

## CHPITRE II : Description du montage expérimental

### II-1 Généralités sur les lasers à CO<sub>2</sub>:

Le laser à CO<sub>2</sub> est un laser à gaz mis au point par C.N.K.PATEL en 1964[41]. Fonctionnant en continu, sa puissance peut atteindre 10KW. Il émet dans l'infrarouge lointain autour de 9.6μm et 10.6μm. Son milieu amplificateur est un mélange gazeux composé de CO<sub>2</sub>, d'Azote (N<sub>2</sub>) et d'Hélium (He) dans des proportions adéquates. Chaque gaz joue un rôle bien particulier.

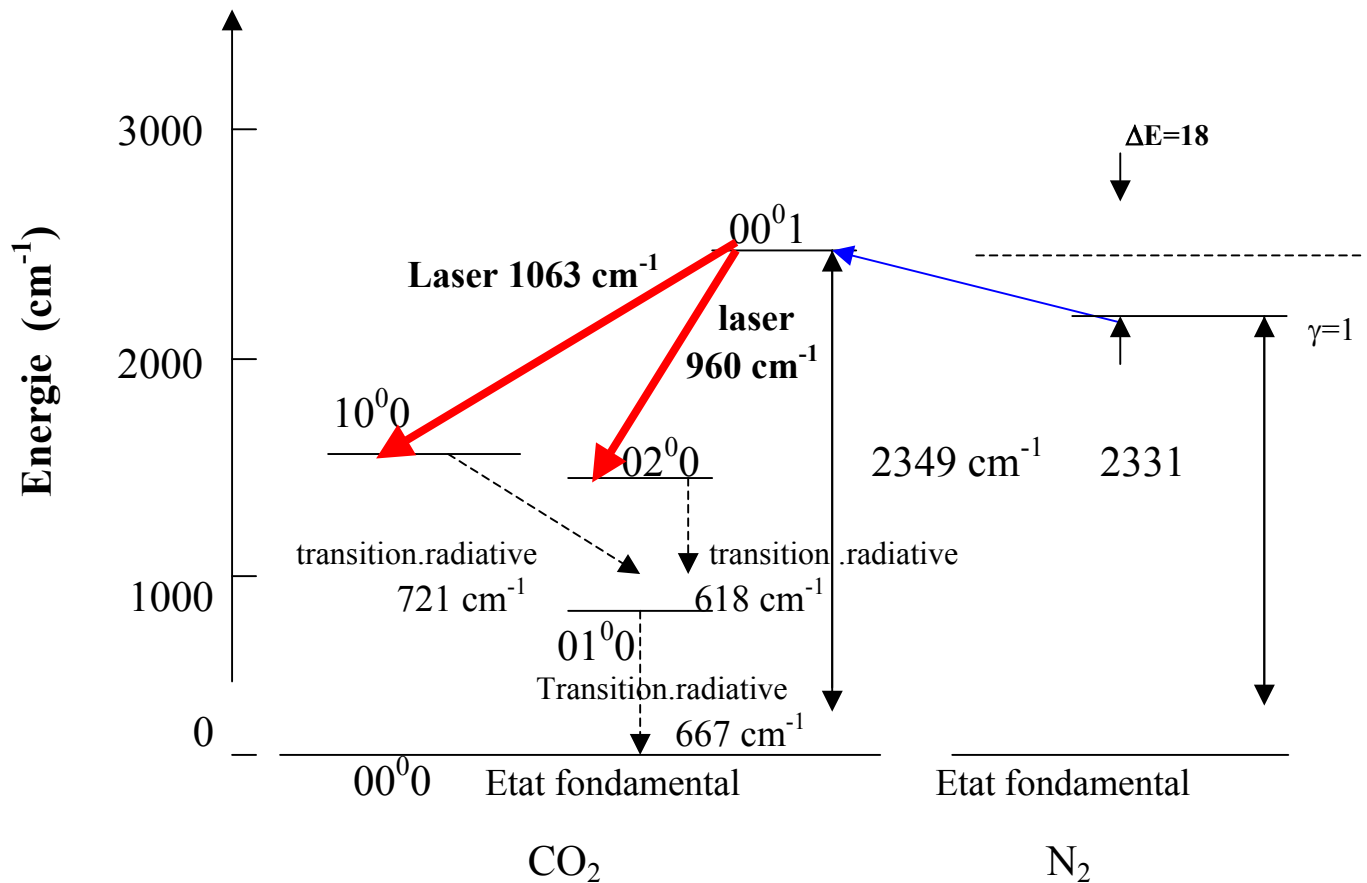


Figure II-1 : *Diagramme des niveaux d'énergie de la molécule CO<sub>2</sub> et de la molécule N<sub>2</sub>*

A partir du diagramme des niveaux d'énergies des molécules CO<sub>2</sub> et N<sub>2</sub>, nous pouvons voir que les transitions laser ont lieu entre deux niveaux de vibration-rotation de la molécule CO<sub>2</sub> qui obéissent à la règle de sélection  $\Delta J = \pm 1$ .

La transition entre le niveau (001) et le niveau inférieur (100) est centrée autour de 10.6  $\mu\text{m}$  et correspond à  $\Delta J = +1$ . La transition entre le niveau (001) et le niveau (020) est centrée autour de 9.6  $\mu\text{m}$  et correspond à  $\Delta J = -1$ .

L'excitation des molécules CO<sub>2</sub> se fait par une décharge électrique. Elle n'est pas sélective puisqu'elle peut conduire à l'excitation vers d'autres niveaux supérieurs et c'est là qu'intervient l'azote N<sub>2</sub>.

Le premier niveau excité de la molécule N<sub>2</sub> est métastable ( $v=1$ ) et se situe à 18 cm<sup>-1</sup> au-dessous du niveau (001) de la molécule CO<sub>2</sub>. Ce niveau métastable dont la transition vers le niveau fondamental est interdite (le moment dipolaire est nul) ne peut se désexciter de façon radiative. Sa désexcitation se fait par collision avec la molécule CO<sub>2</sub> à qui il transfère son énergie d'où une amélioration de l'efficacité du pompage. La présence de l'He permet de dépeupler les niveaux inférieurs -(100)- de la molécule CO<sub>2</sub> par collision et d'éviter ainsi l'accumulation des centres actifs sur le niveau inférieur qui risque de créer un effet bouchon.

### Différents types de laser à CO<sub>2</sub> :

On peut distinguer d'un point de vue technologique et selon le type d'application souhaitée, différents types de laser à CO<sub>2</sub>.

*\*/ les lasers à débit lent :* la pression du mélange est de 10 torr. L'écoulement sert à remplacer les molécules CO<sub>2</sub> dissociées (selon la réaction suivante :  $\text{CO}_2 \longleftrightarrow \text{C} + \text{O}_2$ ). La puissance de ce type de laser est faible et ne dépasse pas une dizaine de watts.

*\*/ les lasers à débit rapide :* la pression peut atteindre une centaine de torr. La puissance fournie est de quelques centaines de Watts.

*\*/ les lasers à tube scellé :* La pression est d'une dizaine de torr. La puissance fournie est de quelques Watts. La durée de vie de ce laser est limitée par la dégradation du milieu amplificateur (dissociation de la molécule CO<sub>2</sub>). Actuellement elle atteint un millier d'heures.

\*/ les lasers TEA (*Transverse Excited Atmospheric*) : L'excitation électronique est impulsionnelle et transversale à l'axe optique. La pression peut dépasser 1 atmosphère. Le rayonnement est pulsé. La durée des impulsions est de l'ordre de quelques microsecondes. La puissance est de quelques centaines de kilowatt avec un taux de répétition de l'ordre de la seconde [41].

## **II-2 Description du laser CO<sub>2</sub> réalisé**

Nous allons à présent décrire les différentes parties du dispositif expérimental que nous avons réalisé pour étudier la génération passive des impulsions dans un laser à CO<sub>2</sub> avec un absorbant saturable, la molécule du SF<sub>6</sub> dans notre cas.

Le dispositif comprend comme nous le voyons sur la figure II-2 :

- \* Un tube à décharge contenant le milieu amplificateur avec son alimentation haute tension
- \* Un oscillateur optique de type Fabry-Pérot
- \* Un banc de remplissage et de pompage du tube amplificateur
- \* Une cellule contenant l'absorbant saturable avec son système de vide et de remplissage
- \* Un système de détection pour optimiser et visualiser les impulsions.

### **II-2-1 Le tube à décharge**

Il est en pyrex. Son diamètre est de 11mm. Sa longueur utile à la décharge est de 1m. Ses extrémités sont terminées par des embouts en dural, taillés à l'angle de Brewster de 67,38° et fermés par des lames en ZnSe (le coefficient d'absorption du ZnSe est égal à 0.005 à 10.6  $\mu\text{m}$  et l'indice de réfraction est égal à 2,4).

Le tube est enfermé dans une Jacquette en verre où l'eau circule en circuit fermé pour assurer le refroidissement. Pour mesurer les pressions de gaz injectés, nous utilisons un manomètre à mercure en U. Il est intercalé entre le tube et la bouteille contenant le mélange gazeux préalablement rempli aux pressions désirées. L'excitation de notre milieu amplificateur est assurée par une décharge électrique, délivrée par une alimentation haute tension, reliée en série à une résistance ballast de 300K $\Omega$  pour compenser la résistance négative de la colonne de gaz et stabiliser le courant d'excitation. Pour améliorer la puissance du laser, nous refroidissons la cathode par un ventilateur.

### II-2-2 Le système de pompage

Le vide est assuré par une pompe primaire à palettes Alcatel qui peut atteindre un vide de  $10^{-3}$  torr et une pompe secondaire à diffusion d'huile, refroidie par une circulation fermée d'eau, pour atteindre un vide secondaire de  $10^{-6}$  torr. Cette qualité du vide est largement suffisante pour assurer l'oscillation laser.

### II-2-3 L'oscillateur optique

Notre oscillateur est une cavité Fabry-Perot. Deux types de cavité ont été utilisés. La première est constituée (voir figure II-3) :

\*D'un miroir d'entrée  $M_1$  en cuivre-nickel, revêtu d'une mince couche d'or, de rayon de courbure  $R_1$  égal 5m et un diamètre de 25 mm. Ce miroir présente une réflexion quasi-totale de 97.6% à la longueur d'onde  $10.6\mu\text{m}$ .

\*D'un miroir  $M_2$  identique au précédent, de diamètre égal à 46mm et de rayon de courbure égal à 8m. La distance entre les deux miroirs est de 2.05m. Ils sont montés sur des supports micro-contrôles, qui permettent leur alignement dans les trois directions. Cet alignement est indispensable au bon fonctionnement de notre laser.

\* L'alignement des miroirs avec le tube se fait à l'aide d'un laser He-Ne fonctionnant dans le visible à  $6328\text{\AA}$ . L'ensemble est posé sur une table en Granite de faible coefficient de dilatation.

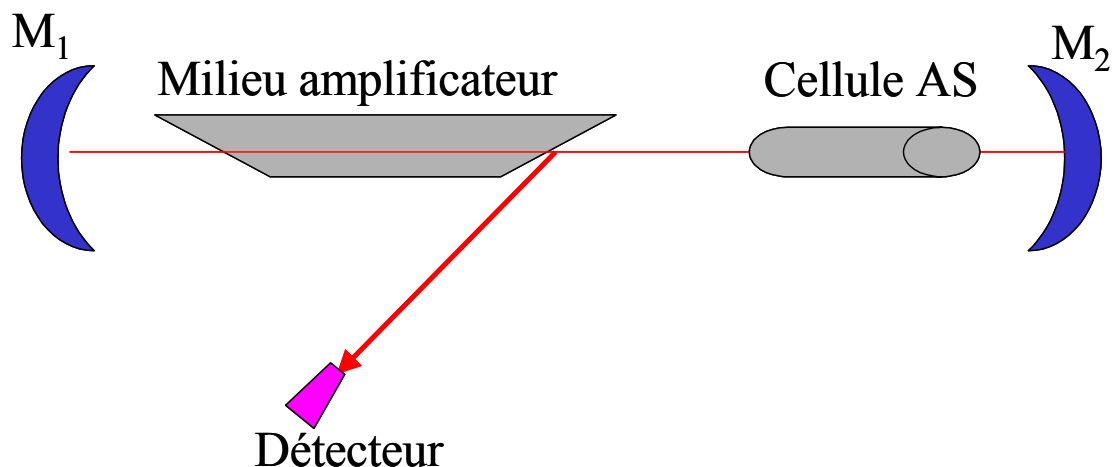


Figure II-3 : Cavité miroir – miroir

La deuxième cavité est identique en dimension à la première voir figure II-4. Le miroir  $M_2$  est remplacé par un réseau blazé à  $10.6 \mu\text{m}$  de 150 traits/mm . L'angle de blaze est  $\phi = 52^\circ 39'$ . L'écart angulaire entre deux raies successives sépareit de  $d\lambda = 200 \text{ \AA}$  est de  $d\theta = 17'$ . Ce réseau est utilisé en montage Littrow sur l'ordre "un" et monté de façon que ses traits soient perpendiculaires au plan d'incidence des fenêtres de Brewster. Nous avons dans cette configuration une efficacité, à l'ordre un, égale à 90% et le réseau sera considéré comme un miroir plan. Le réseau est un élément dispersif. Nous l'utilisons pour sélectionner une seule raie d'émission de la molécule  $\text{CO}_2$  [49].

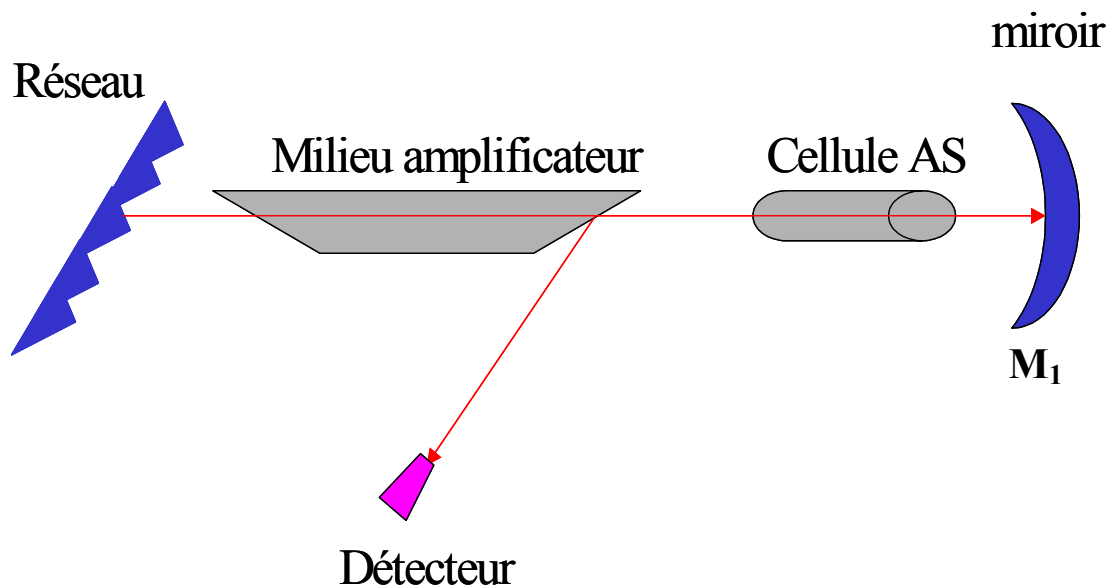


Figure II-4 : Cavité miroir – réseau

#### **II-2-4 Le banc de remplissage :**

Le banc de remplissage est constitué de trois bouteilles contenant les différents gaz : CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, He reliées à une enceinte en laiton où se mélangent les gaz. Un manomètre en U permet de mesurer les pressions partielles des différents gaz. Les proportions des gaz utilisées sont respectivement (1 ; 1 ; 4) pour le CO<sub>2</sub>, l'azote N<sub>2</sub> et l'hélium He

#### **II-2-5 Le système de détection :**

Notre système de détection comprend :

- Un joule-mètre de type Gentec ED200 pour mesurer et optimiser l'énergie du faisceau. Son temps de réponse est de 10ms. Il est modulé par un chopper à 4Hz.
- Un détecteur quantique[J15D12-M204-SO25-60] à jonction Cd-Hg-Te. Il nous permet de visualiser la structure temporelle du signal. Sa surface sensible est de 25µm\*25µm. Le temps de réponse est de l'ordre de 0.15µs dans le domaine spectral de 2 à 12µm avec un rendement de 55%. Le détecteur est refroidi à l'azote liquide (77°k) et modulé à 1kHz, afin d'éviter de le saturer et de le détériorer.
- Un oscilloscope numérique, modèle Tektronix(DIGITAL PHOSPHOR OSCILLOSCOPE) TDS 3052 à deux canaux avec une bande passante de 500MHz. Son temps de réponse est de l'ordre de 1ns. Il est utilisé pour visualiser les allures temporelles du signal.

#### **II-2-6 La cellule qui renferme l'Absorbant Saturable (AS)**

Elle est en pyrex de diamètre égal à 16mm et d'une longueur de 10cm. Ses extrémités sont fermées par des lames en ZnSe. Elles ont une épaisseur de 2mm. Pour assurer le vide dans la cellule, nous disposons d'un système de pompage constitué d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire. Pour mesurer la pression de l'absorbant saturable injectée dans la cellule, nous utilisons des jauges Macleod.

*Nous allons dans ce qui suit décrire les caractéristiques de chaque cavité.*

**Pour le premier montage (cavité miroir-miroir):**

**La stabilité du résonateur :**

Une cavité est géométriquement stable si ses paramètres satisfont le critère de stabilité [33] :  $0 < g_1 g_2 < 1$

avec  $g_1 = 1 - (L/R_1)$      $g_2 = 1 - (L/R_2)$ .

**R1, R2** sont les rayons de courbure des deux miroirs et **L** la longueur de la cavité. Dans notre cas :  $g_1 g_2 = 0.4356$ . Ceci situe notre cavité dans la zone de stabilité.

**L'élargissement des raies d'émission:**

L'élargissement des raies résulte de l'association de deux types d'élargissement

\* L'élargissement Doppler donné par la formule suivante [1]:

$$\Delta\nu = 2(\nu_0/c)[2kT(\log 2)/M]^{1/2}$$

$\nu_0$  : la fréquence au centre de la raie

$c$  : vitesse de la lumière.

$k$  : constante de Boltzmann.

$M$  : masse de la molécule  $\text{CO}_2$ .

A  $T = 300^\circ\text{K}$                        $\Delta\nu = 59 \text{ MHz}$

\* L'élargissement collisionnel donné par la formule suivante [1] :

$$\Delta\nu = 7.58(X_{\text{CO}_2} + 0.73X_{\text{N}_2} + 0.6X_{\text{He}})P(300/T)^{1/2}$$

$X$  : pression partielle de chaque gaz ( $X_{\text{CO}_2} = 0.25$  ;  $X_{\text{N}_2} = 0.25$  ;  $X_{\text{He}} = 1$ ).

$P$  : pression totale du mélange.

$T$  : température.

$\Delta\nu = 7.8 \text{ MHz/torr}$                       Dans notre cas, à 10 torr  $\Delta\nu = 78 \text{ MHz}$

### L'intervalle spectral libre

L'écart en fréquence entre les modes longitudinaux est donné par  $\Delta\nu=C/2L$ . Il est égal à **73.17MHz**. Par conséquent, un seul mode longitudinal pourra osciller car l'intervalle spectral est largement supérieur à la largeur de la raie amplificatrice, dont l'élargissement se situe entre 50 et 90 MHz pour les pressions optimales du mélange gazeux utilisé [13].

### La taille du faisceau:

La détermination des rayons du faisceau nous permet d'estimer les effets de diffractions sur les bords de la cellule de l'absorbant, du tube amplificateur et sur le bord des deux miroirs.

\* Le rayon du faisceau gaussien sur le miroir  $M_1$  est donné par [41] :

$$W_1^4 = (\lambda R_1 / \pi)^2 \{ [(R_2 - L) L] / [(R_1 - L) (R_1 + R_2 - L)] \}$$

\*le rayon du faisceau gaussien sur le miroir  $M_2$  est donné par:

$$W_2^4 = (\lambda R_2 / \pi)^2 \{ [(R_1 - L) L] / [(R_2 - L) (R_1 + R_2 - L)] \}$$

Le beam waist du faisceau correspond à la valeur minimale de la largeur du faisceau. Il est distant de  $d_1=L (R_2-L)/(R_1+R_2-2L)$  du miroir  $M_1$  et de  $d_2=L (R_1-L) / R_1+R_2-2L$  du miroir  $M_2$ . Sa valeur est égale à:

$$W_0^4 = (\lambda / \pi)^2 \{ [L (R_1 - L) (R_2 - L) (R_1 + R_2 - L)] / [R_1 + R_2 - 2L]^2 \}. [41]$$

Dans notre cas les diamètres du faisceau sur les deux miroirs sont :

$$2W_1 = 6.4mm.$$

$$2W_2 = 5.84mm.$$

Le beam waist du faisceau se situe à 0.67m du miroir  $M_2$  et sa largeur est égal à  **$2w_0=5.48mm$** .

Ces valeurs sont négligeables devant la taille des miroirs dont les diamètres sont supérieurs à 25mm. Nous pouvons estimer que les effets de diffraction n'influent pas sur la forme des faisceaux



**Pour le deuxième montage (cavité miroir-réseau)**

Le réseau est assimilé à un miroir plan. Cela nous donne pour :

**La stabilité du résonateur**

**$g_1 g_2 = 0.52$**  Le critère de stabilité est satisfait

**Les rayons du faisceau :**

Le rayon du faisceau gaussien sur le miroir M1

$$W_1^2 = (\lambda/\pi) R [L / (R_1 - L)]^{1/2} \qquad \qquad \qquad \mathbf{2W_1 = 7.49mm}$$

Le rayon du faisceau sur le réseau

$$W_2^2 = (\lambda/\pi) [L (R_1 - L)]^{1/2} \qquad \qquad \qquad \mathbf{2W_2 = 5.75mm}$$

Le beam waist du faisceau; se trouve sur le réseau. Il est égal à :  
 **$2W_0 = 5.75mm$ .**

Ces résultats nous amènent aux mêmes conclusions que pour la cavité miroir-miroir en ce qui concerne l'influence des effets de diffraction.

Nous allons dans ce qui va suivre donner et commenter les résultats expérimentaux obtenus avec notre laser à CO<sub>2</sub>. Nous commençons d'abord par la caractérisation de notre laser et ensuite nous étudions la mise en forme des impulsions obtenues.

### **II-3 Caractérisation du laser**

Avant d'insérer la cuve contenant l'absorbant saturable dans la cavité laser [33], il est important d'étudier la variation de la puissance de sortie du laser en fonction de la pression du mélange P et en fonction du courant de décharge I. Nous étudions aussi sa stabilité et son évolution temporelle, afin de déterminer les conditions optimales de son fonctionnement.

La figure II-5 ci dessous représente le signal laser sans absorbant saturable.

temps (ms) t

Figure II-5 : *Signal laser à une pression du mélange égale à 10 torr et un courant de décharge égal à 9mA*

Le signal obtenu représente le fonctionnement continu de notre laser. Les oscillations de période égale à 1ms sont dues au modulateur mécanique (chopper) utilisé pour ne pas saturer le détecteur.

### *Evolution temporelle*

Le graphe suivant (figure II-6) représente l'évolution de l'intensité au cours du temps.

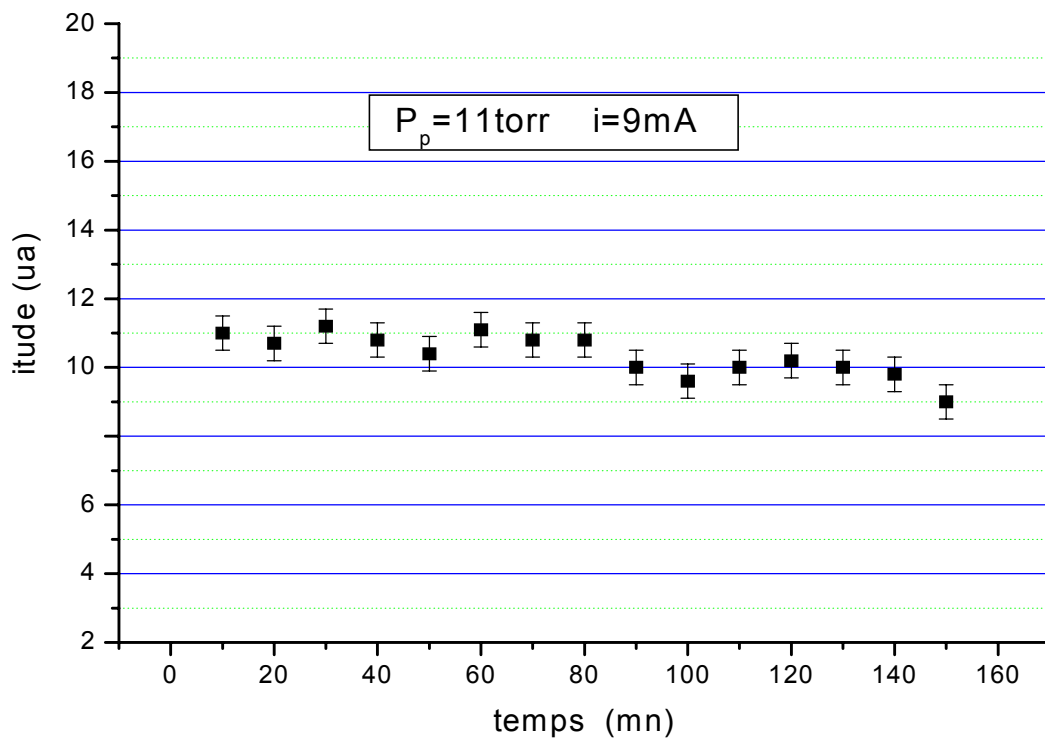
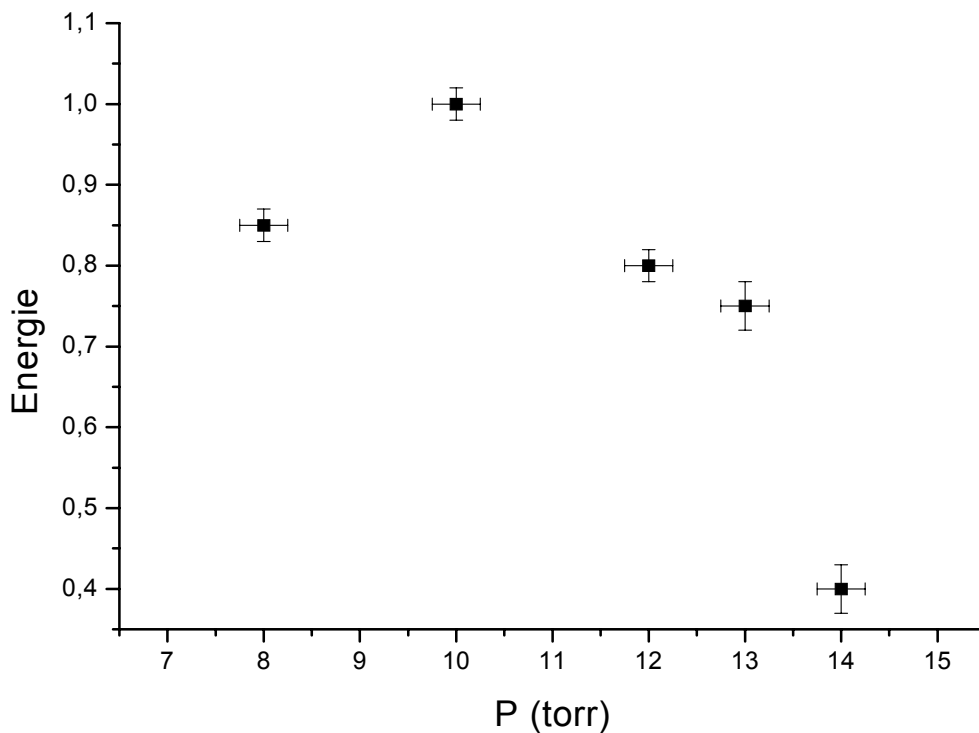


Figure II-6 : *Evolution temporelle*

Comme nous pouvons le constater, notre laser est stable pendant les deux ou trois premières heures et cela est suffisant pour effectuer nos mesures et s'assurer de la reproductibilité de nos résultats. Nous avons vérifié aussi que la variation de l'intensité autour de sa valeur moyenne n'influe pas sur la forme ou la période des impulsions étudiées.

### **II-3-1 Cavity miroir –miroir**

Le graphe suivant (figureII-7) représente la variation de l'énergie laser en fonction de la pression du mélange .



FigureII-7 :Variation de l'énergie de sortie en fonction de la pression du milieu amplificateur(cavité miroir-miroir)  
(L'énergie est normalisée à sa valeur maximale)

Nous remarquons que pour  $P = 10$  torr, nous avons un optimum en puissance.

Le graphe suivant (figure II-8) représente l'influence du courant sur l'énergie du laser à 10 torr (pression optimale)

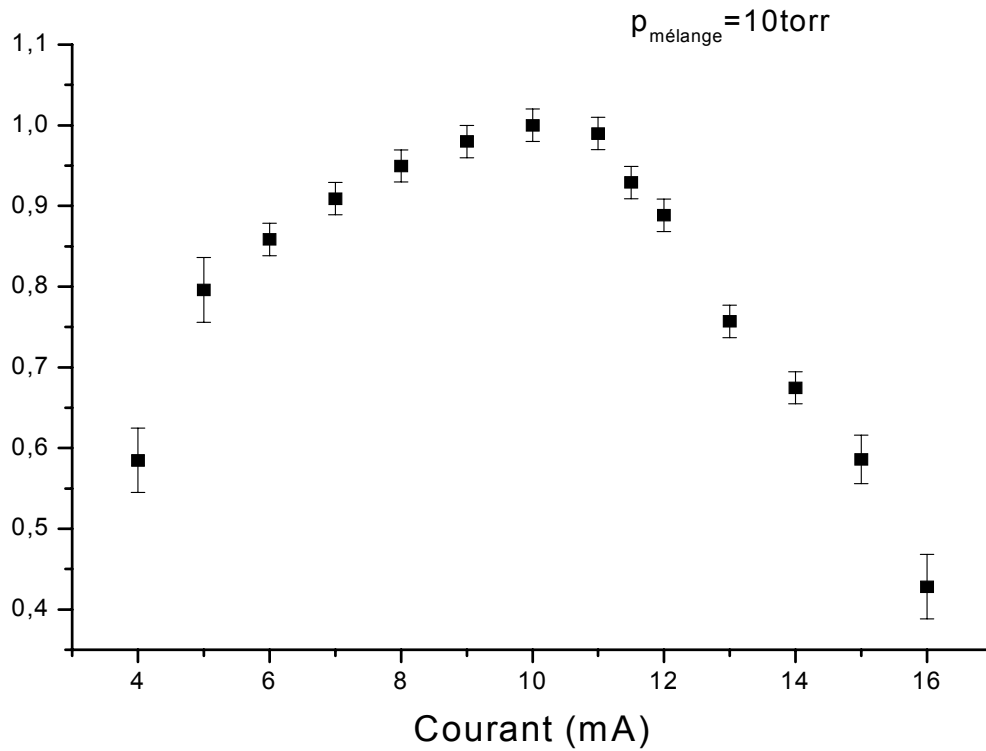


Figure II - 8 : *Variation de l'énergie de sortie du laser en fonction du courant (cavité miroir-miroir)  
(L'énergie est normalisée à sa valeur maximale)*

Nous obtenons un optimum en puissance de sortie à  $I=10 \text{ mA}$ .

### II-3-2 Cavity miroir-réseau

La figure II - 9. représente la variation de l'énergie du laser en fonction de la pression du milieu amplificateur dan le cas de la cavité miroir – réseau.

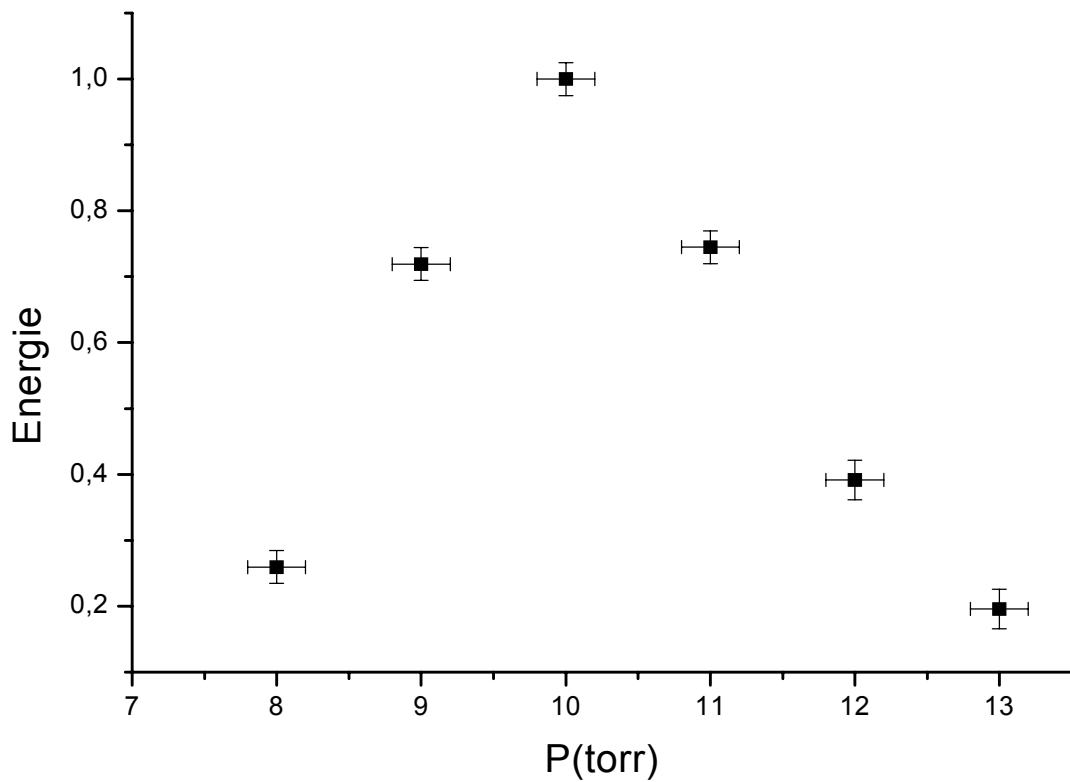


Figure II-9 : *Variation de l'énergie du laser en fonction de la pression du milieu amplificateur (cavité miroir-réseau)*  
*(L'énergie est normalisée à sa valeur maximale)*

Nous remarquons que pour  $P = 10$  torr, nous avons un optimum en puissance.

La figure II-10 suivante, représente la variation de l'énergie laser en fonction du courant pour  $P=10$  torr.

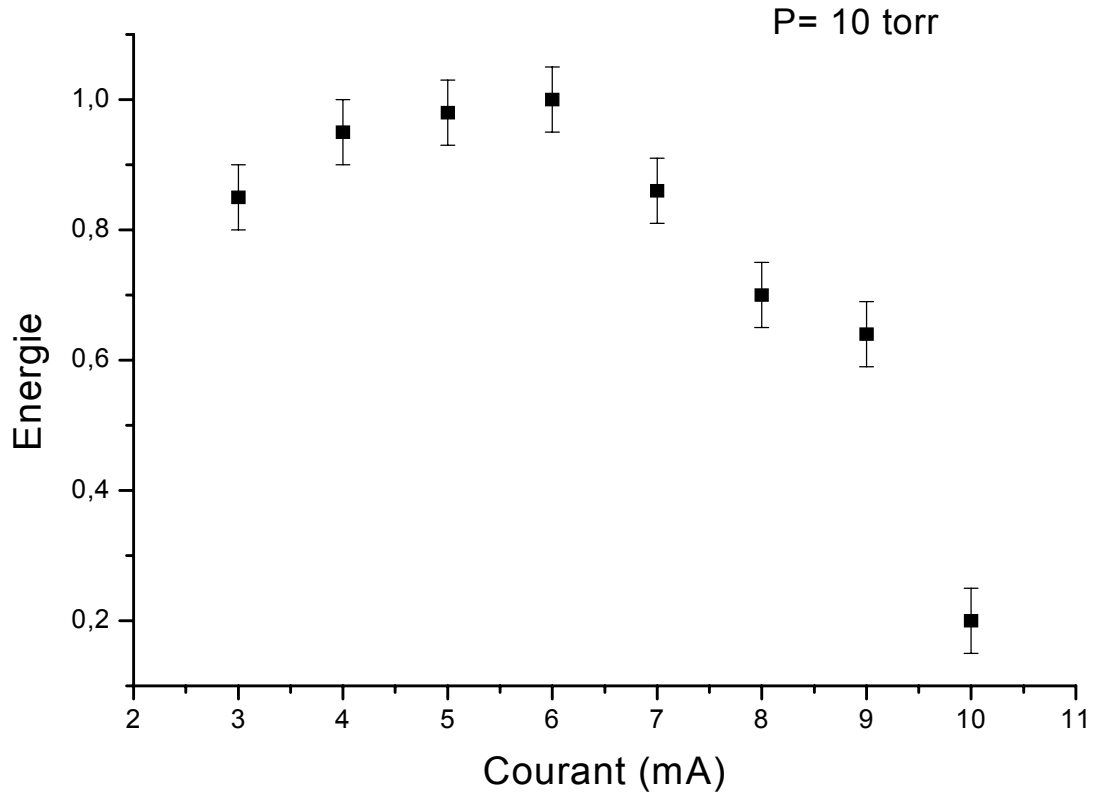


Figure II- 10: *Variation de l'énergie de sortie du laser en fonction du courant (cavité miroir-réseau)  
(L'énergie est normalisée à sa valeur maximale)*

D'après les graphes précédents nous remarquons que lorsque nous augmentons le courant -ou bien la pression- la puissance augmente jusqu'à une valeur optimale, puis elle décroît après cette valeur. La décroissance exprime la réduction de l'inversion de population due à l'augmentation de la température qui provoque une dégradation du milieu amplificateur causée par la dissociation de la molécule  $\text{CO}_2$ .

Ainsi les valeurs optimales de fonctionnement de notre laser sont :

$P_{\text{mélange}} = 10\text{torr}$  et  $I = 9\text{mA}$  dans le cas de la cavité miroir- miroir.

$P_{\text{mélange}} = 10\text{torr}$  et  $I = 6\text{mA}$  dans le cas de la cavité miroir- réseau.

*Notons que les valeurs du seuil et du courant optimal dans le cas de la cavité miroir-réseau, sont plus petites que pour une cavité miroir-miroir. Cela aura son importance dans l'interprétation, par la suite, des formes des impulsions obtenues.*