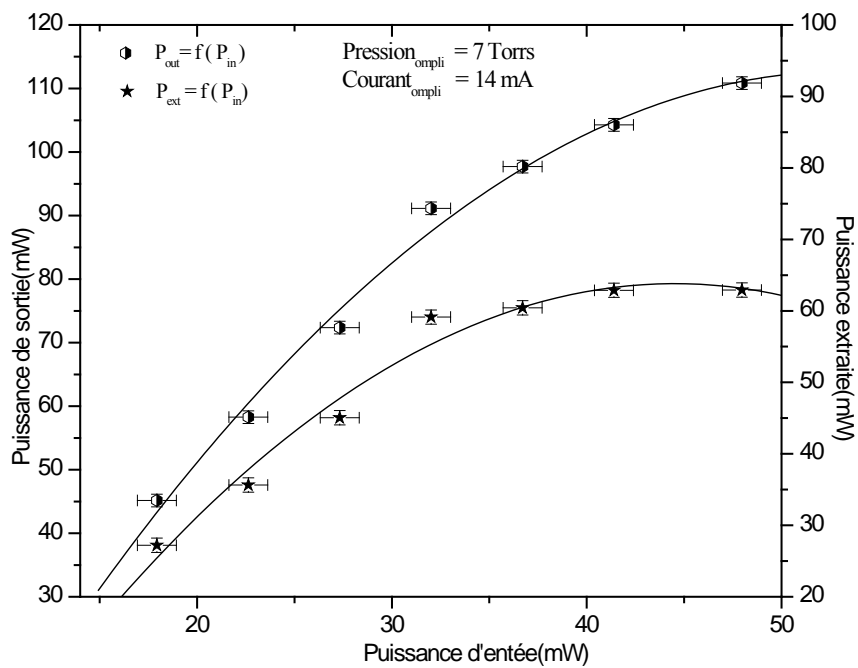


Figure IV-6 : Variations de la puissance de sortie et la puissance extraite en fonction de la puissance d'entrée de l'amplificateur.

Cette étude nous a permis d'étudier les performances de l'amplificateur à la température ambiante. Nous avons déterminé les conditions de fonctionnement optimal (7 Torr, 14 mA) pour un gain maximal de 3.97 dB.

Nous allons à présent regarder l'influence de la température de refroidissement du tube amplificateur sur ses performances.

### ***IV-3 Influence de la température de refroidissement sur les performances de l'amplificateur***

Dans une étude de l'influence de la température de refroidissement sur le gain de l'amplificateur faite par CHEO sur un amplificateur laser à CO<sub>2</sub> [7], il a été montré que le gain décroît avec l'augmentation de la température de refroidissement dans la gamme 20<sup>0</sup>-100<sup>0</sup> C. Pour compléter cette étude, nous avons fait une étude du gain à basses températures de 6<sup>0</sup>-20<sup>0</sup> C.

#### ***IV-3-1 Influence de la température de refroidissement sur le gain optimal***

La variation du gain optimal de notre amplificateur avec la température de refroidissement est montrée dans la figure IV-7. Nous remarquons qu'il y a une décroissance du gain avec l'augmentation de la température. Ce résultat est conforme à celui trouvé par CHEO [7].

Donc si on veut avoir une bonne extraction de l'énergie de l'amplificateur et par conséquent un bon gain, il faut travailler à des températures de refroidissement basses pour éviter la dégradation du milieu amplificateur. L'erreur sur la lecture de la température est de 0.2°C.

La figure IV-8 montre la variation de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée à quatre températures de refroidissement différentes dans les conditions optimales (7 Torr, 14 mA). Si on compare l'évolution de la puissance de sortie pour chaque température on trouve que la puissance de sortie augmente avec la diminution de la température pour les mêmes puissances d'entrées. La puissance de sortie maximale est obtenue pour la plus basse température étudiée 6<sup>0</sup> C ou on a obtenu une puissance de sortie égale à 165 mW pour une puissance d'entrée de 60 mW. Le choix de cette valeur d'entrée n'est pas fortuit mais correspond au fonctionnement optimal de notre amplificateur dans le régime linéaire, non saturé. Cette démarche reste valable pour toutes les courbes suivantes.

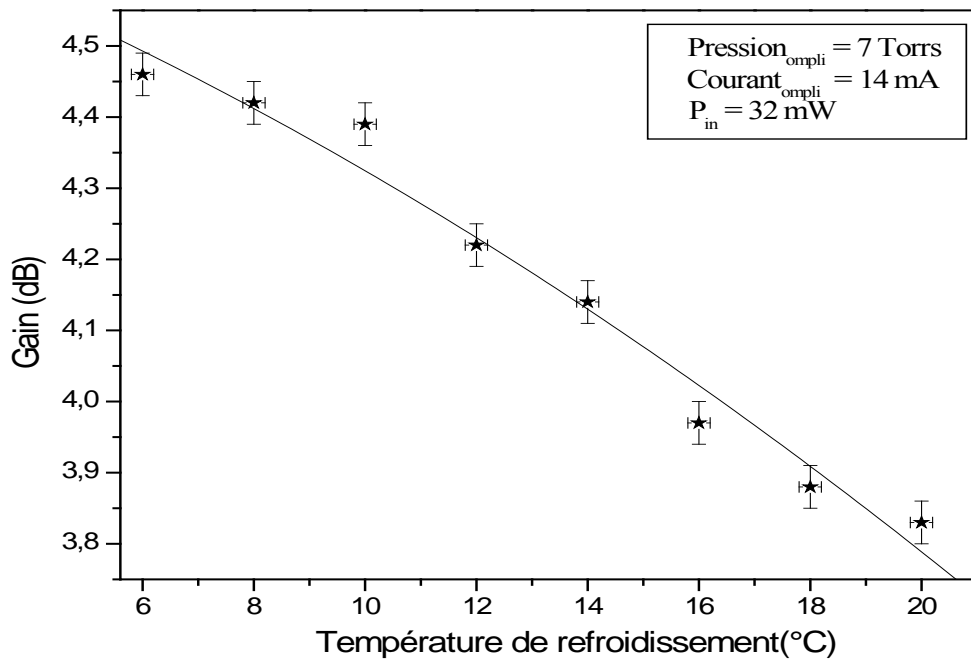


Figure IV-7 : Effet de la température sur le gain optimal de l'amplificateur

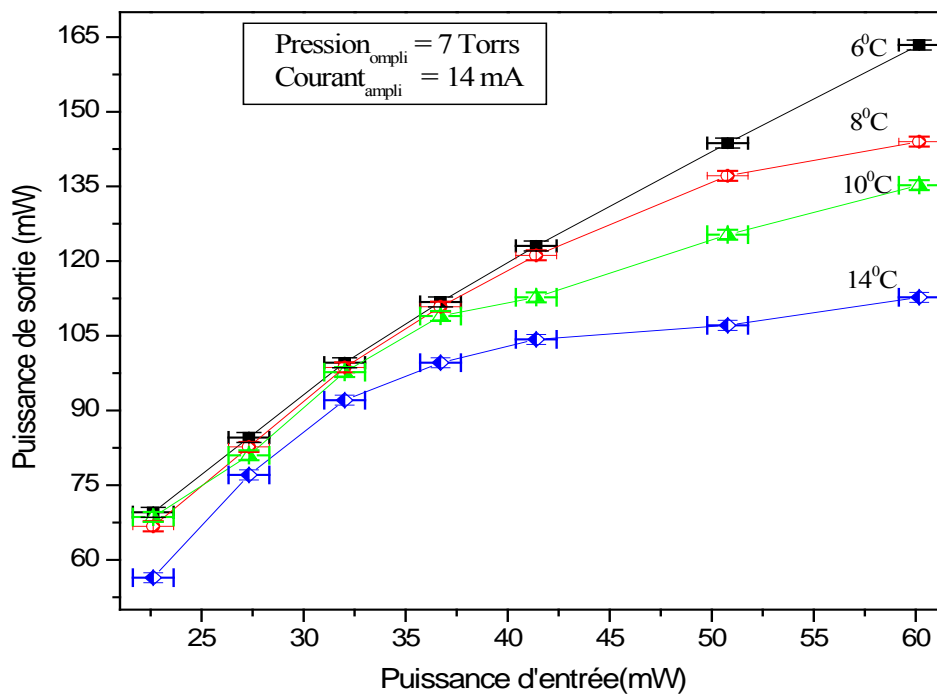


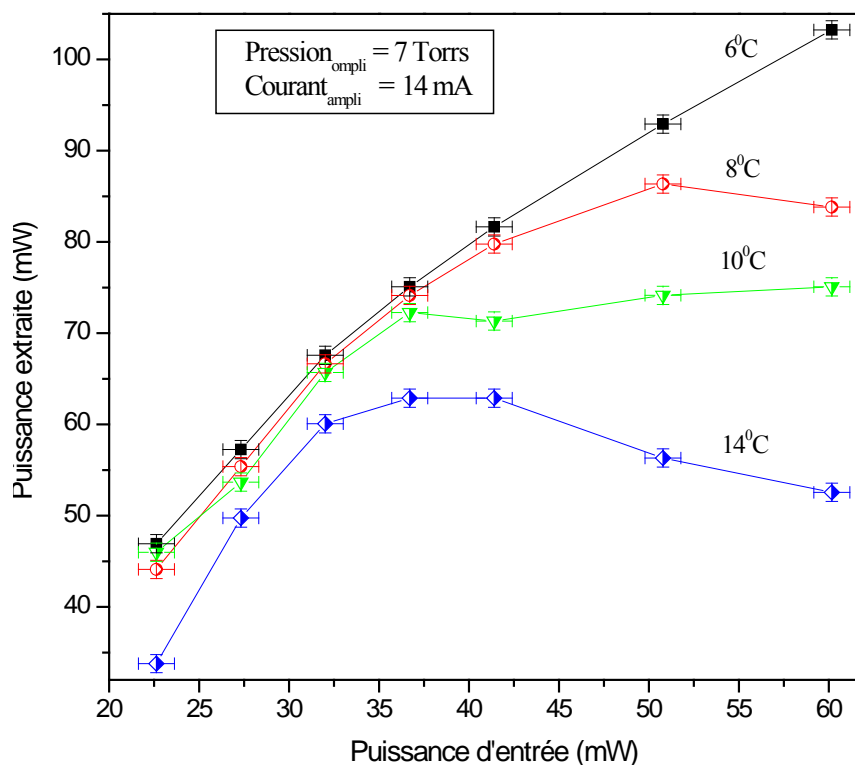
Figure IV-8 : Variation de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée de l'amplificateur à différentes températures



La figure IV-9 montre la variation de la puissance extraite de l'amplificateur en fonction de la puissance d'entrée et cela pour différentes températures.

Nous pouvons constater que la saturation de l'amplificateur dépend non seulement de la puissance d'entrée, mais aussi de la température de refroidissement du milieu amplificateur comme on peut le voir sur la figure IV-9 où on n'observe pas de phénomène de saturation à la température de 6° C.

Ceci peut s'expliquer par le fait que la température du gaz a un effet significatif sur la relaxation des modes vibrationnels de la molécule de CO<sub>2</sub> [33, 37]. Et pour un mélange de CO<sub>2</sub> qui contient de l'hélium, la température du gaz devrait avoir un plus grand effet sur la relaxation des niveaux laser supérieurs que sur celle des niveaux inférieurs (0 1<sup>0</sup>) [34].



**Figure IV- 9 :** Variation de la puissance extraite en fonction de la puissance d'entrée pour différentes températures

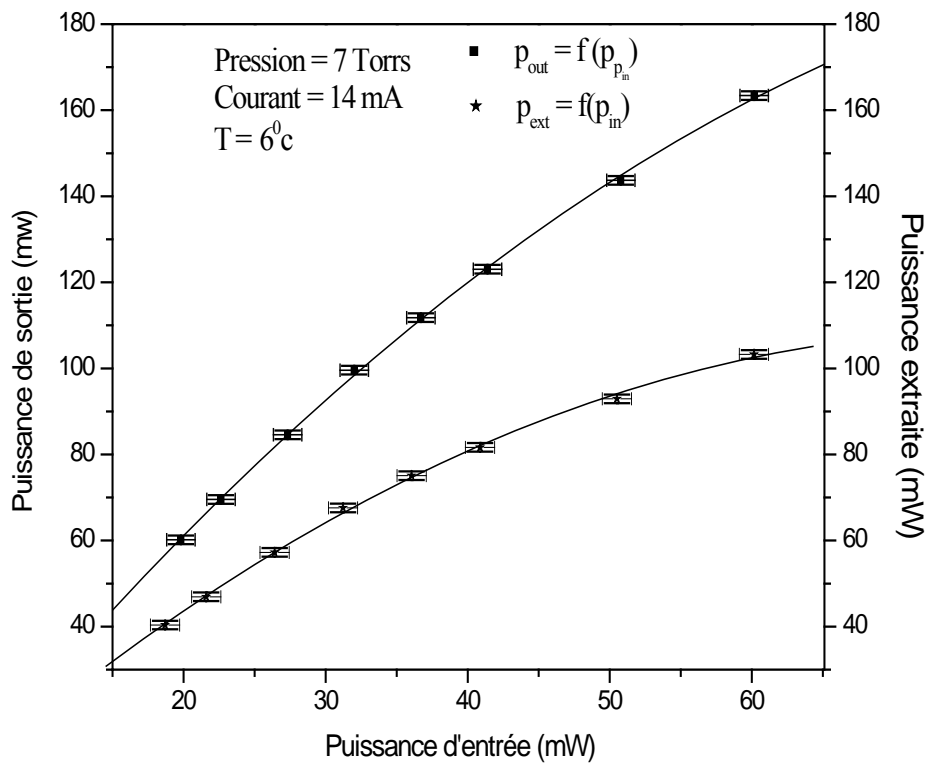
En résumé, les meilleures performances sont obtenues à une température de 6°C ou nous avons eu :

- Un maximum d'extraction de la puissance de l'amplificateur et un maximum de la puissance de sortie
- Une diminution de degré de saturation de l'amplificateur comme le montre la figure IV-10-(a) qui donne en même temps la puissance extraite et la puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance d'entrée pour la température de 6°C.
- Un gain optimal égal à 4.46 dB comme on peut le voir sur la figure IV-10-(b). Cette valeur du gain est meilleure que celle trouvée par CHEO obtenu pour un tube amplificateur du même diamètre [7].

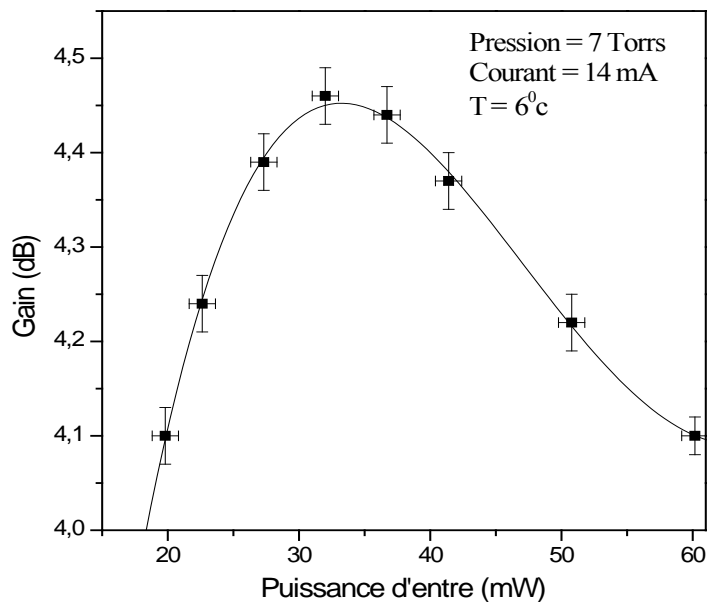
#### ***IV-4 Conclusion***

En abaissant la température, nous avons bien amélioré le gain de l'amplificateur et par conséquent, extrait une quantité importante de l'énergie. Néanmoins, la saturation du gain est toujours présente.

Une des solutions envisagée est de procéder à l'écoulement des gaz dans le milieu amplificateur pour avoir un gain plus élevé que celui obtenu en statique. Cela nécessite une installation complémentaire du dispositif déjà réalisé. Malgré les difficultés rencontrées dans sa mise en place, nous avons néanmoins pu faire un début d'étude expérimentale de l'influence de l'écoulement des gaz sur le gain de l'amplificateur que nous présentons dans le chapitre V.



(a)



(b)

Figure IV-10 : (a) Variation de la puissance de sortie et la puissance extraite à 6

(b) Variation du gain de l'amplificateur à  $6^{\circ}\text{C}$

***CHAPITRE V***  
***ETUDE DE L'INFLUENCE DE L'ÉCOULEMENT***  
***DES GAZ SUR LES PERFORMANCES***  
***DE L'AMPLIFICATEUR LASER***

## ***V-1 Introduction***

Les caractéristiques du gain de l'amplificateur scellé diffèrent de celles de l'amplificateur à écoulement des gaz [7, 23] à cause de l'accumulation des gaz CO et O<sub>2</sub> qui résultent de la dissociation de la molécule de CO<sub>2</sub> active dans un tube scellé. L'écoulement des gaz dans l'amplificateur va servir à apporter de nouvelles molécules actives en éliminant le monoxyde de carbone dans le milieu amplificateur, ce qui permet d'avoir un gain meilleur.

Dans ce chapitre, nous allons étudier les caractéristiques du gain du milieu amplificateur avec un écoulement des gaz.

## ***V-2 Procédure expérimentale***

Les mesures du gain dans le cas de l'écoulement ont été faites dans les mêmes proportions que pour l'amplificateur scellé (CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He) c'est-à-dire, dans les proportions (1, 1,4) et cela pour pouvoir comparer les gains obtenus pour les deux systèmes étudiés.

Le fonctionnement dynamique nécessite une installation de pompage importante pour évacuer le gaz. Un débitmètre est placé entre deux micros-vannes pour mesurer le débit à l'entrée de l'amplificateur. Les deux micros-vannes servent à contrôler la pression et le débit d'écoulement du gaz. L'erreur de lecture sur le débitmètre est estimée à une demi-graduation

C'est-à-dire :  $\Delta D = 10 \text{ cm}^3 / \text{min}$ .

Dans ce travail, les débits sont exprimés dans les conditions normales de température et de pression. Le mélange gazeux s'écoule de l'anode à la cathode, la température de tube reste constante et égale à 8<sup>0</sup>C pour toutes les mesures. La figure V-1 suivante montre un schéma simplifié du dispositif utilisé.

Nous rappelons que le gain mesuré est le rapport entre la puissance de sortie mesurée quand la décharge est allumée sur celle mesurée quand la décharge est éteinte.

Il faut noter qu'avec l'écoulement des gaz, il y a un gradient de pression entre l'entrée et la sortie du tube. Pour cette raison, nous avons mesuré des pressions moyennes au milieu du tube amplificateur.

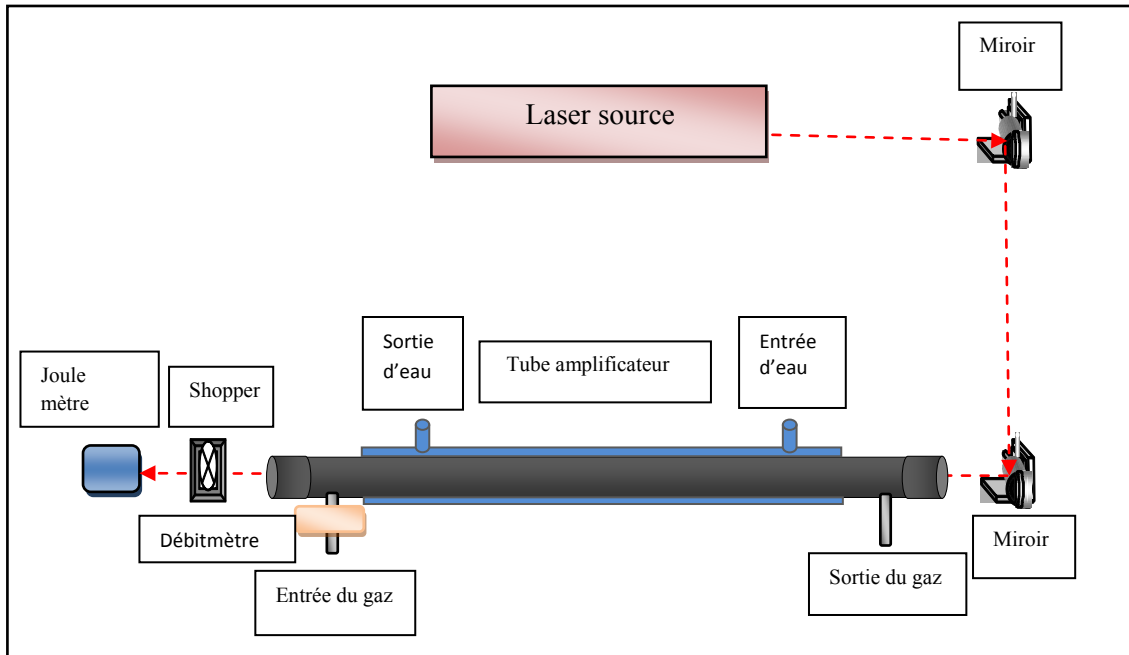


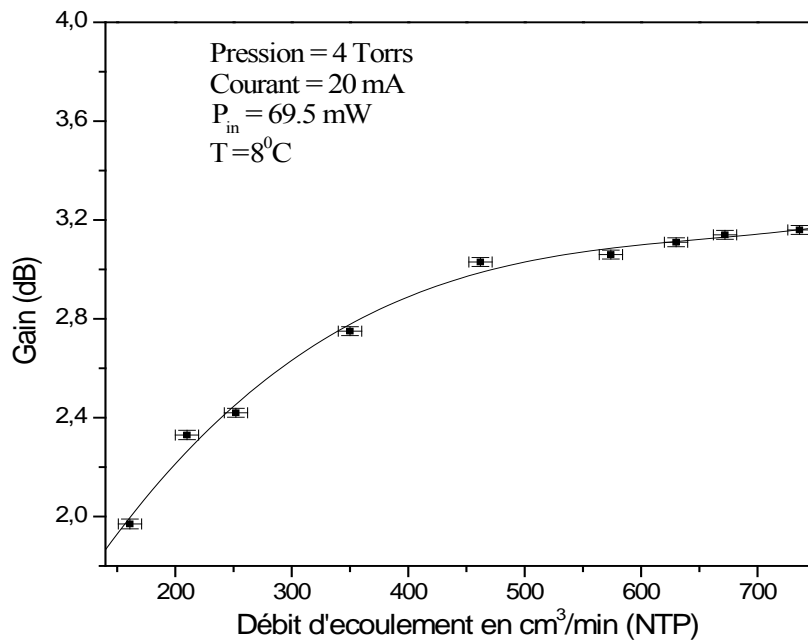
Figure V-1: Schéma simplifié du dispositif expérimental

### V-3 Etude des caractéristiques de l'amplificateur à écoulement des gaz

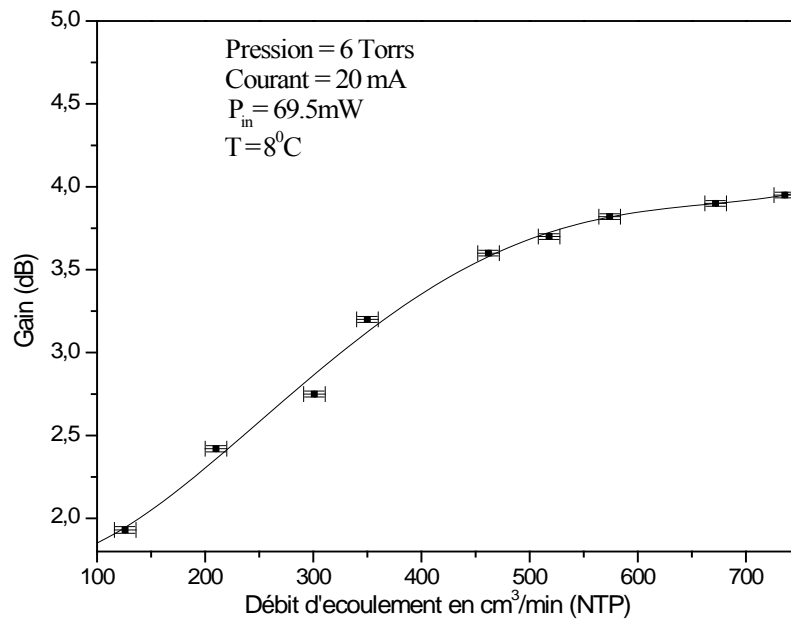
#### V-3-1 Influence du débit d'écoulement sur le gain de l'amplificateur

Pour une pression totale du mélange de 4 torrs, nous avons tracé la courbe donnant les variations du gain de l'amplificateur en fonction du débit des gaz. Pour des débits dans la gamme :  $100 < D < 450 \text{ cm}^3/\text{min}$ , nous remarquons une augmentation rapide du gain de l'amplificateur voir la figure V-2-(a). Cette augmentation est due au renouvellement des molécules actives, à l'évacuation du CO ainsi qu'au refroidissement du milieu actif. Le gain commence à se stabiliser à un débit de  $450 \text{ cm}^3/\text{min}$ . Au delà de cette valeur, le gain n'augmente pas de manière significative. Cette saturation est obtenue aussi pour une pression de 6 torrs comme on peut le voir sur la figure V-2-(b).

La valeur maximale du débit accessible expérimentalement est de  $800 \text{ cm}^3/\text{min}$  pour le mélange étudié dans les conditions optimales de décharge (20 mA). Nous sommes limités par le débitmètre utilisé et la pompe d'évacuation du gaz. Au vu des résultats précédents de la figure V-2, nous avons choisi de travailler à un débit de  $574 \text{ cm}^3/\text{min}$ .



(a)



(b)

**Figure V-2 :** Variation du gain de l'amplificateur en fonction du débit d'écoulement pour deux pressions différentes : 4 Torr et 6 Torr

### V-3-2 Effet de la variation de la puissance d'entrée sur le gain de l'amplificateur

La figure V-3 suivante nous donne la variation du gain en fonction de la puissance d'entrée pour un débit fixé de l'écoulement des gaz ( $574 \text{ cm}^3/\text{min}$ ) et pour deux pressions différentes du mélange : 6.5 torrs et 8.5 torrs. On observe que le maximum du gain est obtenu pour des puissances d'entrées de 79 mW. Au delà de cette valeur, le gain diminue. Cela est du à la saturation du milieu.

### V-3-3 Influence de la pression du mélange

Le tube amplificateur a une longueur qui avoisine les 2 m. L'écoulement du milieu actif se fait avec un gradient de pression et de température le long de tube amplificateur, ce qui influe sur son gain. Dans ce cas, nous avons mesuré une pression moyenne. La figure V-4 montre l'influence de l'augmentation de la pression moyenne sur le gain dans les conditions optimales du courant de décharge, la puissance d'entrée et du débit d'écoulement.

Nous remarquons que le gain optimal est obtenu pour une pression de 8 torrs. Cela peut s'expliquer par le fait que la pression totale dans le tube amplificateur doit être importante devant le débit d'écoulement, c'est-à-dire devant la pression qui sort de l'amplificateur, surtout si on prend en considération que notre amplificateur est à simple passage.

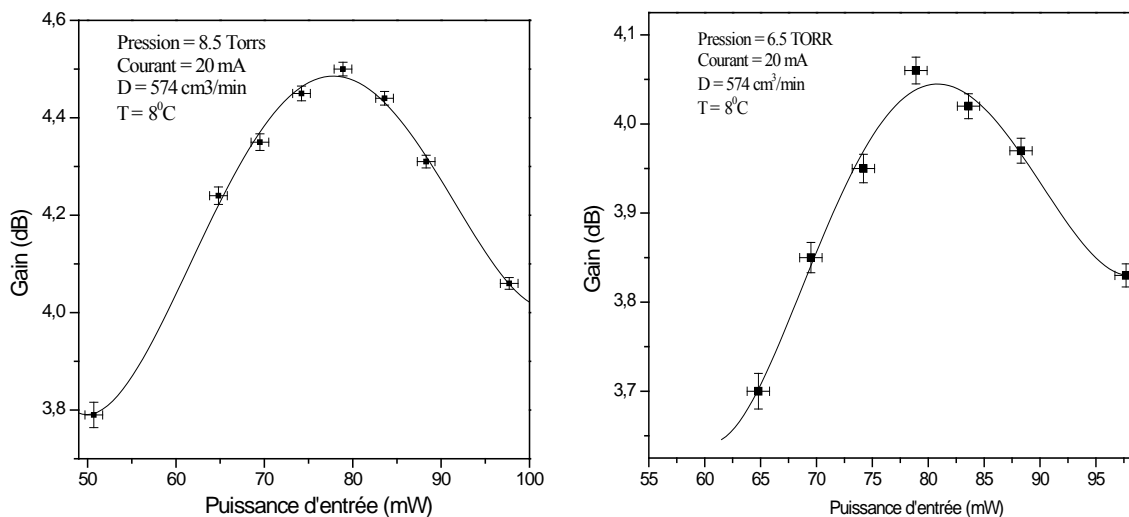
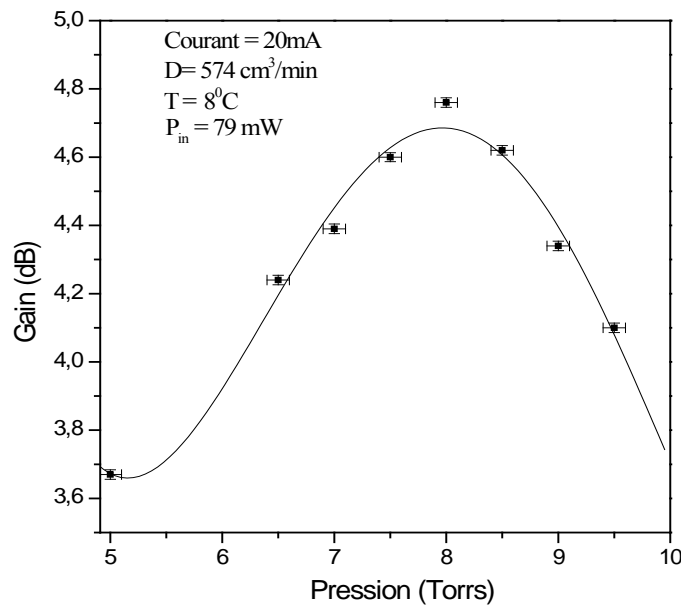


Figure V-3 : Variations du gain en fonction la puissance d'entrée

de l'amplificateur pour 6.5 et 8.5 torrs



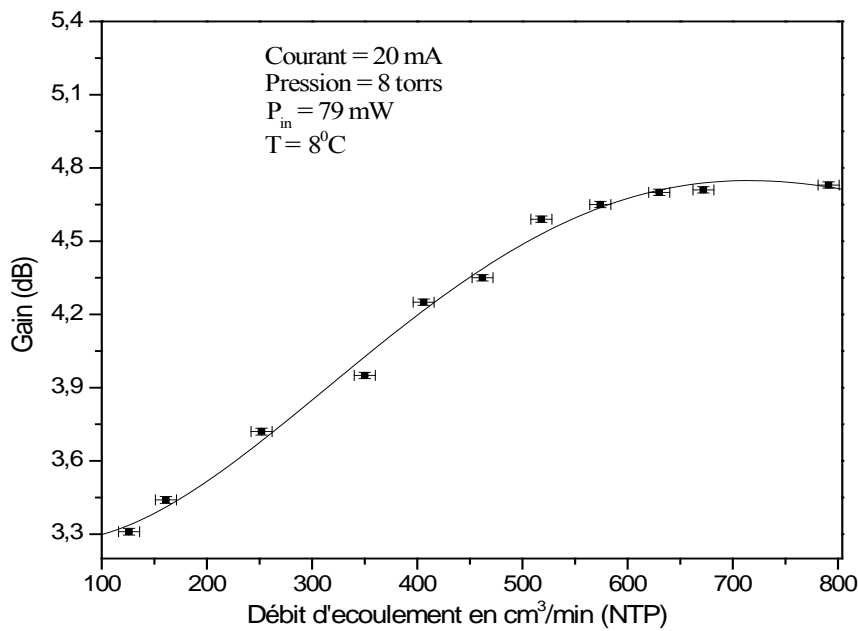


**Figure V-4 :** Variation du gain en fonction de pression du mélange pour un débit de  $574 \text{ cm}^3/\text{min}$

Pour cette pression optimale (8 Torr) nous avons tracé, voir figure V-5, la variation du gain optimal en fonction du débit. Le maximum du gain obtenu est de 4.75 dB pour une puissance d'entrée optimale de 79 mW, un courant de décharge optimale de 20 mA et pour un débit  $> 450 \text{ cm}^3/\text{min NTP}$ . Ce gain est supérieur à celui obtenu en statique conformément à ceux obtenus pour des tubes amplificateurs de même diamètre 22mm dans la littérature [7,23].

Cette augmentation du gain est due à la diminution du monoxyde de carbone dans le milieu amplificateur grâce à l'écoulement des gaz. D'un autre côté le système de pompage utilisé dans l'expérience est insuffisant pour assurer un débit constant pendant la manipulation et donner le meilleur gain possible qui compense largement des pertes produites dans le tube amplificateur. De plus, l'écoulement des gaz diminue mais n'élimine pas totalement le monoxyde de carbone [13, 12]. Il reste toujours une quantité persistante de molécules de CO dans de tube amplificateur. Ce qui explique la saturation du gain observé dans toute la gamme des débits étudiés, voir figure V-2.

Nous concluons que l'écoulement augmente le gain de l'amplificateur à un seul passage du faisceau laser, mais ne résout pas complètement le problème de la dissociation de la molécule de  $\text{CO}_2$ .



**Figure V-5 :** Variation du gain optimale en fonction de débit d'écoulement des gaz

### V-5 Discussions et comparaison

Nous avons étudié dans le chapitre précédent les caractéristiques du gain pour l'amplificateur scellé. Cette étude a été faite d'abord à température ambiante ( $20^{\circ}\text{C}$ ). Dans une deuxième partie de cette expérience nous avons fait l'étude de l'influence du refroidissement du tube amplificateur sur le gain et cela dans la gamme de températures  $6^{\circ}\text{C} \leq T \leq 20^{\circ}\text{C}$ . Enfin dans ce dernier chapitre nous avons présenté les résultats obtenus pour l'amplificateur à écoulement des gaz. Le tableau suivant résume les meilleurs gains obtenus pour les trois systèmes étudiés.

Mélange étudié	(CO <sub>2</sub> , N <sub>2</sub> , He) (1,1,4)		
amplificateur	Scellé		A écoulement
Température	ambiante	6 <sup>0</sup> C	8 <sup>0</sup> C
Gain (dB/m)	3.97	4.46	4.75

**Tableau V-1 :** Maximum des gains obtenus pour l'amplificateur étudié

Le gain le plus bas est obtenu pour l'amplificateur scellé à température ambiante. Le refroidissement de l'amplificateur augmente le gain (figure VI) où on constate un meilleur résultat à la température de 6 °C comme le montre le tableau V-1.

Le gain de 4.75 dB est obtenu pour un débit de  $574 \text{ cm}^3/\text{min NTP}$ , où nous avons remarqué que la dépendance du gain de l'amplificateur à écoulement avec la température de refroidissement de tube à décharge n'est pas aussi prononcée que celle observée pour l'amplificateur scellé. Cependant, le gain dépend beaucoup plus du débit d'écoulement des gaz.

### ***V-6 Conclusion***

Nous avons étudié les caractéristiques du gain de notre amplificateur à écoulement des gaz. Les résultats obtenus ont été comparés avec ceux obtenus précédemment en scellé. Nous avons remarqué que l'écoulement des gaz augmente le gain de l'amplificateur avec une dépendance claire en fonction du débit des gaz. Néanmoins, une amélioration est possible si on diminue le diamètre de notre tube comme cela a été démontré dans les références [7, 23] où le gain a été étudié en fonction du diamètre du tube. Les résultats obtenus dans ces références montrent clairement une dépendance du gain avec le diamètre de tube amplificateur de la forme :  $G \propto \frac{1}{D}$ .

## ***CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES***

Le but de ce travail était la réalisation, la caractérisation et l'optimisation d'un amplificateur moléculaire à gaz carbonique à simple passage du faisceau laser. Cet objectif a été atteint, tant pour l'amplificateur scellé que pour l'amplificateur avec écoulement des gaz.

Nous avons commencé par rappeler le principe général de fonctionnement des lasers à CO<sub>2</sub>, les différents mécanismes expérimentaux utilisés pour amplifier le laser ainsi que les caractéristiques essentielles d'un amplificateur laser à un passage. Cela nous a permis de bien situer les objectifs de notre travail.

Nous avons présenté par la suite le dispositif expérimental utilisé. Nous avons détaillé et décrit les différents éléments qui le composent. L'optimisation et la maîtrise du fonctionnement de notre laser source de rayonnement destiné à être amplifié a été une étape préliminaire importante et indispensable pour la suite du travail qui a été consacrée à la caractérisation et à l'optimisation de l'amplificateur scellé à température ambiante. Nous avons obtenu un gain très important en comparaison avec d'autres travaux dans la littérature. La saturation observée de la puissance de sortie de l'amplificateur dans les conditions optimales et par la suite du gain, nous a amené à refroidir le tube amplificateur. Ce refroidissement a augmenté le gain optimal de l'amplificateur d'une manière considérable et a diminué sa saturation.

L'étude de l'influence de l'écoulement des gaz sur le gain de l'amplificateur a fait l'objet de la dernière partie de nos expériences. L'écoulement des gaz réalisé dans le tube amplificateur donne lieu à une légère augmentation de la puissance de sortie et par conséquent une amélioration du gain de l'amplificateur. Cela peut être expliqué par le fait que l'écoulement ne permettrait pas une élimination totale des produits de dissociation de la molécule de CO<sub>2</sub>. De plus, cet écoulement induit un gradient axial de pression du gaz constituant le milieu amplificateur qui augmente en augmentant la longueur de tube amplificateur.

En conclusion de notre étude, nous pouvons dire qu'un bon fonctionnement dynamique de l'amplificateur nécessite une longueur et un diamètre adéquats du tube amplificateur afin de diminuer le gradient de pression du gaz et avoir un gain plus élevé. Cela sera l'objet du prochain travail expérimental au niveau de notre laboratoire sur les amplificateurs.

## **REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1] John R. Whinnery, Lasers: Invention To Application. livre. National Academy Press Washington, D.C.,1987.
- [2] Kevin Cassou, Etudes d'amplificateurs plasma laser à haute cadence dans le domaine X-UV et applications, Propriété du pré-plasma et couplage de la pompe en incidence rasante dans le schéma collisionne transitoire. Thèse de doctorat. Université Paris Sud XI, Orsay. 14décembre 2006
- [3] C. K. N. patel, Interpretation of CO<sub>2</sub> optical maser experiments. Bell telephone laboratories, Murray Hill, New Jersey, 27 APRIL 1964.
- [4] Amplificateur Laser à Plusieurs Sous-ensembles de Dispositifs de Pompage. Fascicule De Brevet Europeen. Bulletin 2009/41 Publie le 07.10.2009.
- [5] Nicolas Cornet d'Elzius, Caractérisation optique et optimisation du fonctionnement d'une chaîne laser basée sur l'étalement, l'amplification et la compression d'impulsions. Mémoire d'Ingénieur. Université Libre de Bruxelles Faculté des Sciences Appliquées. 2007-2008.
- [6] P.K.Cheo, Effects of gas flow on gain of 10.6 micron CO<sub>2</sub> laser amplifiers. IEEE Journal of quantum electronics. Vol. QE-3. NO 12. december 1967.
- [7] P.K.CHEO and H. G. COOPER, Gain characteristics of CO<sub>2</sub> laser amplifiers at 10.6 micron. IEEE Journal of quantum electronics. Vol. QE-3. NO 2. December 1967.
- [8] Philippe Vautier et Jean-Yves COESTER, étude d'un amplificateur moléculaire a CO<sub>2</sub> fonctionnement aux fortes pressions, Annales des télécommunications Conférence « journée d'étude sur quelques problèmes d'intérêt actuels sur le laser à gaz » 25 juin 1968.
- [9] B.W. Jolliffe, P.T. Woods, D.J. Ravenhill, A simple carbon dioxide laser amplifieur suitable for optically pumped Infra-red laser applications. Optics And Laser Technology. April 1978.
- [10] I. V. Babanov, A. F. Glova, and E. A. Lebedev. Generation properties of a long, single-pass diffusion CO<sub>2</sub> laser amplifieur. Troitsk Institute of Innovative and Fusion Research, Moscow Oblast. Quantum Electron. 23 954 (<http://iopscience.iop.org/1063-7818/23/11/A09>). November 1993.
- [11] Naceur- eddine Khelifa . Etude et réalisation du laser à gaz carbonique continu fonctionnant à faible pression. Thèse de magister. USTHB 1980.
- [12] Abdelkader Bourzami. Etude et réalisation d'un laser à gaz carbonique monomode fonctionnant en écoulement à basse pression. Thèse de magister. USTHB 1986.

- [13] Karim Battou. Etude de la dissociation de la molécule  $\text{CO}_2$  dans un laser à gaz carbonique continue. Thèse de magister. USTHB 1994.
- [14] Masamori Endo Robert F. Walter. Gaz lasers. Livre. Optical Science and Engineering December 2006.
- [15] W.R. Bennett. The physics of gas lasers. Livre. Dunham laboratory, yale university. Gordon and Breach Science Publishers Inc. Copyright @ 1977.
- [16] Mohamed Mostfa Brahami. Etude et réalisation d'un laser pulse TEA- $\text{CO}_2$ . Thèse magister de. USTHB 1987.
- [17] G. Brassart, J. Meyzonnette, J. Pocholle. Source laser. Techniques de l'Ingénieur
- [18] Bernard Cagnac Jean-Pierre Faroux. Lasers Interaction lumière-atomes. Livre. EDP Sciences/CNRS Editions. Janvier 2002.
- [19] Bahaa E. A. SALE, Malvin Carl Teich. Fundamentals of Photonics. second edition. Livre. Wiley Series In Pure And Applied Optics, 2007.
- [20] Jean. François Eloy. Les lasers de puissance applications. Livre. MASSON 1985.
- [21] Anthony Siegman. Lasers. Livre. Université Science Books, Californie, 1986.
- [22] Rekia Belhoucif. Etude de la distribution du champ résonant dans une cavité laser à  $\text{CO}_2$ . Thèse de magister USTHB 2004.
- [23] Thomas F. Deutsch. Gain and fluorescence characteristics of flowing  $\text{CO}_2$  laser systems. IEEE Journal of quantum electronics. Vol. QE-3. NO 4. April 1967.
- [24] C. Dahan. Calcul d'un milieu amplificateur  $\text{CO}_2$ -N<sub>2</sub>-He en écoulement. Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (O. N. E. R. A.) 92320 Châtillon, France. Journal De Physique Colloque C6, supplément au no 11, Tome 36, page C6-11 Novembre 1975.
- [25] Said Terniche. Influence des modes transverses sur la forme des impulsions générées dans un laser à  $\text{CO}_2$  avec absorbant saturable. Thèse de magister. USTHB. 2008.
- [26] H. brunet. Les lasers moléculaires. Llaserdot Group Aérospatiale, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France.
- [27] Tomas Planchon. Modélisation des processus liée à l'amplification et à la propagation d'impulsions étirées dans des chaines laser de très haut intensité. Thèse de doctorat. ECOLE POLYTECHNIQUE. 20 novembre 2003.
- [28] C. Fabre. Les lasers - Principes fondamentaux. Laboratoire Kastler-Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Case 74,75252 Paris cedex 05, France.

- [29] J.Y. Coester and Ph. Vautier. Réalisation d'un amplificateur a grand gain sans circulation de gaz fonctionnant entre 9 et 11  $\mu$ . Société Anonyme des Télécommunications, Paris France juillet 1967.
- [30] George Emanuel. Gain saturation in a laser amplifier driven by a CW oscillator. The Aerospace Corporation, El Segundo, California 90245, U.S.A. Received 16 September 1971. Available online 22 August 2002.
- [31] K. Mcquillan, A. I. Carswell, and K. S. Jammu. Spatially Resolved Gain Measurements in a CO<sub>2</sub> Amplifier. Can. J. Phys. 50(8): 769–777 (1972) doi:10.1139/p72-109, 1972 NRC Canada.
- [32] V.N.Kondrat. Chemical kinetics of gas reactions. Reading, Mass. Aduson-Wesly, PP 381-390, 1964.
- [33] P.K. Cheo. Effect of CO<sub>2</sub>, He, and N<sub>2</sub> on the lifetimes of the 00<sup>0</sup>1 and 10<sup>0</sup>0 CO<sub>2</sub> laser levels and pulsed gain at the 10.6  $\mu$ . J APPL Phy. Vol 38 pp 3563-3568, 1967.
- [34] S. Chouli, “ Mise en forme des impulsions générées par un laser a CO<sub>2</sub> avec un absorbant saturable“ Thèse de magister USTHB 2005.
- [35] J. Reid and Siemsen. New CO<sub>2</sub> laser bands in 9-11  $\mu$ m wavelength region. National Research Council of Canada. Applied physics letters, vol 29, No 4. 15 August 1976.
- [36] A. M. Robinson and Norman Sutton. Infrared absorption at 10.6  $\mu$ m in CO<sub>2</sub> at elevated temperatures. University of Alberta, department of electrical engineering, Edmonton, Alberta T6G 2E1. Applied optics, vol 16, No 10. October 1977.
- [37] M. Traïche. Distribution du rayonnement à l'intérieur d'une cavité laser, cas d'une cavité à miroir de sortie troué. Thèse de magister. USTHB 2001.
- [38] R. Si-Fodil, “Réalisation d'un laser à gaz carbonique, continu, mono raie, fonctionnant à des pressions basses. Etude de l'influence de la température sur la puissance du laser“ thèse de magister USTHB 1983.
- [39] William T. Silfvast. Laser fundamentals . Livre. Second Edition School of Optics / Creol University of Central Florida. First published 1996 Reprinted 1999, 2000, 2003.
- [40] Orazio Svelto David C. Hanna. Principles of Lasers. Livre. fourth edition. Springer Science+Business Media, Inc.1998.

[41] Frank Träger. Springer Handbook of Lasers and Optics. Livre. University of Kassel Department of Physics Heinrich-Plett-Str. 40 34132 Kassel Germany. Frank Träger Editor. 2007.

[42] Breck Hitz. J. J. Ewing. Jeff Hecht. Introduction to laser technology. Livre. Third Edition. The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York. IEEE Press Editorial Board. 2001.