

Mémoire

Pour obtenir le diplôme de :

Master en Physique

Spécialité :

Matière Condensée

Présenté par

BENATHMANE ABLA

Intitulé :

Modélisation d'un laser CO₂ à flux axial rapide

Soutenu publiquement le 21/06/2018, devant le jury composé de :

Mme. CHOULI. SOUAD	MCA (UMBB)	Président
Mme. A.YAHIA LEILA	MCB (UMBB)	Examineur
Mme. BELHOUCIF REKIA	MCB (UMBB)	Encadreur

Remerciements

Mes remerciements vont en premier lieu à Allah le tout Puissant pour la volonté, la santé et la patience qu'il m'a données pour termine ce modeste travail.

Je remercie ma mère mon père (Allah yarahmo) qui m'ont soutenu beaucoup pendant toute la vie et qui continuerons à m'aider dans tout mon projet de l'avenir.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord R.BELHOUCIF pour m'avoir proposé ce thème de fin d'étude et pour m'avoir suivi et aider le durant la préparation de ce travail.

Un grand merci pour Mr. N.HENDAOUI chef d'équipe TSL (Technologie des systèmes lasers) au CDTA pour Co-encadrement de ce travail de master

Je vous remercie en particulier Mr. F.SISERIR qui m'a grandement bénéficié dans mon travail et tous les fonctionnaires de la CDTA.

Je tiens a remercier le président du jury M me CHOULI. SOUAD le membre du jury Mme. A.YAHIA LEILA qui m'ont fait honneur de juger mon travail.

Je remercie tous les professeurs qu'ont contribué à ma formation : Mr. abaidia Sedik , Mr. mazhoud , Mr.M.Chalal , Mr.T.Guerfi, Mme ,N. Doukhan, Mr.M.Zabat, Mr.W. khemici .

Enfin je remercie toute la promotion 2017/2018 physique des matériaux et couches minces de l'université de M'hamed Bougara de Boumerdès, UMBB.

Dédicace



Je dédie ce modeste travail à

Mes chers parents ...

Ma mère qui a tout sacrifié pour moi et à l'Âme de mon père. Grâce à vous que je suis là, et grâce à vous que je serai loin. Vous resterez toujours dans mon coeur.

*Mes frères surtout surtout (**Bibou**) et Mes soeurs pour leurs encouragements et leurs soutiens.*

Touts mes chers amis Meriem , Khadija , hadjar, sounia , noura ,Tiziri Abla , Imen, selma , meriem , amira , amina, sihem, sounia , Karima Bouchra qui n'oublieront pas et ne sera pas oublier tous mes souvenirs avec eux.

Je remercie Mr . youcef membre du groupe (easy tech) qui m'a aidé dans beaucoup choses.

A toute Ma famille, à tous ceux qui m'ont aidé de près ou de loin

ABLA Benathmane.

Résumé

Ce stage, d'une durée de deux mois, a consisté en l'étude et en la modélisation du laser à CO₂ à flux axial rapide en vue d'optimiser ses paramètres notamment la puissance en sortie et la distribution de température le long de l'axe de la décharge. Un modèle de calcul à cinq températures a été utilisé et la programmation a été faite dans un environnement Matlab. Ce mémoire présente le travail que j'ai effectué lors de mon stage au sein du centre de développements des technologies avancées CDTA à Alger. Il s'est déroulé du 08/04/2018 à 10/06/2018 au sein de la division des milieux ionisés et lasers sous la direction de Messieurs N.HENDAOU, et F.SISERIR et codirigé par Madame R.BELHOUCIF de l'université de Boumerdes UMBB.

Le stage réalisé s'est avéré très intéressant et très enrichissant pour mon expérience scientifique et professionnelle. En effet, pendant cette période, je me suis familiarisée avec un environnement purement théorique et numérique. Ceci m'a permis d'apprécier les processus physiques qui règnent dans un laser à CO₂ à flux axial rapide très important sur le plan technologique.

SOMMAIR

Résume

Table des matières	1
---------------------------	----------

Introduction générale	2
------------------------------	----------

Chapitre I Généralité sur laser

1. Introduction	3
2. Principe de fonctionnement du laser	4
2.1. Absorption	5
2.2. Emission spontanée	5
2.3. Emission stimulée	5
2.4. Relation entre les coefficients d'Einstein A et B	6
2.5. Amplification de la lumière laser	7
2.6. Pompage et inversion de population	8
2.7. Cavité optique	8
3. Propriétés de laser	10
- Mono chromaticité :	10
- Directivité :	10
- Cohérence :	11
4. : Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire Un laser	
4.1. Système à trois niveaux	11
4.2. Système à quatre niveaux	12
5. Différents types de laser	13
5.1. Lasers à solide	13
5.2. Lasers à liquide	13
5.3. Lasers à gaz	13
Référence	15

Chapitre II Laser à CO₂

1. Introduction	16
2. Spectroscopie de la molécule CO ₂	17
2.1. Modes de vibrations de la molécule CO ₂	17

2.2.	niveaux d'énergie des molécules CO ₂ /N ₂	18
2.3.	Energie de modes de vibration des molécules CO ₂ /N ₂	19
2.4.	Energie rotationnelle	20
2.5.	Profils de raies spectrales : différents types d'élargissement spectral	21
3.	Inversion de population et coefficient du gain	23
3.1.	Mécanismes d'inversion de population	24
3.2.	Excitation par décharge électrique	24
3.3.	Interaction vibrationnel-vibrationnel	24
3.4.	Interaction vibrationnel-rotationnel	24
3.5.	Coefficient du gain	25
4.	Différents types du laser à CO ₂	27
4.1.	Laser à CO ₂ scellé	27
4.2.	Laser à CO ₂ à flux	28
4.2.1.	Laser à CO ₂ à flux axial lent	28
4.2.2.	Laser à CO ₂ à flux axial rapide	29
4.3.	Influence de l'écoulement du gaz sur les performances du laser	30
	Référence	32

Chapitre III Modélisation d'un laser CO₂ à flux axial rapide

1	Introduction	33
5.	Géométrie du laser à CO₂ à flux axial rapide	36
6.	Modèle cinétique à cinq températures	38
6.1.	Calculs de différents paramètres	40
6.1.1.	Facteurs de Boltzmann pour les quatre modes (s, b, a, n)	40
6.1.2.	Densité de population pour les niveaux vibrationnels (s, b, a, n)	41
6.1.3.	Paramètres de décharge électrique	41
6.1.4.	Taux de collisions V-V	42
6.1.5.	Taux de collisions V-T	43
6.2.	Chauffage de gaz	44

6.3.	Le terme Γ et le taux de probabilité de transition S d'émissions stimulées	45
6.3.1.	Profil de la raie d'émission	45
	Gain et intensité du laser	47
7.	Résolution du système d'équations différentielles couplées	47
7.1.	Condition aux limites	47
7.2.	Méthode de calcul utilisée	48
8.	Résultats et discussions	49
9.	Conclusion	53
	Référence	54
	Conclusion générale	55

Introduction générale

En raison des caractéristiques intéressantes du laser à CO₂, une bonne partie des chercheurs se sont intéressés à ce laser. La possibilité d'avoir l'effet laser sur les transitions vibrationnelles de la molécule de CO₂ a été décrite de manière assez détaillée par PATEL [3]. Le grand intérêt pour les lasers à gaz carbonique en raison de leur grande puissance en continu, leur rendement élevé et leur longueur d'onde comprise entre 9 et 11 μm. Dans ces lasers moléculaires l'émission laser se produit avec des transitions optiques entre les états de vibration-rotation de la molécule de CO₂.

Les lasers à CO₂ à flux axial rapide constituent un instrument très pratique dans de nombreuses applications industrielles telles que découpe, perçage, soudage et traitements de surface de matériaux. Ils sont capables de produire une puissance continue de l'ordre de 1 kw de rayonnement infrarouge à la longueur d'onde de 10.6 μm pour une longueur de tube de 1 m, avec des rendements supérieurs à 30 %.

Dans le présent travail, nous décrivons le fonctionnement d'un laser à CO₂ à flux axial rapide pompé par une décharge électrique longitudinale, dans une configuration linéaire de la cavité. Le milieu actif est un mélange CO₂/N₂/He circulant à une grande vitesse de l'ordre de 100 m s⁻¹ le long du tube. Nous présentons un modèle cinétique à six températures dont le but est de prédire les performances du laser, connaissant la géométrie du tube et les conditions du pompage.

Le modèle consiste en un système différentiel de sept équations couplées [1] décrivant la distribution, en régime stationnaire, des sept paramètres suivants :

- quatre températures vibrationnelles relatives aux différents modes de vibration excitent
 - T_s la température vibratoire du mode d'étirement symétrique de CO₂.
 - T_b la température vibratoire du mode de flexion doublement dégénéré de CO₂.
 - T_a la température vibratoire du mode d'étirement asymétrique de CO₂.
 - T_n la température vibratoire du mode de N₂.
- la température cinétique du mélange gazeux.
- I⁺, I⁻ les intensités lumineuses des deux ondes laser se propageant en sens inverse dans la cavité.

Introduction générale

Il tient compte des effets d'excitation des différents niveaux d'énergie par la décharge électrique, des processus de transfert entre énergie de vibration et de translation, du transport d'énergie thermique dans le milieu, ainsi que des phénomènes d'amplification et de pertes d'intensité lumineuse.

Enfin, le processus de saturation du gain est analysé. Nous trouvons que ce modèle reflète le caractère hybride de la raie laser dont la forme, suivant un profil de Voigt résulte d'un mixage entre les effets d'élargissement homogène (dû aux collisions) et inhomogène (dû à l'effet Doppler). L'étude de la dépendance du gain au centre de la raie en fonction de l'intensité laser, montre que la composante inhomogène dans l'élargissement joue un rôle important aux faibles intensités.

Le présent sujet consiste à étudier et à modéliser le laser en vue d'optimiser ses paramètres notamment la puissance de sortie et la distribution de température le long de l'axe de la décharge. Un modèle de calcul à **cinq températures** sera utilisé et la programmation sera faite le logiciel de simulation Matlab.

Dans le premier chapitre on s'intéresse à rappeler le principe de base du laser en générale en se basant sur les équations du bilan et les coefficients d'Einstein, ce qui constitue le préambule du problème.

Afin de faciliter la d'appréhender le modèle théorique, le chapitre deux fait référence aux différents processus impliqués dans le modèle théorique.

Dans le chapitre trois de ce mémoire, on exposera les différents résultats obtenus dans le cadre d'un laser à CO₂ à flux axial rapide. Nous achevons ce travail par une conclusion générale.

1. Introduction

Avant l'apparition du laser, la possibilité d'obtenir une émission stimulée avait été démontrée par A. Einstein (1917), On peut aussi noter les travaux d'Alfred Kastler (1950) sur le pompage optique, ainsi que ceux de Fabry et Pérot, sur les interféromètres à ondes multiples, qui sont le cœur de toutes les cavités laser. Pratiquement en même temps (dès 1952), Townes, Gordon et Zeiger ont imaginé des expériences d'amplification stimulée sur la molécule d'ammoniac (NH_3). En 1957, A.L. Schawlow et C.H. Townes publiaient le premier schéma de laser puis annonçaient la possibilité de créer des rayonnements dans l'infrarouge, le visible, les premiers lasers ont été : un laser solide impulsif à rubis T. Maiman (1960) puis un laser à gaz continu, le laser hélium-néon A. Javan (1961) [1].

2. Principe de fonctionnement du laser

Le mot laser est constitué par les initiales de « *light amplification by stimulated emission of radiation* », en français : amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement, le laser est un appareil qui produit un rayonnement spatialement et temporellement cohérent, une source laser associe :

- Un milieu actif : Le milieu actif renferme les particules excitées (atomes, molécules, ions, etc.) et peut être solide, liquide ou gazeux.
- Une résonance : est un système qui permet de confiner les rayons dans un espace limité, il permet aussi aux photons de faire des allés et retours, il est possible de trouver des cavités linéaires (Fabry-Pérot), des cavités en anneaux, en forme de huit ou de Z...etc. . La cavité permet de sélectionner le mode d'oscillation d'un laser. Une cavité sans milieu amplificateur est appelée une cavité passive, et une cavité avec un milieu amplificateur est appelée une cavité active.
- Un système de pompage : système qui provoque l'émission de rayons lumineux, c'est une source excitante où les électrons sont excités vers le niveau supérieur [2].

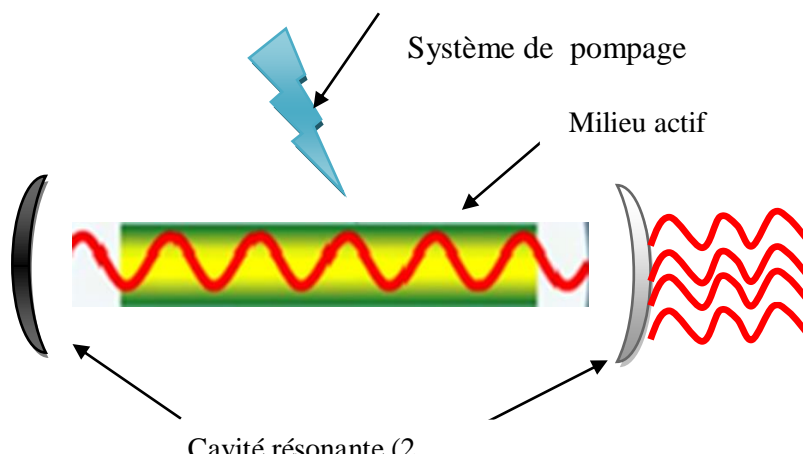


Figure 1. Schéma d'un oscillateur laser.

Au niveau microscopique, l'amplification de lumière s'explique par l'émission stimulée, qui est l'un des trois mécanismes d'interaction des atomes (ou molécules, ou ions....) avec les photons. Ces trois mécanismes sont [2] :

2.1.Absorption

Supposons que l'atome se trouve initialement au niveau 1 (niveau fondamental), l'atome restera à ce niveau tant que un stimulant externe ne lui soit appliqué, nous supposons alors qu'une onde électromagnétique de fréquence $\nu = \nu_0$ est incidente sur le matériau (figure 2.). Dans ce cas il y a une probabilité que l'atome sera excité au niveau 2, la différence d'énergie $E_2 - E_1$ requise par l'atome pour subir la transition est obtenue à partir de l'énergie de l'onde électromagnétique incidente $h\nu_0$, c'est le processus d'absorption qui fait passer l'atome d'un niveau d'énergie E_1 à un niveau d'énergie telle que $E_2 = E_1 + h\nu_0$ [3] (où h constante de Planck, ν_0 fréquence incidente).

On introduit la probabilité du phénomène d'absorption, soit N le nombre d'atomes (ou molécules) par unité de volume à l'instant t ce donné est se trouve dans un niveau d'énergie donné, la quantité N sera appelée la population du niveau.

La population N_1 décroît alors selon l'équation :

$$dN_1 = -B_{12} N_1 \rho(\nu) dt \text{ (I.1)}$$

β_{12} : coefficient d'Einstein pour l'absorption atomique et $\rho(\nu)$: densité spectrale d'énergie.

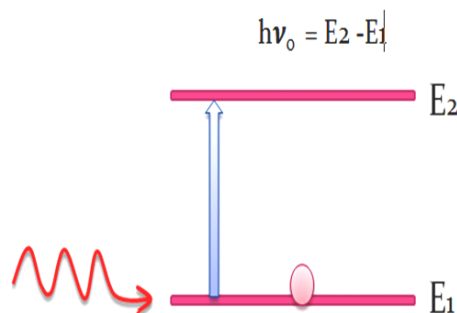


Figure 2.Processus d'absorption.

2.2.Emission spontanée

Dans ce cas l'atome émet une onde électromagnétique qui n'a pas de relation de phase définie avec celle émise par un autre atome, en outre l'onde peut être émise dans toutes les directions. C'est le processus d'émission spontanée.

Un électron du niveau E_2 peut spontanément revenir dans le niveau fondamental E_1 en émettant un photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$ (figure 3). La population N_2 décroît alors selon l'équation :

$$dN_2 = -A_{21}N_2(t)dt \text{ (I.2)}$$

Avec A_{21} est la probabilité d'émission spontanée $A_{21} = \frac{1}{\tau_{sp}}$

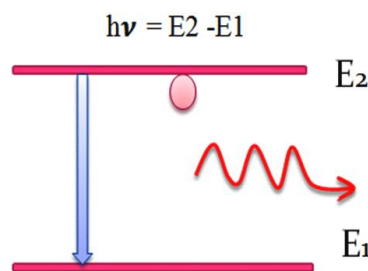


Figure 3.Processus d'émission spontanée.

2.3.Emission stimulée

Supposons maintenant que l'atome se trouve initialement au niveau 2 et qu'une onde électromagnétique de fréquence ν_0 (c'est-à-dire égale à celle de l'onde émise spontanément) est incidente sur le matériel (figure 4.), il y a une probabilité que cette onde force l'atome à subir la transition 2 à 1, ce processus d'émission stimulée est un processus symétrique de l'absorption, et induit l'émission d'un autre photon d'énergie $h\nu = E_2 - E_1$.

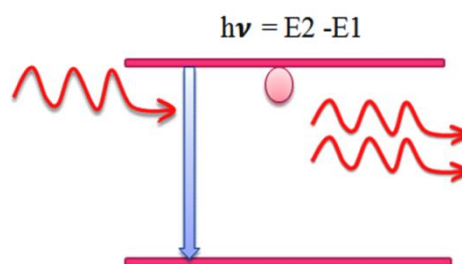


Figure 4.Processus d'émission stimulée.

Les deux photons ainsi libérés ont exactement les mêmes caractéristiques: même énergie, même longueur d'onde, même direction, même phase et même polarisation de champs, ils sont doublement cohérents spatialement et temporellement dans ce cas la population N_2 suit l'évolution décrite par l'équation :

$$dN_2 = -N_2 \rho(\nu) dt \quad (I.3)$$

Où B_{21} est le coefficient d'Einstein pour l'émission stimulée et $\rho(\nu)$ la densité de photons incidents de fréquence ν , il est possible de montrer que

$$B_{21} = B_{12} \quad (I.4)$$

2.4.Relation entre les coefficients d' Einstein A et B

En connaissant les populations des niveaux laser supérieur et inférieur, nous pouvons calculer à quel point un faisceau de lumière entrant est amplifié.

A l'équilibre thermodynamique le nombre de transitions par seconde du niveau 1 au niveau 2 doit être égal au nombre de transitions du niveau 2 au niveau 1, nous trouvons donc [4] :

$$A_{21}N_2 + B_{21}\rho(\nu)N_2 = B_{12}\rho(\nu)N_1 \quad (I.5)$$

Et aussi le rapport de population entre deux niveaux d'énergie est donné par la loi de Boltzmann:-

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{k_B T}\right) \quad (I.6)$$

En substituant la relation (1.6) dans (1.5) on trouve :

$$\rho(\nu) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - B_{21}} \quad (I.7)$$

Où $B_{21} = B_{12}$

On en déduit la loi de Planck (corps noir) ainsi:

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left(\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \right) \quad (I.8)$$

En comparant l'équation (1.8) avec l'équation (1.7) on trouve la relation qui relie les coefficients d'émission spontanée A_{21} et d'émission stimulée B_{21} ainsi:

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (I.9)$$

2.5. Amplification de la lumière laser

Comme expliqué dans l'expression(4), l'absorption et l'émission stimulées peuvent se produire simultanément tant que les atomes sont distribués dans les niveaux supérieur et inférieur, la probabilité $B_{21} = B_{12}$ d'une transition induite du niveau supérieur au niveau inférieur est la même que celle du niveau inférieur au niveau supérieur [5].

La variation de la densité de rayonnement est déterminée par :

$$d\rho(\nu_{21}) = (A_{21}N_2 + N_2 B_{21}\rho(\nu_{21}) - N_1 B_{12}\rho(\nu_{21}))h\nu_{21} \quad (I.10)$$

On considère un faisceau d'intensité I et de fréquence ν_{21} se déplaçant dans la direction z à travers un milieu

$$(I(z + dz) - I(z))dA = h\nu(N_2 B_{21}\rho - N_1 B_{12}\rho)dV \quad (I.11)$$

en tenant compte du fait que $I(\nu) = c \rho(\nu)$; la variation de l'intensité du rayonnement lors de son passage dans l'épaisseur dz du milieu est alors :

$$(I(z + dz) - I(z))dA = \frac{h\nu}{c} (N_2 B_{21}I - N_1 B_{12}I)dAdz \quad (I.12)$$

La quantité $(N_2 B_{21} - N_1 B_{12})$ s'appelle inversion de population, qui doit être positive pour qu'il y ait amplification

$$\frac{dI}{dz} = \frac{h\nu}{c} (N_2 B_{21}I - N_1 B_{12}I) \quad (I.13)$$

$$\frac{dI}{dz} = \sigma(\nu_{21})I(N_2 - N_1) \quad (I.14)$$

$$\frac{dI}{dz} = \sigma(\nu_{21})I(N_2 - N_1) \quad (I.15)$$

Finalement on trouve la formule d'intensité de laser suivant la loi de BEER-LAMBERT.

$$I = I_0 \exp \sigma(\nu_{21})(N_2 - N_1)z = I_0 \exp(\alpha z) \quad (I.16)$$

2.6. Pompage et inversion de population

Tous les atomes, ions, molécules, avec leurs différents niveaux d'énergie ne peuvent pas forcément donner lieu à une inversion de population et à un effet laser, il faut d'abord sélectionner des transitions qui sont purement radiatives (passage des atomes entre les

niveaux uniquement par interaction avec la lumière), les transitions non radiatives sont évidemment à éviter, il existe également des transitions qui présentent une part radiative et une part non radiative. Dans ce cas, le niveau du haut se vide non seulement par émission spontanée mais également par effet non radiatif, ceci entraîne une difficulté supplémentaire pour arriver à faire une inversion de population car il est difficile de stocker des atomes sur le niveau du haut dans ces conditions.

A l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \exp\left[-(E_2 - E_1)/kT\right]$$

Dans ce cas, N_2 est toujours inférieure à N_1 il faut donc créer une situation hors équilibre en apportant de l'énergie au système des atomes via un "pompage" dont l'objectif est d'amener suffisamment d'atomes sur le niveau du haut, on parle alors d'**inversion de population** que l'on appelle $\Delta N = N_2 - N_1$, il y aura amplification de lumière si l'inversion de population est positive [6] (figure 5).

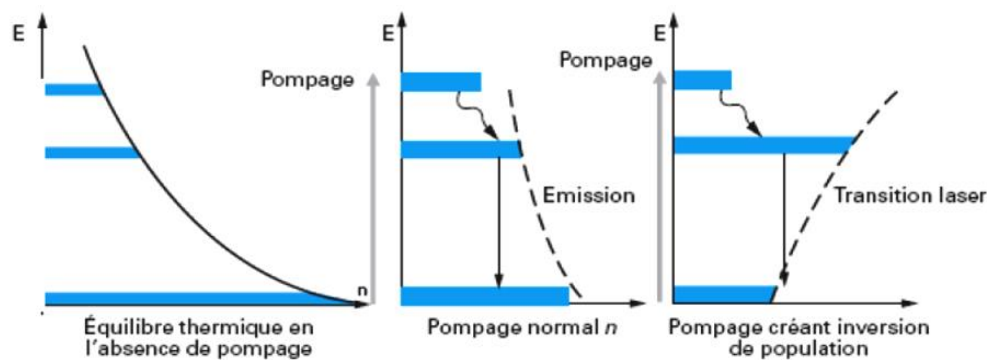


Figure 5. Variations des populations des niveaux d'énergie d'un système à trois niveaux sous l'effet de pompage.

Le pompage peut être:

- ✓ Optique : incohérent : (lampe flash, lampe à arc) ou cohérent : autre ; laser.
- ✓ Electrique : continue, radiofréquence,...etc., faisceaux d'électrons.
- ✓ Chimique : combustion chimiques exothermiques (flammes) (produites de fission d'un réacteur).
- ✓ Thermique : détente hydrodynamique.

2.7. Cavité optique

Une cavité optique, ou résonateur optique est un dispositif dans lequel certains rayons lumineux sont susceptibles de rester confinés grâce à des miroirs sur lesquels ils se

réfléchissent. Ces cavités sont indispensables aux lasers pour que leur lumière passe plusieurs fois dans leur milieu amplificateur.

Les cavités laser peuvent être divisées en cavités stables et instables. La cavité permet aux photons de parcourir un grand nombre de fois le milieu actif par aller-retour, ainsi l'amplification de la lumière a lieu par émission induite, phénomène constructeur. Après plusieurs aller – retour le faisceau ne s'échappe pas de la cavité, alors celle-là sera dite stable, dans le cas contraire la cavité sera dite instable. La stabilité d'une cavité dépend des rayons de courbure R_1 et R_2 de ses miroirs et de sa longueur L . Une cavité est stable si elle vérifie la condition de stabilité [7] :

$$0 < g_1 g_2 < 1$$

Avec $g_1 = (1 - L/R_1)$ et $g_2 = (1 - L/R_2)$

En traçant g_1 en fonction de g_2 on obtient le diagramme de stabilité de la (figure 6) où chaque point représente un type de résonateur.

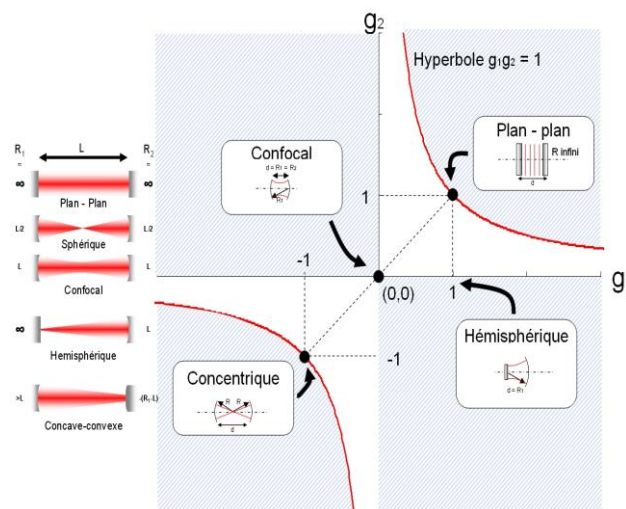


Figure 6. Conditions de stabilité pour une cavité linéaire à deux miroirs et exemple de cavités classiques

Les régions hachurées représentent les systèmes instables, les résonateurs situés à la limite entre la stabilité et l'instabilité sont dits marginalement stables, c'est le cas du résonateur du type plan-parallèle (ou Fabry-Pérot), situé au point $g_1 = g_2 = 1$ [8].

Le chemin optique dans la cavité, correspondant à un aller-retour, doit être égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde, c'est la condition de résonance :

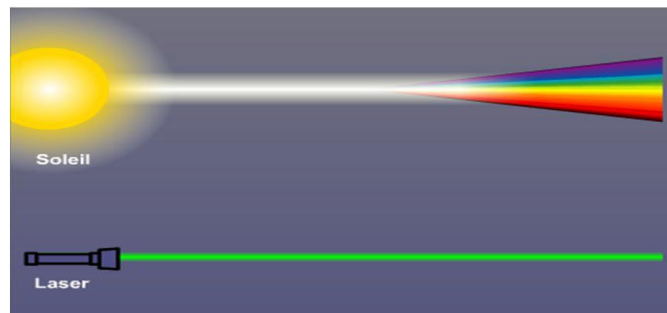
$$2L = p \lambda, \text{ soit } L = p \lambda / 2, \text{ où } p \text{ un nombre entier.}$$

Les modes associés aux différentes valeurs de p vérifiant cette relation sont appelés modes longitudinaux de la cavité l'écart en fréquence entre deux modes voisins est donné par

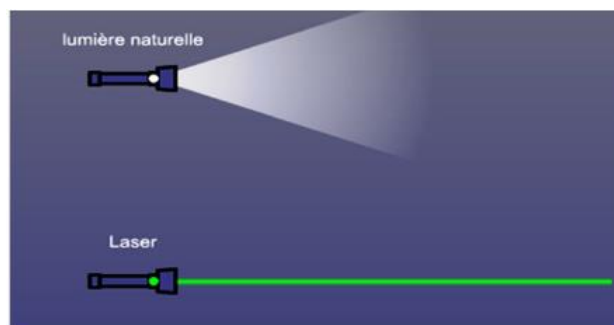
$\Delta\nu = c/2L$, où c est la vitesse de la lumière.

3. Propriétés de laser

- **Mono chromaticité:** le laser fournit une lumière mono chromatique, il contient une seule couleur, sa longueur d'onde est donc précise et unique. Les longueurs d'ondes des radiations émises par les différents types de lasers sont comprises entre 10nm et 100mm.



- **Directivité :** la lumière laser est monodirectionnelle c'est-à-dire que toutes les ondes lumineuses se déplacent dans la même direction, le rayon laser est très peu divergent et le faisceau émergent du laser est quasi parallèle. Sa dispersion angulaire est faible, de l'ordre de la minute d'angle.



- **Cohérence :** la cohérence du laser regroupe les propriétés d'unidirectionnalité et de mono phasage, c'est elle qui permet à la lumière laser de pouvoir être fortement concentrée, la cohérence¹ mesure la capacité des ondes entre elles [3].

¹ On peut parler de cohérence spatiale, temporelle ou spectrale. La cohérence spatiale fait que les rayons sont parallèles entre eux et ont la même direction, Si l'émission de tous les photons s'effectue en même temps on

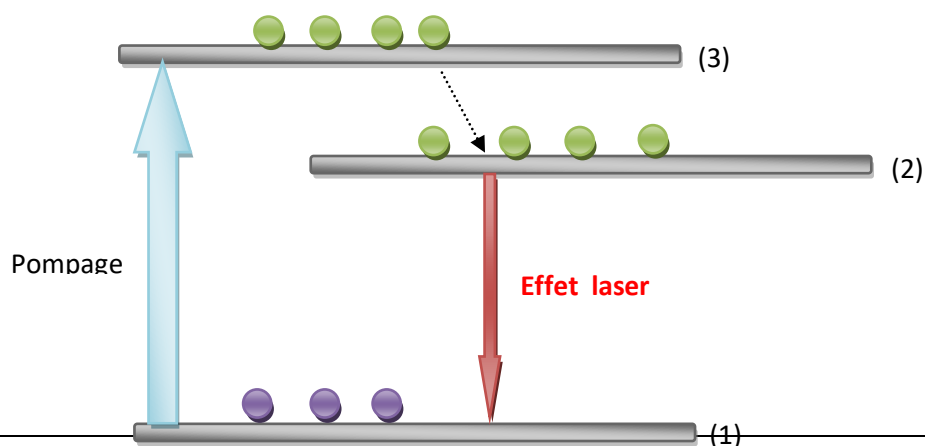
4. Les systèmes spectroscopiques qui "marchent" pour faire un laser

Pour une transition donnée la probabilité d'émission stimulée (pour un atome dans l'état excité éclairé par un photon) est égale à la probabilité d'absorption (pour un atome dans l'état fondamental éclairé par un photon), donc il est impossible en pompant une seule transition atomique d'obtenir une inversion de population $N_2 > N_1$ au maximum (fort pompage) $N_1 = N_2$ donc impossible de pomper un système à deux niveaux.

4.1. Système à trois niveaux

On considère alors un système à trois niveaux d'énergie $E_1 < E_2 < E_3$ de population N_1, N_2 et N_3 , respectivement. L'excitation du système consiste à le faire passer du niveau fondamental 1 au niveau 3, grâce à un faisceau de radiations par exemple, le pompage consiste en plus à attendre que le niveau 2 soit peuplé par désexcitation du niveau 3 vers le niveau 2 (cette désexcitation est voulue rapide, avec un temps de l'ordre de 10 ns, en utilisant au besoin des transitions non radiatives). L'inversion de population est possible entre les niveaux 1 et 2; le niveau 2 aura pour cela une durée de vie beaucoup plus longue, de l'ordre de quelques millisecondes (ce pourra être un niveau métastable), pour que beaucoup d'atomes puissent y rester en régime stationnaire. Pour obtenir l'inversion, il faut cependant un taux d'excitation

(Intensité des radiations excitatrices) assez fort, car à l'équilibre thermodynamique avant l'excitation tous les atomes sont majoritairement au niveau fondamental 1, donc il faut déjà que l'excitation dépeuple beaucoup ce niveau 1 [9].



parlera de cohérence temporelle et si le rayonnement est monochromatique (de même longueur d'onde) la cohérence sera spectrale.

Figure 6. Système à trois niveaux avec un pompage optique.

4.2. Système à quatre niveaux

La réalisation d'une inversion de population supérieure à sa valeur critique est alors plus facile avec un système à quatre niveaux d'énergies $E_1 < E_2 < E_3 < E_4$. En effet à l'équilibre thermodynamique initial tous les atomes sont majoritairement au niveau fondamental 1, donc la différence initiale des populations entre les niveaux 2 et 3 est quasiment nulle; pour inverser les populations des niveaux 2 et 3, l'excitation n'a plus besoin de dépeupler le niveau 2, il suffit qu'elle peuple le niveau 3. Le seuil d'excitation est donc bien plus faible que pour le système à trois niveaux, et le rendement du laser pourra facilement être meilleur, par exemple le laser YAG-Nd est à quatre niveaux et son rendement atteint 3%.

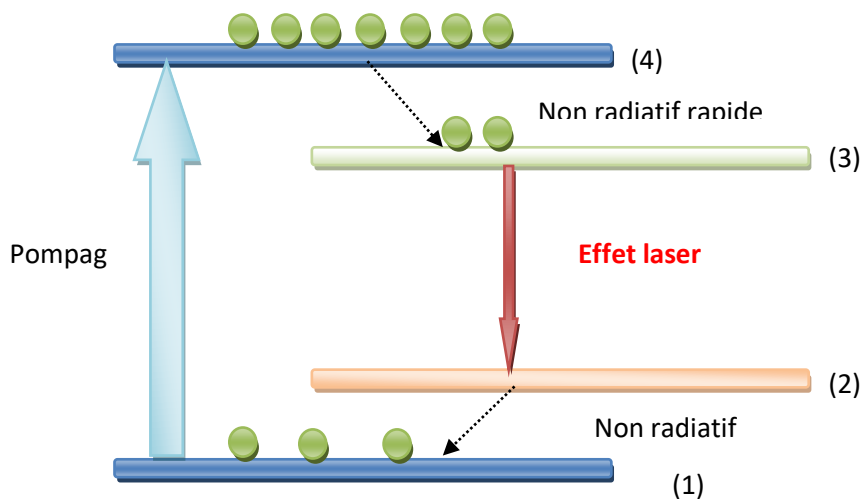


Figure 7. Système à quatre niveaux.

5. Différents types de laser

On classe les lasers selon la nature du milieu excité

5.1. Lasers à solide

Les lasers à solide utilisent des cristaux, des céramiques ou des verres dopés avec différents atomes comme milieu amplificateur de la lumière (le plus ancien est le laser à rubis). Ce sont les lasers les plus puissants. en effet, ils fonctionnent en général de manière discontinue et ils sont capables d'émettre aussi bien dans le visible que dans l'UV ou les rayons X.

Les lasers les plus utilisés actuellement sont les lasers Nd : YAG (figure 8.) dans lesquels le chrome est remplacé par du néodyme et une partie des atomes d'aluminium par de l'yttrium ($Y_3Al_5O_{12}$ au lieu de Al_2O_3). Le pompage optique se fait par une lampe flash et leur rendement est nettement supérieur à celui du laser à rubis[10].



Figure 8. Dispositif de laser à Nd:YA Gréalise au CDTA.

5.2. Lasers à liquide

Dans les lasers à liquide, le milieu d'émission peut être un colorant organique (Dye laser). Le rayonnement émis peut aussi bien être continu que discontinu suivant le mode de pompage. Les fréquences émises peuvent être réglées à l'aide d'un prisme. Il existe un grand nombre de colorants possibles qui étendent la gamme des longueurs d'onde de l'ultraviolet à l'infrarouge.

5.3. Lasers à gaz

5.3.1. Lasers à CO_2

C'est le laser à gaz le plus important au niveau industriel que scientifique, principalement par la gamme de puissance qu'il peut fournir soit en continu, soit en impulsions.

Les rayonnements émis ont une longueur d'onde comprise entre 9 et 11 μm (infrarouge), elles viennent des transitions rovibrationnelles de la molécule de dioxyde de carbone. Le

milieu actif est un mélange de dioxyde de carbone, d'azote et d'hélium et le système de pompage est assuré par une décharge électrique. Les différents types de laser à CO₂ sont donnés avec plus de détails dans le chapitre II.



Figure 9. Dispositif de laser à CO₂ scellé réalisé au laboratoire LEQ-USTHB [7].

References

- [1] A.L. Schawlow and C.H. Townes "Infrared and Optical Masers" - Physical Review vol 112, n°6,(15 December 1958)
- [2] M. R.blehoucif , larouche Noémie, Fagno maxime , le laser.
- [3] O. Svelto, Principles of Lasers , Springer New York Dordrecht Heidelberg London, 2010.
- [4] M.W.T.M van Dort , A numerical study of a fast axial flow CO₂ laser using Plasimo,2017.
- [5] Laser Research Institute , Introduction to laser.
- [6] Maazi Yousra, modélisation d'une cavité à laser chimique , Université Med Khider Biskra, 2014.
- [7] Sébastien Forget ,Optique des lasers et faisceaux gaussiens ;Laboratoire de Physique des Lasers Université Paris .
- [8] Catherine Schwob et Lucile Julien, le laser principe de fonctionnement , Reflets de la Physique n° 21 / Le Bup n° 927.
- [9] Luc dettwiller , les lasers et leurs application , 1998.
- [10] R.Belhoucif, thèse de magister, USTHB, (2004).

1. Introduction

Le laser à CO₂ est un laser à gaz développé par K. Patel en 1964. C'est un laser moléculaire à 4 niveaux émettant dans l'infrarouge moyen, soit à 10.6μm ou 9.6 μm. Le milieu actif est constitué d'un mélange de gaz de dioxyde de carbone (CO₂), d'azote (N₂), et de l'hélium (He)[2]. Ce mélange gazeux est contenu dans un tube en verre (quartz ou pyrex), fermé aux deux extrémités par des lames en NaCl (chlorure de sodium), ZnSe(séléniure de zinc), ou en Ge (germanium). L'utilisation des optiques en NaCl est actuellement abandonnée en raison de leur grande sensibilité à l'humidité ambiante, malgré leur faible coût. Les molécules actives donnant lieu à l'émission laser sont celles du CO₂. Les molécules d'azote excitées par une décharge électrique transfèrent de l'énergie par collisions inélastiques vers les molécules de CO₂ qui sont responsables de l'émission stimulée. L'hélium permet d'augmenter la désexcitation du niveau inférieur de la transition laser, permettant de refroidir le milieu amplificateur et d'augmenter le pompage global [1].

Il existe différents types de lasers à CO₂ - Les lasers Scellés, les lasers à flux, les lasers à flux axial lent et rapide, lasers à flux transverse [2]. Dans le cas du laser à flux, le mélange gazeux est renouvelé en permanence à l'aide d'une pompe permettant de faire circuler le gaz dans le tube amplificateur.

Le laser à CO₂ constitue actuellement un instrument très pratique dans de nombreuses applications notamment dans le domaine d'industrie telles que perçage, soudure, découpe, et gravure. Le choix d'une technologie parmi ces différentes technologies dépend de l'application visée et évidemment de la puissance maximale du faisceau laser émis. Il importe de noter que le faisceau émis par le laser à CO₂ ne peut pas être transporté par fibres optiques, ce qui implique l'utilisation de miroirs revêtus d'or dont la réflexion est supérieure à 99% dans la gamme d'infrarouge, pour le guidage de faisceau.

Dans ce chapitre, nous allons expliquer le principe de fonctionnement du laser à CO₂, en expliquant les différents processus mis en jeu pour réaliser l'inversion de population. Ensuite, nous passerons en revue les différents types de lasers à CO₂.

2. Spectroscopie de la molécule CO₂

2.1. Mode de vibration de la molécule de CO₂

La molécule de dioxyde de carbone est une molécule linéaire composée de trois atomes, un atome de carbone et deux atomes d'oxygène à l'état fondamental, les deux liaisons carbone-oxygène sont de même longueur, le moment dipolaire de cette molécule est alors nul [1].

Cette géométrie particulière de la molécule de CO₂ engendre quatre modes normaux de vibration (voir figure 1) :

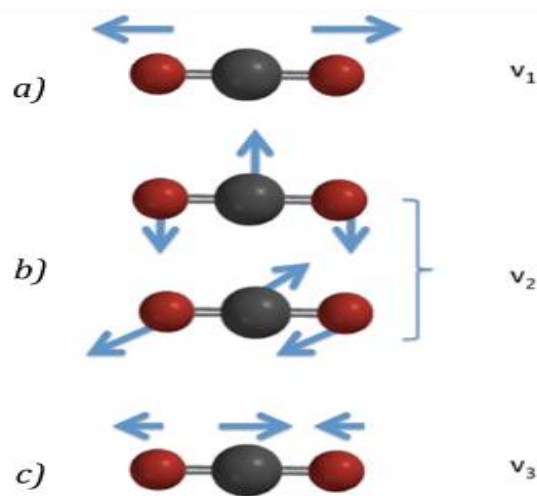


Figure 1. Modes de vibration du dioxyde de carbone (Boule noire : atome de carbone, boule rouge : atome d'oxygène). a) mode d'élongation symétrique, b) mode de déformation, c) mode d'élongation asymétrique

a) Mode d'élongation symétrique : les atomes d'oxygène oscillent de manière symétrique le long de l'axe de la molécule, par rapport à l'atome de carbone. La fréquence de ce mode est notée ν_1 .

b) Mode de déformation d'angle (mode de flexion): les deux atomes d'oxygène ont des mouvements contrairement à l'atome de carbone, doublement dégénéré, c'est-à-dire qu'il correspond en fait à deux modes de vibrations de même fréquence ν_2 .

b). 1 Mode de déformation, le mouvement des atomes se fait dans le plan.

b). 2 Mode de déformation, le mouvement des atomes se fait perpendiculaire au plan.

- c) Mode d'élongation asymétrique : les atomes d'oxygène oscillent dans le même sens le long de l'axe de la molécule, et dans le sens contraire du mouvement de l'atome de carbone. La fréquence de ce mode est notée ν_3 .

2.2. Niveaux d'énergie des molécules CO₂/N₂

L'état de vibration le plus général de la molécule de CO₂ est alors défini par quatre nombres quantiques $\nu_1, (\nu_2, l_2)$ et ν_3 noté $(\nu_1, \nu_2^{l_2}, \nu_3)$ où l_2 représente la dégénérescence du niveau ν_2 et prend les valeurs $\pm\nu_2, (\nu_2-2), \dots, \pm 1$ ou 0. Les vibrations fondamentales ν_1, ν_2 et ν_3 sont alors associées respectivement aux transitions entre les états $10^00, 01^10$ et 00^01 et l'état fondamental. Chacun de ces modes est quantifié et leur premier niveaux excités sont respectivement situés à: $1388\text{cm}^{-1}, 667\text{cm}^{-1}$, et à 2349cm^{-1} par rapport au niveau fondamental. Cependant en plus de la dégénérescence du mode ν_2 , il existe aussi des dégénérescences accidentelles dues aux valeurs très proches des niveaux vibrationnels 10^00 ($\nu_1 = 1337\text{cm}^{-1}$) et 02^20 ($2\nu_2 = 2 \times 667 = 1334\text{cm}^{-1}$) (résonance de fermi)[3]

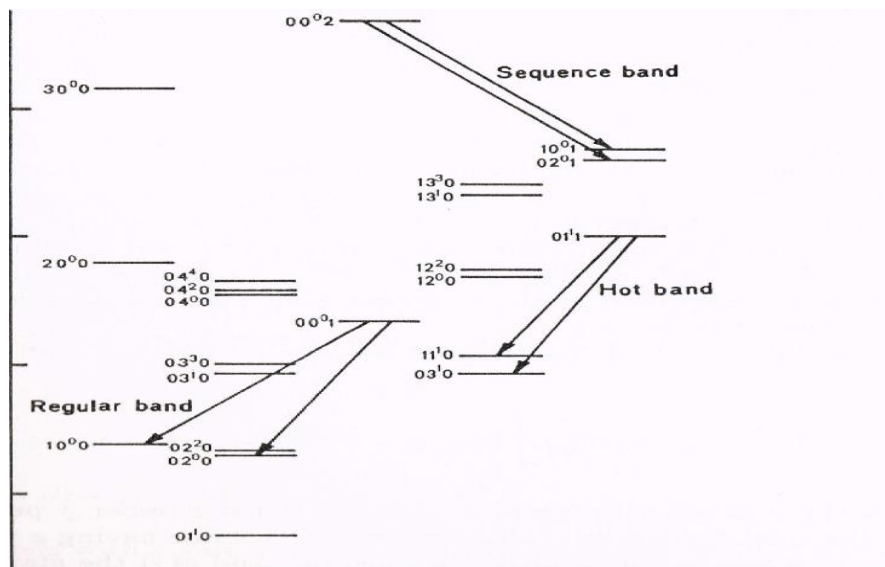


Figure 2. Diagramme des niveaux énergétiques des molécules de CO₂/ N₂.

Quant à la molécule d'azote N₂ elle possède un seul mode de vibration(ν). Son premier niveau excité ($\nu=1$) est proche du niveau d'énergie (001) du dioxyde de carbone. Un schéma détaillé des niveaux d'énergie de la molécule de dioxyde de carbone et celle de l'azote est donné en figure 2.

2.3. Energies de modes vibrationnels (E₁, E₂, E₃ et E₄)

La description des densités énergétiques des états excités par vibration des CO₂ et de N₂ sont similaires. E₁, E₂ et E₃ représentent l'énergie vibrationnelle totale des molécules de CO₂ dans le mode d'étirement asymétrique, le mode de déformation, et le mode d'étirement symétrique, respectivement. E₄ représente l'énergie vibrationnelle du premier niveau excité du N₂. T₁, T₂, T₃ représentent respectivement les températures vibrationnelles des modes symétrique déformation et asymétrique de la molécule CO₂. T₄ est la température du mode de vibration du premier niveau excité de la molécule d'azote. Les molécules qui se trouvent dans le même mode de vibration peuvent s'échanger de l'énergie entre elles très facilement. A l'équilibre thermodynamique, la population de chaque niveau d'énergie s'écrit par la distribution de Boltzmann [4].

$$E_1^{eq} = \frac{N_{co2} h \nu_1}{\left(\exp\left(\frac{h \nu_1}{kT}\right) - 1\right)} \quad (\text{II.1})$$

$$E_2^{eq} = \frac{2 N_{co2} h \nu_2}{\left(\exp\left(\frac{h \nu_2}{kT}\right) - 1\right)} \quad (\text{II.2})$$

$$E_3^{eq} = \frac{N_{co2} h \nu_3}{\left(\exp\left(\frac{h \nu_1}{kT_1} + \frac{h \nu_2}{kT_2} + \frac{(h \nu_1 - h \nu_2 - h \nu_3)}{kT}\right) - 1\right)} \quad (\text{II.3})$$

$$E_4^{eq} = \frac{N_{N2} h \nu_4}{\left(\exp\left(\frac{h \nu_4}{kT}\right) - 1\right)} \quad (\text{II.4})$$

La température vibrationnelle T_i ($i=1,2,3,4$) est donnée par l'expression suivante :

$$T_i = \frac{h \nu_i / k_B}{\ln\left(\frac{N h \nu_i}{E_i} + 1\right)} \quad (\text{II.5})$$

Les facteurs N_{CO_2} et N_{N_2} sont respectivement les nombres de molécules de CO₂ et N₂ dans le système. Comme le niveau ν_2 est doublement dégénéré, la vibration de la molécule est décrite par deux variables indépendantes, et l'énergie dans ce niveau est donc ajustée d'un facteur de

2.

2.4. Energie rotationnelle

Chaque niveau vibrationnel est subdivisé en plusieurs niveaux rotationnels, L'énergie rotationnelle d'une molécule dans le $j^{\text{ème}}$ état de rotation excité, et la différence d'énergie entre deux niveaux adjacents est donnée par [5] :

$$E_r(j) = hcB[j(j+1)] - D([j(j+1)]^2 + \dots) \quad E_r(j+1) - E_r(j) \approx 2hcB(j+1) \quad (\text{II.6})$$

Où B est la constante rotationnelle de la molécule donnée en fonction du moment d'inertie de la molécule I par la relation suivante:

$$B = \frac{h}{8\pi^2 I} \quad (\text{II.7})$$

Et D représente la constante de dissociation de la molécule.

A l'équilibre thermodynamique, les niveaux de rotation sont peuplés selon la distribution de Boltzmann.

Les transitions permises entre les niveaux de vibration-rotation de la molécule CO₂ obéissent aux règles de sélection suivantes : $\Delta j = 0, +1, -1$. Ces transitions sont respectivement appelées branches Q, R, et P. A titre d'exemple, la transition laser qui se produit entre le 19^{ème} sous niveau rotationnel du niveau supérieur (001) et le 20^{ème} sous niveau rotationnel du niveau inférieur (100), est appelée la transition P(20).

2.5. Profils de raies spectrales : Différents types d'élargissement

Dans les processus d'absorption et d'émissions (atomique ou moléculaire), la raie spectrale est dépendante de l'environnement physique du gaz et notamment de la pression de celui-ci. Ceci conduit à différents comportements du point de vue d'élargissement de la raie et ainsi sa forme.

2.5.1. Largeur naturelle d'une raie

L'élargissement intrinsèque de la raie est lié au principe d'incertitude d'Heisenberg :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$$

Où $\Delta E = h \Delta \nu$ est la largeur du niveau d'énergie et $\Delta t = \tau$ son temps de vie.

Le profil de raie est déduit comme suit :

$$\Delta \nu \geq \frac{1}{2\pi \tau}$$

L'élargissement de la raie est donc lié à la durée de vie τ de l'atome dans son état excité. Cette dernière, comme expliqué au chapitre I, est inversement proportionnel au coefficient d'Einstein de l'émission spontanée.

2.5.2. Élargissement inhomogène : Profil gaussien

Aux faibles pressions, l'effet Doppler résultant de l'agitation thermique des molécules est le processus dominant. L'effet Doppler est le changement de fréquence apparente d'un photon absorbé ou émis par un atome ou une molécule en mouvement par rapport à l'observateur.

Considérons que chaque atome émettant par émission spontanée un photon avec une fréquence ν_0 dans son propre référence. A cause de l'effet Doppler, la fréquence observée ν est donnée en fonction de la vitesse V le long de l'axe de l'observation par la relation suivante :

$$\frac{\nu}{\nu_0} \approx 1 - \frac{V}{c} \quad (\text{II.8})$$

Les vitesses projetées des atomes émetteurs du milieu, soumises à l'agitation thermique, se répartissent suivant la distribution de Maxwell [6] :

$$f(v) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right) \quad (\text{II.9})$$

Où m est la masse de l'atome, k est la constante de Boltzmann.

La probabilité d'observer un rayonnement dans la gamme de fréquence $[\nu, \nu + d\nu]$ est la même que celle de trouver un atome à une vitesse v à dv près, c'est-à-dire :

$$G(\nu)d\nu = f(v)dv \quad (\text{II.10})$$

On en déduit le profil $G(\nu)$:

$$G(\nu) = \frac{1}{\nu_0} \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi kT}} \exp\left[-\frac{mc^2}{2\pi kT \nu_0^2} (\nu - \nu_0)^2\right] \quad (\text{II.11})$$

Cette distribution est une distribution gaussienne.

Où $\Delta\nu_G = \frac{\nu_0}{C} \sqrt{\frac{2KT}{m}}$, cet élargissement dépend de la température

La largeur à mi-hauteur (FWHM ou Full Widthat HalfMaximum) de la raie à élargissement Doppler est donnée par :

$$\Delta\nu_G' = \sqrt{\ln 2} \Delta\nu_G = \nu_0 \sqrt{\frac{2 \ln 2 kT}{m c^2}} \quad (\text{II.12})$$

Cet élargissement dépend de la température

2.5.3. Élargissement homogène : Profil Lorentzien

Le mécanisme homogène d'élargissement de raie est un mécanisme dû aux collisions de l'atome avec d'autres atomes, molécules et ions. Il est connu sous le nom d'élargissement

collisionnel. La lumière émise n'a pas une fréquence exacte ν_0 , elle présente une répartition autour de cette fréquence donnée par la formule de Lorentz suivante [7] :

$$\phi_L(\nu) = \frac{\Delta\nu_L}{2\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_L}{2}\right)^2} \quad (\text{II.13})$$

Où $\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi\tau}$ est la largeur naturelle

Dans le cas du laser à CO₂, l'élargissement collisionnel de la raie est donné par [8]:

$$\Delta\nu_L(\text{Hz}) = 8.12 \times 10^6 p(T)^{-0.58} \sum_M b_M f_M \quad (\text{II.14})$$

Où b_M sont des constantes d'élargissement pour les transitions P données en fonction de J_1 par les expressions suivantes :

$$b_{CO_2} = 0,1149 - 9,2 \times 10^{-4} J_1$$

$$b_{N_2} = 0,0794 - 4,3 \times 10^{-4} J_1$$

$$b_{He} = 0,0598 - 2,8 \times 10^{-5} J_1$$

$$b_{N_2} = 0,0598 - 2,8 \times 10^{-5} J_1$$

Et $f_{CO_2}, f_{N_2}, f_{He}$ sont les proportions du gaz de dioxyde de carbone, d'azote, et de l'hélium, respectivement.

2.5.4. Profil de Voigt

Nous venons de voir dans les paragraphes précédents que chaque type d'élargissement donne lieu à un profil particulier. L'élargissement dû aux effets de pression est donné par la fonction de Lorentz. La fonction Gaussienne décrit l'élargissement Doppler. La description complète requiert la prise en considération à la fois de l'élargissement Lorentz et celui de Doppler. Le profil résultant de la combinaison des deux profils est appelé profil de Voigt, et est la convolution de la fonction de Lorentz et celle et la fonction gaussienne.

Considérons la lumière perçue par l'observateur dans la bande de fréquence $\sigma, \sigma + d\sigma$, proche de $\nu - \nu_0$, contribuent à cette bande de fréquence les atomes qui émettent naturellement à la fréquence $(\nu - \nu_0 - \delta)$ et dont l'émission subit par l'effet doppler un déplacement de fréquence σ . Comme les deux causes d'élargissement sont indépendantes la probabilité $\rho(\nu)$ d'observer un tel rayonnement est le produit des deux densités de probabilité [9] :

$$dp = \frac{\Delta\nu_L}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0 - \delta)^2 + \Delta\nu_L^2} \times \frac{1}{\Delta\nu_G \sqrt{\pi}} \exp\left(-\left(\frac{\delta}{\Delta\nu_G}\right)^2\right) \quad (\text{II.15})$$

Toutes les valeurs de δ sont également probables si bien que l'intensité totale due à l'ensemble du gaz est l'intégrale par rapport à δ de l'expression précédente :

$$\rho(\nu) = \frac{\Delta\nu_l}{\pi} \frac{1}{\Delta\nu_G \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{(\nu - \nu_0 - \delta)^2 + \Delta\nu_L^2} \exp\left(-\frac{\delta^2}{\Delta\nu_G^2}\right) d\delta \quad (\text{II.16})$$

Posons maintenant : $x = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_G}$, $y = \frac{\delta}{\Delta\nu_G}$, $a = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_G}$

Nous obtenons la définition de la fonction (du profil de Voigt) :

$$f(\nu) = \frac{a}{\Delta\nu_G \pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(x-y)^2 + a^2} dy \quad (\text{II.17})$$

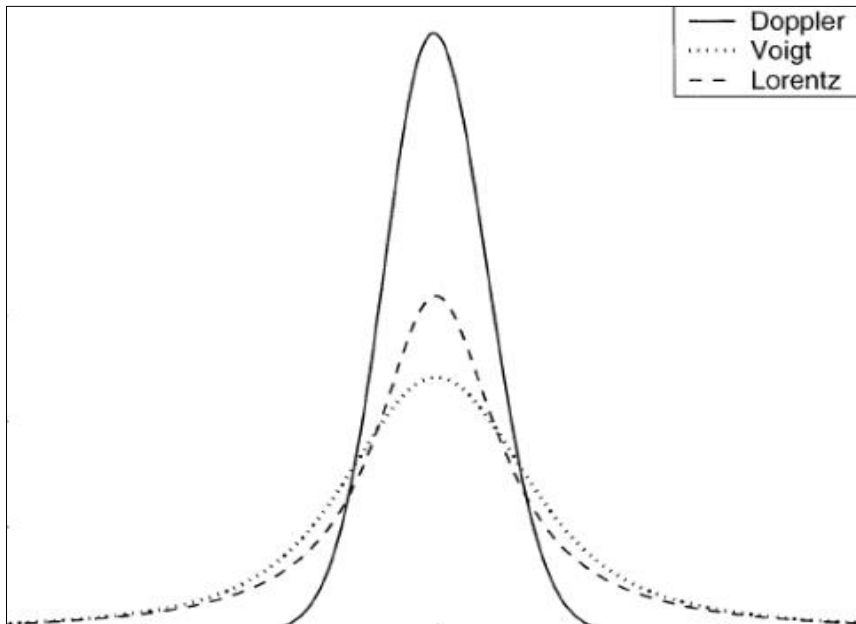


Figure 3 Profils de raies spectrales des différents types d'élargissement

1. Inversion de population et coefficient du gain

1.1. Mécanismes d'inversion de population

L'inversion de population dans le laser à CO₂ est obtenue à travers un ensemble de processus d'excitation électronique, et de transferts d'énergie par collisions avec différentes espèces moléculaires constituant le milieu amplificateur du laser. Nous décrirons à présent ces différents processus.

1.1.1. Excitation par décharge électrique

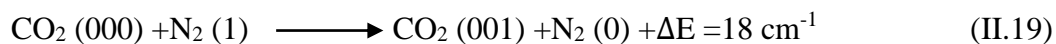
L'excitation des molécules de CO₂ et N₂ se fait par une décharge électrique dans le mélange gazeux. Le pompage du niveau supérieur de la transition laser peut être effectué par collision électronique direct selon la réaction suivante :



Bien que l'excitation électronique n'est pas sélective et peut conduire à l'excitation vers d'autres niveaux supérieurs, cependant la section efficace de collisions électroniques pour l'excitation du niveau (00⁰1) est beaucoup meilleure que celles des autres niveaux supérieurs (10⁰0) et (02⁰0). De plus, les molécules excitées dans les niveaux supérieurs (00n) relaxent rapidement vers le niveau supérieur (00⁰1) [10].

1.1.2. Interactions V-V

L'interaction (vibrationnel-vibrationnel) est une interaction pour laquelle l'énergie vibrationnelle est transférée d'une molécule à une autre par collisions. Dans le laser à CO₂, en plus de l'excitation électronique, l'excitation des molécules de CO₂ se fait via le transfert d'énergie résonant à partir de la molécule d'azote. Pour améliorer l'efficacité de pompage, on rajoute de l'azote N₂ dans le mélange gazeux excité dans le niveau V=1 (2330cm⁻¹), situé à 18 cm⁻¹ du niveau supérieur (001) de la molécule CO₂. Ce niveau métastable de la molécule d'azote dont la transition vers le niveau fondamental est interdite, ne peut pas se désexciter de façon radiative et par conséquent sa désexcitation se fait par collision résonnante avec les molécules CO₂ selon la réaction suivante :



Le transfert d'énergie de la molécule d'azote vers celle du dioxyde de carbone constitue le processus V-V le plus important. En plus, la molécule de CO₂ peut entrer en collision avec n'importe quelle autre particule du gaz indiqué par M, comme l'illustre la réaction suivante :



1.1.3. Interactions V-T

Dans une interaction V-T (Vibrationnel-Translationnel) lorsqu'une molécule excitée vibrationnellement entre en collision avec n'importe quelle autre particule, son énergie

vibrationnelle est convertie en énergie cinétique. Ces interactions sont importantes, car elles aident à dépeupler les modes d'élongation symétrique et de flexion [4]. On ajoute de l'Hélium au mélange gazeux, permettant la dépopulation du niveau inférieur de la transition laser.

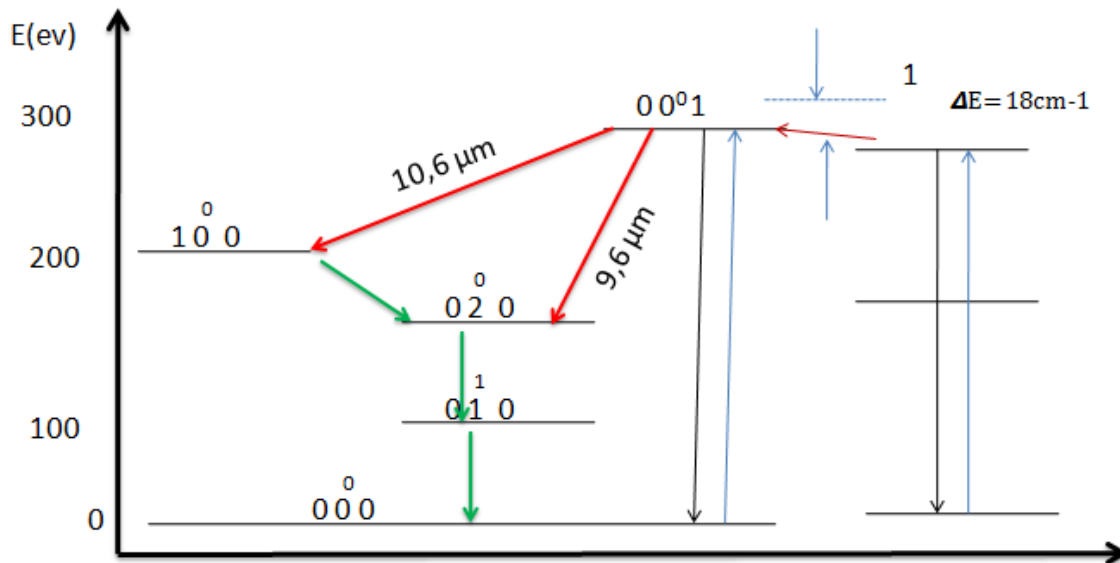
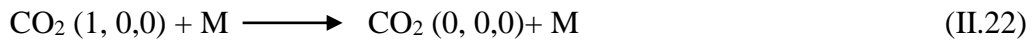
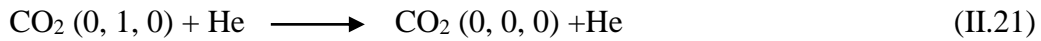


Figure 4. Diagramme des niveaux d'énergie de vibration de la molécule CO₂/ N₂.

1.2. Coefficient du gain

Comme expliqué au premier chapitre, le résonateur laser est souvent constitué de deux miroirs, l'un étant totalement réfléchissant et le deuxième (miroir de couplage) est partiellement réfléchissant permettant d'extraire une partie du faisceau laser. Si ce miroir de couplage présente par exemple une réflexion de 90%, 10% de photons générés sont perdus et les autres seront réfléchis et renvoyés vers le milieu amplificateur pour générer d'autres photons. En plus de ces pertes dues aux transmissions du miroir de couplage, d'autres pertes sont présentes telles que les pertes par absorption, par diffraction, et par diffusion, etc....

Il faut donc un gain pour un aller-retour dans la cavité soit supérieur aux pertes de la cavité pour que l'oscillation laser puisse démarrer. Nous décrirons dans ce qui suit la section efficace et déduisons les coefficients du gain en régimes non saturé et d'oscillation.

Comme présenté au chapitre 1, en présence d'un rayonnement externe, les taux d'émission stimulée ou d'absorption de ce rayonnement par les molécules peuvent être exprimés en termes de coefficient d'Einstein B.

$$P_{abs/ems} = \frac{I(\nu)}{c} g(\nu) B \quad (\text{II.23})$$

Où $I(\nu)$ est l'intensité du rayonnement incident, $g(\nu)$ est la fonction décrivant le profil de la raie d'une fréquence centrale ν .

La probabilité de ces processus, émission stimulée ou absorption, peut être aussi exprimée en fonction de la section efficace du processus par [1]:

$$P_{abs/ems} = \frac{I(\nu)}{h\nu} \sigma(\nu) \quad (\text{II.24})$$

En utilisant l'expression du chapitre 1 (I.11), qui relie entre le coefficient d'émission spontanée A_{21} et celui d'émission stimulée B_{21} : $\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}$, on obtient l'expression de la section efficace :

$$\sigma(\nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{21} g(\nu) \quad (\text{II.25})$$

La variation de l'intensité par unité de longueur z peut être exprimée en fonction de la section efficace et de l'inversion de population ΔN par l'expression suivante:

$$\frac{dI}{dz} = \sigma(\nu_{21}) I \Delta N \quad (\text{II.26})$$

Par ailleurs, le coefficient du gain non saturé α_0 est défini par l'équation :

$$\frac{dI}{dz} = \alpha_0 I \quad (\text{II.27})$$

En combinant les deux équations (II.26),(II.27),on obtient le coefficient du gain non saturé :

$$\alpha_0 = \Delta N \sigma = \Delta N \frac{\lambda^2 A_{21}}{8\pi} g(\nu) \quad (\text{II.28})$$

Dans le régime d'oscillation, le coefficient du gain devient alors :

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (\text{II.29})$$

Avec $I_s = \frac{h\nu}{\tau\sigma}$ l'intensité de saturation.

2. Différents types du laser à CO₂

2.1. Laser à CO₂ scellé

Dans le laser CO₂ scellé, le tube contenant le mélange gazeux est un tube scellé rempli de CO₂, He et N₂. Le pompage du milieu amplificateur est assuré par une décharge électrique de haute tension appliquée aux électrodes placées près des deux extrémités du tube (voir figure 5). La cathode de nickel (à 300°C) peut catalyser la réaction de recombinaison, ces mesures peuvent être utilisées pour produire des lasers CO₂ scellés qui peuvent fonctionner jusqu'à plusieurs milliers d'heures avant que leur sortie ne se dégrade sérieusement. Parfois, on ajoute de l'hydrogène ou de l'eau au mélange gazeux pour qu'on puisse régénérer le CO₂ par le monoxyde de carbone produit par la décharge.

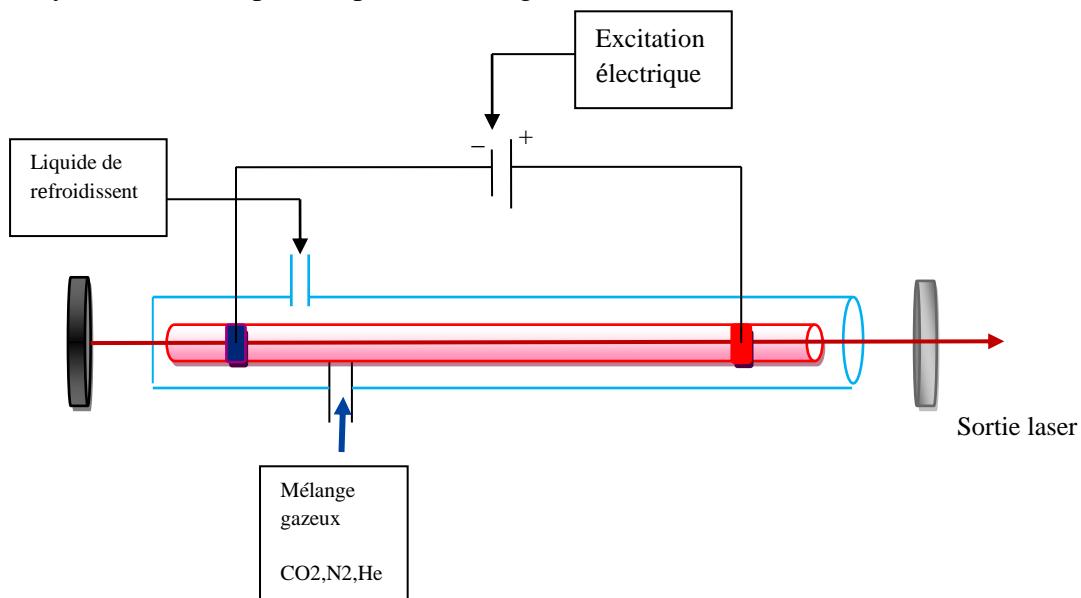


Figure 5. Schéma du dispositif expérimental d'un laser à CO₂ scellé.

Les meilleurs lasers CO₂ scellés au jour d'aujourd'hui peuvent réaliser 0.3 W/cm à 0.4 W/cm. Ce qui, pour des raisons d'encombrement, limite pratiquement la puissance de ces lasers à la barre 30-40 Watts, même avec un refroidissement efficace [11]. Cette conception ne nécessite pas l'utilisation d'électrodes de haute tension et offre d'autres avantages, entre autres la possibilité de contrôler électroniquement la fréquence de répétition des impulsions laser à la sortie, pouvant atteindre 10 kHz .

2.2. Laser à CO₂ à flux axial

Pour remédier au problème de la dissociation de CO₂, il faut faire s'écouler le mélange dans le tube, dans le cas d'un laser à flux axial la circulation du gaz peut se faire par écoulement parallèle à l'axe de la cavité laser et la vitesse de circulation des gaz est variable en fonction de la conception des sources [12]. Il existe de nombreux types de conception différents pour un laser CO₂ CW, qui peut généralement être divisé en deux groupes différents de systèmes laser, à débits lent et rapide [13].

2.2.1. Laser à CO₂ à flux axial lent

Les lasers excités longitudinalement (axial) à écoulement lent fonctionnent comme les lasers à décharge gazeux conventionnels (laser scellé). Le mélange gazeux est contenu dans un tube de verre de forme cylindrique avec des électrodes placées à des extrémités opposées, comme l'illustre la figure 6. Le gaz circule dans le tube longitudinalement et peut être recyclé pour conserver les gaz. Le fonctionnement de ce type de lasers à basses pressions et la faible consommation de gaz grâce à son recyclage sont des principales caractéristiques de ce laser.

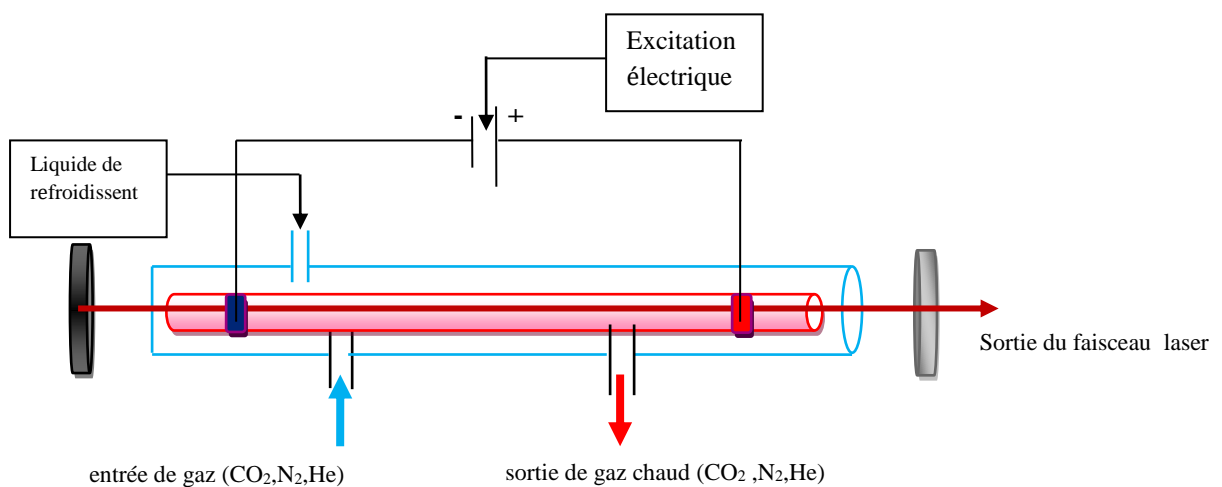


Figure 6. Schéma du dispositif expérimental d'un laser à CO₂ à flux axial lent.

Des puissances moyennes d'environ 500 W peuvent être obtenues, en faisant passer le faisceau laser travers plusieurs tubes contenant le mélange gazeux, comme étant amplificateurs. Cela rend également le système compact et sa conception assez simple. La chaleur produite dans le tube contenant le mélange gazeux peut être éliminée par circulation

d'eau ou autre liquide de refroidissement dans une Jacquette en verre autour du tube contenant le gaz.

2.2.2. Laser à CO₂ à flux axial rapide

L'avantage principal de l'écoulement rapide, est qu'il refroidit le gaz laser mieux que les lasers à écoulement lent car le gaz se déplace très rapidement à travers la zone de décharge, le gaz refroidi par un échangeur de chaleur [14]. Après l'excitation du milieu gazeux à l'aide d'une décharge électrique à haute tension continue, la chaleur est évacuée par la pompe de circulation de gaz. Deux échangeurs de chaleur sont utilisés pour refroidir le gaz après son passage dans la zone de décharge du laser et après sa compression par la pompe de circulation de gaz. Une petite quantité de gaz de recirculation sera retirée par une pompe à vide dans l'atmosphère et une quantité égale est injectée dans le système à partir de l'entrée d'alimentation en gaz (voir figure 7) [15].

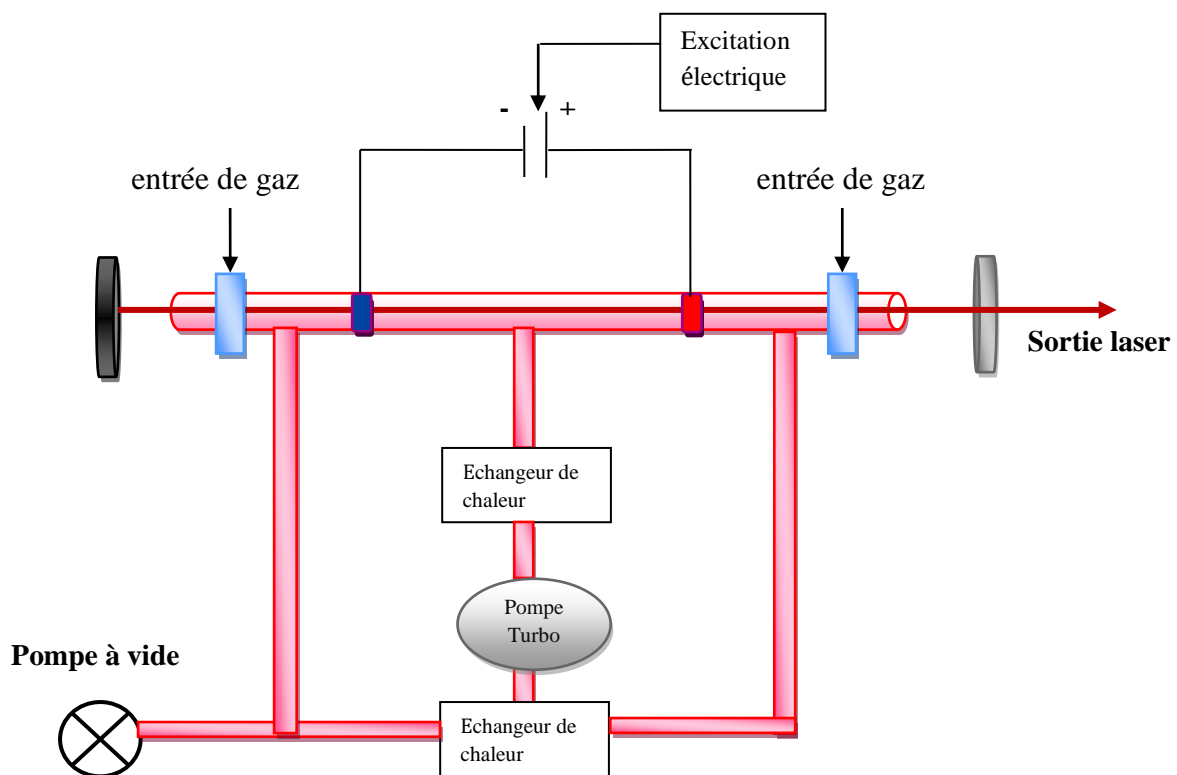


Figure 7. Schéma du dispositif expérimental d'un laser à CO₂ à flux axial rapide.

Le système de refroidissement comprend deux échangeurs de chaleur, un échangeur de chaleur pour refroidir le gaz chaud du tube de décharge, et l'autre échangeur pour éliminer la chaleur, ajouté en raison du fonctionnement de pompe turbo, les échangeurs de chaleur sont refroidis par un refroidisseur en eau glacée.

2.3. Influence de l'écoulement du gaz sur les performances de l'amplificateur laser

En effet, l'écoulement du gaz permet d'apporter de nouvelles molécules actives en éliminant les molécules de CO et O₂ résultantes de la dissociation des molécules actives. Son second avantage est qu'il contribue au refroidissement du laser, ce qui permet d'avoir un gain meilleur. Par conséquent, le gain de l'amplificateur scellé diffère de celui de l'amplificateur à écoulement des gaz à cause de l'accumulation des molécules de CO et O₂. Le fonctionnement dynamique nécessite une installation d'un système de pompage important pour évacuer le gaz. Un débitmètre est placé entre deux micros-vannes pour mesurer le débit à l'entrée de l'amplificateur et les deux micros-vannes servent à contrôler la pression et le débit d'écoulement du gaz. Le mélange gazeux s'écoule de l'anode à la cathode.

Le tableau 1 récapitule les caractéristiques principales de différents types de lasers à CO₂[16].

Tableau 1. Quelques exemples de caractéristiques des différents types des lasers

Types du laser CO ₂	Laser CO ₂ scellé	Laser à CO ₂ à flux axial lent	Laser à CO ₂ à flux axial rapide
Longueur de décharge L _d (cm)	–	260	70
Longueur de la cavité L _c (cm)	45	360	200
Longueur du milieu actif L _a (cm)	–	200	–
Pression total du gaz P (mbar)	–	20	27
Champ électrique réduit E/N (V.cm ⁻¹)	4,9 × 10 ⁻¹⁶	–	3 × 10 ⁻¹⁶
Courant de décharge I (mA)	60	120	108,5
Tension V (kv)	15	7,5	15
Température moyenne du gaz T _{av} (K)	–	684,07	312,3
Proportions des gaz (CO ₂ , N ₂ , He)	(1,2 ,3)	(1,1, 4)	(1,3 ,6)
Puissance de sortie (W)	10	72	550
Référence	[17]	[18]	[19]

References

- [1] W. Witteman, The CO₂ laser. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1987.
- [2] Telib Kenza, Etude de la soudure au Laser aux limites des températures de fusion des métaux , Université Kasdi Merbah Ouargla , 2013.
- [3] Philoppe Lalanne; Etude par spectrométrie de vibration des interactions moléculaires dans le solvant supercritique universel CO₂/ éthanol , l'universités bordeaux 1 science physiques ,
- [4] M.W.T.M van Dort , A numerical study of a fast axial flow CO₂ laser using Plasimo Eindhoven University of Technology , Août 2017 .
- [5] I. V. Babanov, A. F. Glova and E. A. Lebedev, Generation properties of a long single-pass diffusion CO₂ laser amplifier, Troitsk Institute of Innovative and Fusion Research, Moscow Oblast, 1993.
- [6] Lidar Dial , Mesure du dioxyde de carbone (CO₂) atmosphérique préparation d'une future mission spatiale , physique, Ecole polytechnique X , 2009.
- [7] R.E.Beverly , Kinetic modelling of a fast –axial-flow CO₂ laser , 1981.
- [9] S Muller and J U hlenbusch , Influence of turbulence and convection on the output of a high-power CO₂ laser With a fast axial flow , J. Phys. D: **Appl. Phys.** **20** (1987) 697-708. Printed in the UK , 1986.
- [9] AGG.Michell et M.W Zemansky , Resonance radiation and excited atoms-combridge University press,1961..
- [10] O. Svelto, Principles of Lasers, Springer New York Dordrecht Heidelberg London, 2010.
- [11] R.Belhoucif, « Etude de la distribution du champ résonant dans une cavité laser à CO₂ », Thèse de Magister, USTHB, 2004.
- [12] Daniel Eliot, le soudage par faisceaux laser, ingénieur EBP et ESSA.
- [13] H. Brunei , Les lasers moléculaires , Laserdot Groupe Aerospaciale, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France.
- [14] Rakesh Kumar Soni , Diffusion Cooled V-Fold CO₂ Laser , Raja Ramanna Centre for Advanced Technology, Indore (M.P.)India , 2014.
- [15] P. F. Si Serir engeneure de chercheur CDTA document Design and Construction FAF CW CO₂ LASER .

[16] Mahdid Saida, Etude des performances d'un amplificateur laser à CO₂, Université Des Sciences et de La Technologie Houari Boumediene Faculte De Physique , 2011.

[17] D Toebaert a , p Muysb, E Desoppere , Theoretical study of the properties of a modulated fast-flow CO₂ laser, Infrared Physics et Technology 38 (1997) 337-355.

[18] Sh Al-Hawat, S AlsheikhSalo, S Shihada ,Numerical modeling of a slow axial flow CW CO₂ laser with simultaneous striking of two discharge tubes , Optik 127 (2016) 9407–9419, 2016.

[19] Sharif Al-Hawat, Kheir Al-Mutaib , Numerical modeling of a fast-axial-flow CW–CO₂ laser , Optics et Laser Technology 39 (2007) 610–615 , 2005.

1. Introduction

L'étude des performances des lasers à CO₂ à flux a fait l'objet de nombreux travaux théoriques [1-9]. En particulier, l'évolution temporelle de la puissance laser et l'effet de plusieurs paramètres tels que la vitesse du gaz, paramètres du résonateur optique sur le gain et la puissance de sortie laser. Dans ce chapitre, nous présenterons un modèle cinétique à cinq températures pour décrire les performances d'un laser à CO₂ à flux axial rapide, pompé longitudinalement par une décharge électrique. En utilisant ce modèle, nous effectuerons des simulations numériques pour déterminer la distribution spatiale le long de la direction d'écoulement du gaz de différents paramètres importants à savoir la température vibrationnelle de différents modes de vibration, la température du mélange gazeux, le gain et l'intensité du laser.

Nomenclature des constantes

Constante	Symbole	Valeur
Vitesse de la lumière	C	$2,99792 \times 10^8 (m/s)$
Constante de Boltzmann.	K_B	$1,38066 \times 10^{-23} (j/k)$
constante de Planck.	H	$6,62618 \times 10^{-23} (j.k)$
nombre d' Avogadro	N_A	$6,62618 \times 10^{-23} mol^{-1}$
Densité du milieu gazeux	N_0	$6.5914 \times 10^{17} cm^{-3}$
masse moléculaire de CO ₂ .	M_c	$44,1 / N_A (g)$
fréquence centrale de laser CO ₂ .	ν_0	$944,15 (cm^{-1})$
constante de rotation moléculaire du niveau (10 ⁰ 0) de CO ₂ .	B_1	$0,390 cm^{-1}$
constante de rotation moléculaire du niveau (00 ⁰ 1) de CO ₂ .	B_2	$0,387 cm^{-1}$
nombre de tubes.	N_t	1
diamètre du tube.	D	5cm
Longueur de la colonne positive	L_{cp}	50 cm
Longueur du tube.	L_t	60cm
Les coefficients de réflexion R_i	R_1	1
	R_2	0,8

Chapitre III Modélisation cinétique d'un laser CO2 à flux axial rapide

Les coefficients de transmission τ_i	τ_1 τ_2	0 0,2
Pression à l'entrée du gaz.	P_0	20 torr = 2666,44pa
Température a l'entre du gaz .	T_0	239k
Courant de décharge	I	0,12 A
Vitesse d'injection de gaz	V_0	10000 cm/s
Section transverse de décharge	A_{dis}	19,6350 cm ²
Taux de probabilité d'émission spontanée entre n_1 et n_2	A	0,20
Proportions de mélange gazeux(CO ₂ /N ₂ /He)	f_c f_n f_h	0,04 0,4 0,56
Facteurs de chaleur spécifiques à pression constante	C_c C_n C_h	36,63 29,11 20,69
Fraction de l'énergie électrique entrant dans les différents états moléculaires.	γ_a γ_b γ_s γ_n	0,0380 0,0099 0,023 0,8800
fraction d'états électroniques	ξ	0,2

Nomenclature des paramètres variables

Paramètre	Signification physique
Taux de collision - transitions induites V-V et V-T	
R_{α}	le nombre de transition par seconde pour le processus de transfert d'énergie de type V-T du mode α vers la translation
$R_{\alpha\beta}$	représente le taux de transition V-V dû à des collisions entre particules α et β
$k_{\alpha\beta}$	le comportement paramétré des coefficients de taux de collision VV et VT
Décharge électrique et de chauffage du gaz	
U_{α}	représente les taux de population des différents mode par la décharge électrique (s^{-1})
W_{α}	Densité de puissance entrant ($w\ cm^{-3}$)
Intensités de rayonnement et les paramètres de la ligne laser	
I^+, I^-	Les intensités lumineuses des ondes se propageant dans les directions $+z, -z$ à l'intérieur de la cavité ($w\ cm^{-2}$) l'intensité lumineuses totale à l'intérieur de la cavité ($w\ cm^{-2}$)
I	l'intensité lumineuses totale à l'intérieur de la cavité ($w\ cm^{-2}$)
S	taux de probabilité de transition par émission stimulée (s^{-1})
ΔN	densité d'inversion de population (cm^{-3})
Γ	terme d'émission stimulée
α	gain par unité de longueur du milieu actif

α_{sc}	perte de diffusion par unité de longueur du milieu actif
---------------	--

2. Géométrie du laser à CO₂ à flux axial rapide

La figure 1 présente le schéma du laser à CO₂ à flux axial rapide que nous avons modélisé. Le laser est composé d'un seul tube de décharge d'une longueur de 60 cm et de diamètre de 5 cm. Le milieu amplificateur est un mélange gazeux de CO₂/N₂/He avec des proportions respectivement de $f_c = 0.04$, $f_n = 0.4$ et $f_h = 0.56$. Ce mélange de gaz est excité longitudinalement par une décharge électrique entre deux électrodes, cathode et anode, avec une distance les séparant de 50 cm appelée colonne positive. Le courant de décharge de ce colonne est de 0.12 A. Le gaz est injecté dans le tube avec une pression P_0 de 2666,44 pa, et une température T_0 de 293 K. L'indice 0 est utilisé pour indiquer la valeur d'un paramètre à l'entrée du tube, c'est à dire à $z = 0$. La pression est supposée constante le long du tube. Ceci est justifié par le fait que l'écoulement du gaz est rapide, dont la vitesse est de l'ordre de 100 m .s⁻¹. L'écoulement rapide des gaz à travers le tube limite les conséquences du phénomène de dissociation de molécules du CO₂, dû à la décharge électrique. A cet effet, nous négligeons dans notre étude l'effet de la dissociation des molécules.

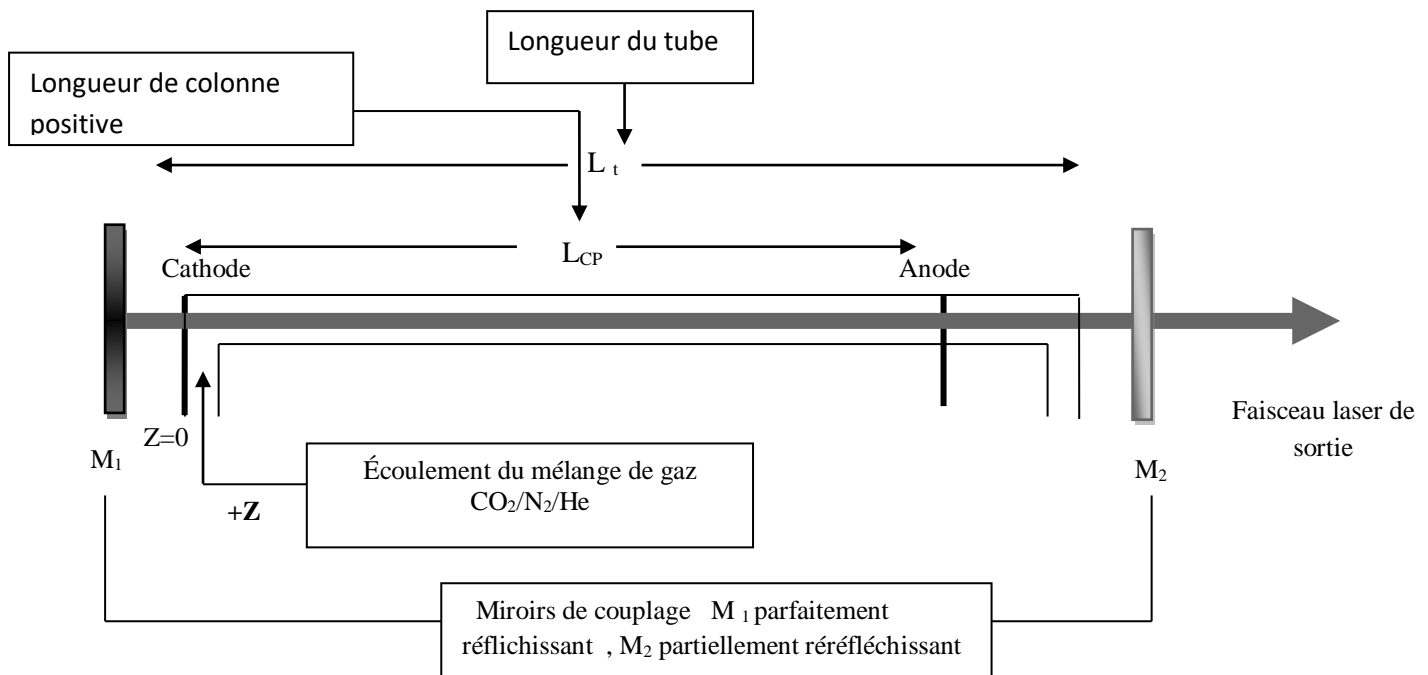


Figure 1. Schéma du laser à CO₂ à flux axiale rapide.

Chapitre III Modélisation cinétique d'un laser CO₂ à flux axial rapide

Concernant le résonateur optique, il est constitué de deux miroirs plans. Les deux miroirs sont caractérisés par des coefficients de réflexion et de transmission notés respectivement par R_i , T_i ($i=1, 2$). L'émission laser se produit entre les niveaux d'énergie 00^01 et 10^0 , dont la longueur d'onde est $10,6 \mu\text{m}$.

La figure 2 présente le diagramme énergétique des molécules CO₂/ N₂.

Nous signalons que tous les paramètres de fonctionnement sont considérés comme des fonctions de la seule coordonnée axiale Z , leur dépendance par rapport aux coordonnées radiales étant négligée. Le champ électrique E , la densité de courant de décharge j , et la vitesse d'écoulement du gaz V , représentent des valeurs spatiales moyennes dans la direction perpendiculaire à la direction de l'écoulement, de sorte que toutes les températures et densités de gaz ne dépendent explicitement que de la distance le long de la direction de l'écoulement

Le mode vibrationnel N₂ (MVN), le mode d'étirement symétrique CO₂ $\nu_1(10^0)$ a une température T_s , et le mode de flexion CO₂ doublement dégénéré $\nu_2(01^0)$ a une température T_b le mode d'étirement asymétrique CO₂ $\nu_3(00^01)$ a une température T_a , le mode vibrationnel N₂ ($\nu=1$) a une température T_n .

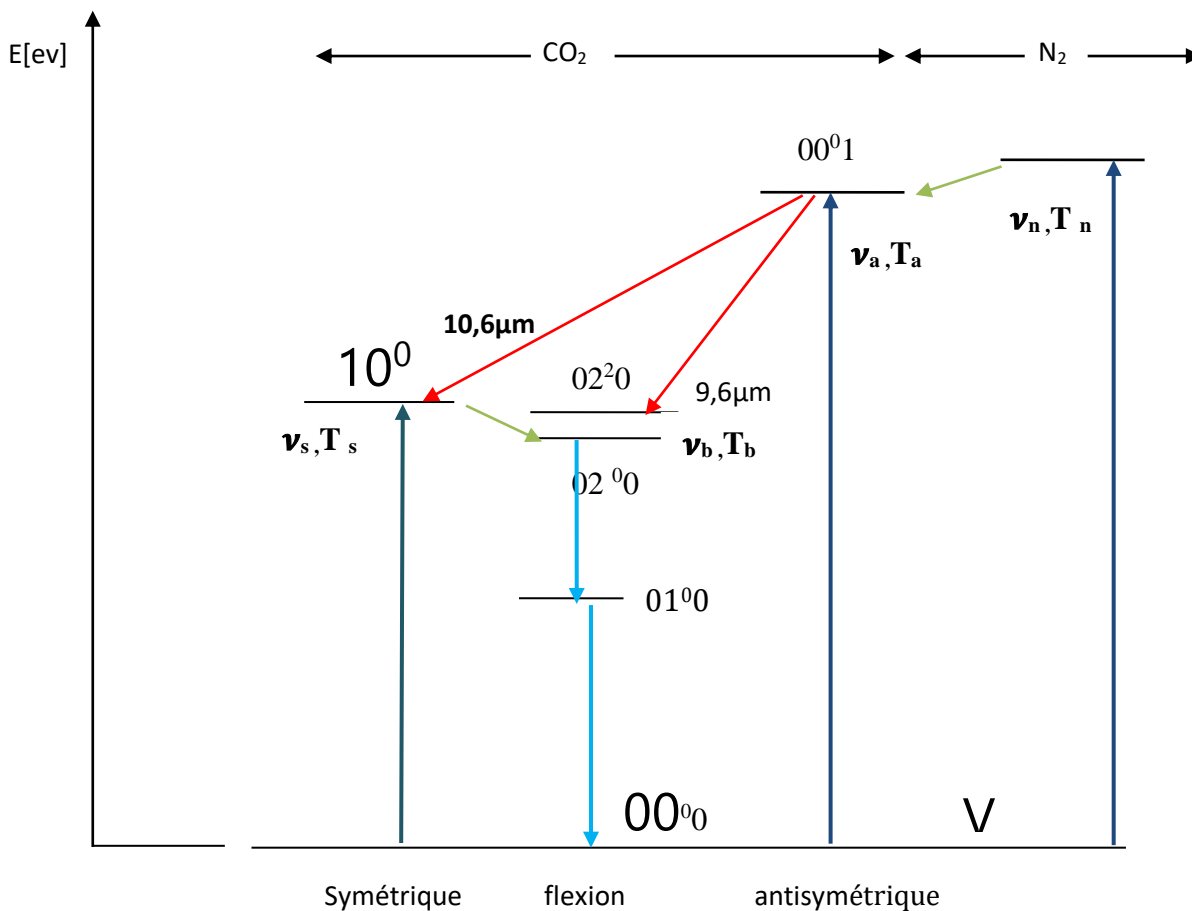


Figure 2. Diagramme d'énergie vibrationnel de CO₂/ N₂.

La distribution de population des niveaux vibrationnels d'un mode donné β en équilibre de Boltzmann dont la fréquence est notée ν_0 , peut être décrite en fonction de la température de Boltzmann T_β :

$$\beta = \exp(-hc\nu_\beta/k_B T_\beta) \quad ; \quad \beta = s, a, b, n .$$

Donc, les distributions de populations des modes de vibration symétrique s de fréquence ν_s , de déformation b (bending) de fréquence ν_b , et asymétrique a fréquence ν_a pour la molécule de CO₂ ainsi que celle de l'N₂ n de fréquence ν_n sont données respectivement par leurs facteurs de Boltzmann comme suit:

$$s = \exp(-hc\nu_s/k_B T_s)$$

$$\bar{b} = \exp(-hc\nu_b/k_B T)$$

$$a = \exp(-hc\nu_a/k_B T_a)$$

$$\bar{n} = \exp(-hc\nu_n/k_B T)$$

T_s , T_b , T_a sont respectivement la température vibrationnelle des modes d'étirement symétrique, de déformation et asymétrique de la molécule CO₂. T_n est la température vibrationnelle du mode de vibration de N₂.

Les interactions spécifiques considérées dans le modèle sont illustrées dans la Figure 2 y inclus les transitions VV et VT et les transitions électroniques.

1. Modèle cinétique à cinq températures

Nous présentons le modèle complet qui nous permettra de calculer les températures vibrationnelles, le gain, ainsi que l'intensité du laser. Ce modèle consiste en un système de sept équations différentielles couplées décrivant la distribution spatiale de sept paramètres :

$$\frac{ds}{dz} = R_{sb} \frac{(b^2 D_{sb} - s)(1-s)}{(1-b)^2 V} - \Gamma \frac{(1-s)^2}{V} + U_s \frac{(1-s)^2}{V} . \quad (\text{III.1})$$

$$\frac{db}{dz} = -3R_{ab} \frac{(b^3 D_{ab} - a)}{(1-b)(1-a)2V} - 2R_{sb} \frac{(b^2 D_{sb} - s)}{(1-s)2V} + 2R_b \frac{(\bar{b} - b)(1-b)}{2V} + U_b \frac{(1-b)^2}{2V} \quad (\text{III.2})$$

$$\frac{da}{dz} = R_{an} \frac{(nD_{an} - a)(1-a)}{(1-n)V} + R_{ab} \frac{(b^3 D_{ab} - a)(1-a)^2}{(1-b)^3(1-a)V} - \Gamma \frac{(1-a)^2}{V} + U_a \frac{(1-a)^2}{V}. \quad (\text{III.3})$$

$$\frac{dn}{dz} = -R_{na} \frac{(nD_{an} - a)(1-n)}{(1-a)V} + R_n \frac{(\bar{n} - n)(1-n)}{V} + U_n \frac{(1-n)^2}{V}. \quad (\text{III.4})$$

$$\begin{aligned} \frac{dT}{dz} = & -hc(v_a - v_n) N_a R_{an} \frac{(nD_{an} - a)}{(1-n)(1-a)} - hc(v_a - v_b) N_a R_{ab} \frac{(b^3 D_{ab} - a)}{(1-b)^3(1-a)} - hc(v_s - v_a) \\ & N_s R_{sb} \frac{(b^2 D_{ab} - s)}{(1-b)^2(1-s)} - 2hc v_b N_b \frac{(\bar{b} - b)}{(1-b)} + F e^{\left[\frac{N_A}{N_0(f_c C_c + f_n C_n + f_h C_h)V_0} \right]} \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

$$\frac{dI^+}{dz} = (\alpha - \alpha_{sc}) I^+ \quad (\text{III.6})$$

$$\frac{dI^-}{dz} = -(\alpha - \alpha_{sc}) I^- \quad (\text{III.7})$$

Les trois premières équations décrivent respectivement la distribution spatiale des facteurs de Boltzmann (s, b, a, n), l'équation (III.1) décrit la distribution spatiale du facteur **s** mode de vibration d'élongation symétrique, l'équation (III.2) décrit la distribution spatiale du facteur **b** mode de déformation où les facteurs de 2 qui multiplie dans la vitesse d'écoulement **v** proviennent de la double dégénérescence du mode de flexion CO₂. Le facteur 3 résulte de l'échange d'une équation ASM (mode d'élongation asymétrique) pour trois quanta BM (mode de flexion), tandis que le second facteur de 2 résulte de l'échange d'un quantum SSM (mode d'élongation symétrique) pour deux quanta BM (mode de flexion), l'équation (III.3) décrit la distribution spatiale du facteur **a** mode d'élongation asymétrique. L'équation (III.4) La distribution spatiale du facteur **n** du premier niveau vibrationnel excité de l'azote, l'équation (III.5) décrit la variation de la température cinétique du gaz le long du tube de décharge, les deux dernières équations (III.6) et (III.7) décrit l'évolution des intensités lumineuses I⁺ et I⁻ des ondes laser se propageant à l'intérieur de la cavité respectivement dans les sens positif (la direction z⁺) et négatif (la direction z⁻), les unités de I⁺ et I⁻ est en (W cm⁻²).

Il faut mentionner qu'à partir de ce système d'équation nous pouvons déduire :

1- Régime non saturé

- Densité de population des niveaux de vibrationnels (s, b, a, n)
- Densité de population des niveaux lasers

2- Régime saturé (oscillation de laser)

- La variation de la température vibrationnelle (T_s, T_b, T_a, T_n) des modes (s, b, a, n) des molécules de CO₂ et de N₂ en fonction de variable axial z
- La variation de la température cinétique du mélange gazeux T
- Les intensités lumineuses I⁺ et I⁻ des ondes laser
- La distribution de gain en longe du tube

1.1. Calculs de différents paramètres

1.1.1. Facteurs de Boltzmann pour les quatre modes (s, b, a, n)

En plus des facteurs de Boltzmann de différents modes de vibration, le modèle fait appel à d'autres facteurs de défaut d'énergie [5], il s'agit de :

$$D_{ab} = \exp(-hc(\nu_a - 3\nu_b) / k_B T) \quad (\text{III.8})$$

$$D_{sb} = \exp(-hc(\nu_s - 2\nu_b) / k_B T) \quad (\text{III.9})$$

1.1.1. Densité de population pour les niveaux vibrationnels (s, b, a, n)

La distribution de populations des différents états de vibration peut être décrite en fonction des facteurs de Boltzmann [2] par :

$$N_s = s(1-s)(1-b)^2(1-a)N_c \quad (\text{III.10})$$

$$N_b = 2b(1-s)(1-b)^2(1-a)N_c \quad (\text{III.11})$$

$$N_a = a(1-s)(1-b)^2(1-a)N_c \quad (\text{III.12})$$

N_s, N_b, N_a décrivent respectivement la population des molécules CO₂ dans les états de vibrations d'élongation symétrique, de déformation et d'élongation asymétrique. N_c est la densité de molécules de CO₂ présentes dans le système.

La densité de différentes espèces moléculaires, c'est-à-dire celui de dioxyde de carbone et celui d'azote ($\alpha = c, n$) du mélange gazeux le long de l'axe du tube sont donnée par la relation suivante :

$$N_\alpha = f_\alpha N \quad (\text{III.13})$$

Avec f_α est la proportion du gaz constituant le mélange gazeux du milieu amplificateur, N est la densité totale du gaz (cm^{-3}) est donnée en fonction de la densité totale du gaz à l'équilibre thermodynamique N_0 (particules / cm^3) par :

$$N = N_0 \frac{T_0}{T} \quad (\text{III.14})$$

avec T_0 est la température du gaz à l'équilibre thermodynamique et T est la température cinétique du gaz.

La densité de différentes espèces moléculaires devient alors :

$$N_\alpha = f_\alpha N_0 \frac{T_0}{T} \quad (\text{III.15})$$

1.1.2. Densité de population des niveaux laser

Nous calculons à présent la densité de population des niveaux entre lesquels la transition laser a lieu. Elle se produit entre les deux niveaux vibrationnels : 00^0_1 avec $j=19$ et 10^0_0 avec $j=20$. La densité de population de ces niveaux laser supérieur et inférieur peuvent être exprimées en fonction des facteurs de Boltzmann respectivement par [10] :

$$N_{\text{sup}} = \Psi_{j=19} \times N_a \quad (\text{III.16})$$

$$N_{\text{inf}} = \Psi_{j=20} \times N_s \quad (\text{III.17})$$

Avec Ψ_j est la fonction décrivant la fraction de molécules présentes dans le niveau de rotation j est donnée ainsi:

$$\Psi_j = \frac{2hcB}{k_B T} (2j+1) \exp\left(-\frac{j(j+1)hcB}{k_B T}\right) \quad (\text{III.18})$$

1.1.3. Paramètres de décharge électrique

Le laser est pompé en appliquant une haute tension à travers le mélange gazeux entre l'anode et la cathode. La puissance électrique totale est le produit de la tension appliquée et le courant de décharge [6]:

$P_E = V_{pc} I$ où $V_{pc} = 9,887 \times 10^3$ est la tension mesurée dans la colonne positive, I est le courant électrique qui est proportionnel à la densité d'électrons dans le milieu actif.

L'efficacité de l'excitation électronique dépend de la section transverse de la décharge gazeuse A_{dis} . Elle est déterminée en fonction de l'énergie des électrons dans le mélange gazeux, qui peut être calculée en fonction du champ électrique réduit E/N . Ce champ réduit est considéré égal à $3 \cdot 10^{-16} \text{ Vcm}^2$. Ce paramètre est important car il permet d'obtenir l'ordre de grandeur de la densité d'électrons et de l'énergie de ces électrons dans le mélange gazeux. Lorsque le champ réduit correspond à une valeur appropriée pour une excitation électronique efficace du niveau supérieur laser (00^0_1), et les niveaux laser inférieurs (10^0_0 , 02^0_0) sont excités avec une efficacité plus faible, ainsi l'inversion de population entre les niveaux laser est possible par une excitation électronique directe. En d'autres termes, le niveau laser supérieur (00_1) acquiert le maximum de molécules pour une énergie électronique e 0.4 eV. Cependant, une classe d'électrons d'une énergie de 5.5 eV provoque la dissociation de la molécule CO₂ [11].

La densité de puissance électrique transférée au mode vibrationnel α est donnée par [1] :

$$w_\alpha = \gamma_\alpha j E_\alpha \quad (\text{III.18})$$

où $j = I/A_{\text{dis}}$ est la densité du courant de décharge ($j = 0.00611 \text{ A.cm}^{-2}$ et $A_{\text{dis}} = 19.634954 \text{ cm}^2$) γ_α est la fraction de l'énergie électrique transférée au mode α [6] . I et E sont mesurés expérimentalement.

E_α est la densité énergétique dans les différents modes vibrationnels donnée par :

$$\begin{cases} E_s = N_c \times h \times c \times \nu_s \\ E_b = N_c \times h \times c \times \nu_b \\ E_a = N_c \times h \times c \times \nu_a \\ E_n = N_c \times h \times c \times \nu_n \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

A partir des expressions (III.18) , (III.19), nous pouvons déterminer le terme U_α décrivant le taux de transition dans un mode vibrationnel particulier, due au pompage électronique, il est donné par :

$$U_\alpha = w_\alpha / E_\alpha \quad (\text{III.20})$$

1.1.4. Taux de collisions V-V

En plus de l'excitation électronique, les différents niveaux énergétiques de la molécule de CO₂ sont aussi excités par transfert d'énergie par collisions, à partir d'autres niveaux d'énergie plus élevés des molécules de CO₂ et ceux des molécules d'azote. Le taux de transition V-V dû aux collisions entre molécules de N₂ et molécules de CO₂ est donné par :

$$R_{an} = k_{an} N_n \quad ; \quad R_{na} = k_{na} N_c$$

Les taux de transition V-V pour les échanges d'énergie intramoléculaire par collisions pour chaque mode de vibration de CO₂ sont donnés par :

$$R_{ab} = \sum_{\beta} k_{ab}^{\beta} N_{\beta} = k_{ab}^c N_c + k_{ab}^h N_h + k_{ab}^n N_n \quad (III.21)$$

$$R_{sb} = \sum k_{sb}^{\beta} N_{\beta} = k_{sb}^c N_c + k_{sb}^h N_h + k_{sb}^n N_n \quad (III.22)$$

Où N_c , N_n , N_h représente la densité d'espèce moléculaire (CO₂, N₂ , He) du milieu laser

1.1.5. Taux de collisions V-T

Le processus V-T essentiel est la désexcitation du niveau (01⁰0) car il contrôle la désexcitation des niveaux inférieurs (10⁰0) et (02⁰0) des deux transitions laser, nous définissons R_α les taux de relaxation de ces niveaux qui correspondent les transitions non radiatif :

$$R_b = k_b^c N_c + k_b^h N_h + k_b^n N_n \quad (III.23)$$

$$R_n = k_n^h N_h + k_n^n N_n \quad (III.24)$$

Où k sont les déférant coefficients paramétrés des collisions VV et VT [1] :

$$K = A'T^{-3/2} \exp (-B'T^{-1/3} + C'T^{-2/3} + D'T^{-1}) \quad (III.25)$$

Où x = T^{-1/3} et A', B',C',D' sont des constantes de paramétrage mesurées expérimentalement résumés dans le tableau suivant [12] :

Tableau 1. Estimation des des constantes de paramétrage

	I	J	α	A'	B'	C'	D'
Les constante de K ^{α_{ij}} pour VV	ASM	BM	CO ₂ , N ₂ , He	1,45.10 ⁻²	298	830	300
				5,12 .10 ⁻²	330	952	300
				3,24 .10 ⁻²	330	952	300
	SSM	BM		3,26	304	974	300
				1,50	304	974	74
				1,76	304	974	74
Les constante de K ^{α_i} pour V	ASM	/	CO ₂ , N ₂ ,He	4,59.10 ⁻⁵	191	348	480
				9,68.10 ⁻⁶	192	358	480
				2,67.10 ⁻⁶	121	149	480
	BM	/		1,09.10 ⁻³	276	-42	1677
				8,03.10 ⁻⁴	254	-646	1677
				4,44.10 ⁻⁷	116	-350	1677

1.2. Chauffage de gaz

Les transitions moléculaires sont généralement affectées par la température du gaz. Les effets du chauffage au gaz sont calculés en supposant une pression constante le long de l'axe du tube de décharge. En plus du chauffage du gaz provenant des relaxations par collisions VT et des transitions par collisions VV, un chauffage direct du gaz peut avoir lieu à travers deux mécanismes, appelés chauffage par collisions élastiques et chauffage par relaxation des états électroniques.

Le taux de chauffage direct du gaz dû aux deux mécanismes est donné par [1] :

$$F_e = jE(\gamma_e \xi + \gamma_{el}) \quad (\text{III.26})$$

où ξ est la fraction des états électroniques qui subissent de relaxations par collisions et γ_e est la fraction de la puissance électrique transférées aux états électroniques, et γ_{el} représente la fraction d'électrons qui subissent des collisions élastiques.

1.3. Le terme Γ et le taux de probabilité de transition S d'émissions stimulées

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, chaque niveau vibrationnel contient de nombreux niveaux rotationnels. La description complète du niveau laser supérieur est ($00^01, J = 19$) et celle du niveau laser inférieur est ($10^00, J = 20$) Ceci s'appelle la transition P(20) . Pour obtenir de l'effet laser entre ces deux niveaux, il faut réaliser ce que l'on appelle l'inversion de population, c'est-à-dire obtenir plus de molécules dans le niveau supérieur que dans le niveau inférieur. L'inversion de population s'écrit sous la forme suivante :

$$\Delta N_{\delta j} = N_{\delta j'} - \left(\frac{2J'+1}{2J+1} \right) N_{\delta j} \quad (\text{III.27})$$

où l'indice δ_j désigne la branche de la transition et j le nombre quantique de rotation. Selon les règles de sélection : $J' - J = -1$ pour la branche $\delta = p$ et $J' - J = 1$ pour la branche $\delta = R$.

En utilisant les expressions (III.17-18), on obtient l'inversion de population entre les deux niveaux de la transition laser P(20) :

$$\Delta N_{pJ} = \Psi_{J=19} N_a - \left(\frac{2J'+1}{2J+1} \right) \Psi_{J=20} N_s \quad (\text{III.29})$$

En remplaçant la fonction de répartition par son expression (III.19), l'inversion de population devint :

$$\Delta N_{pJ} = (N_a (2J'+1) \left(\frac{2hcB'}{kT} \right) \exp(-J(J'+1)hcB/kT) - \left(\frac{2J'+1}{2J+1} \right) N_s (2J+1) \left(\frac{2hcB}{kT} \right) \exp(-J(J+1)hcB))$$

En injectant maintenant les expressions des densités de population des niveaux vibrationnels (III.8) et (III.9), on obtient [1],[2] :

$$\Delta N_{pJ} = (a \left(\frac{hcB'}{kT} \right) \exp(-J'(J'+1)hcB/kT) - s \left(\frac{hcB}{kT} \right) \exp(-J(J+1)hcB) 2(2J'+1)(1-s)(1-b)^2 (1-a) N_c) \quad (\text{III.30})$$

le terme Γ qui est donné dans les équations (III.1) et (III.3) représente le paramètre d'émission stimulée qui est associé aux taux de probabilité de transitions d'émissions

$$\text{stimulées} \quad \Gamma = \frac{\Delta N_{pJ} S_{21}^{pJ}}{N_c} \quad (\text{III.31})$$

Où Γ en (s^{-1}) ce qui nous permet d'étudier l'évolution de la densité d'inversion de population ΔN entre les niveaux laser 00^01 et 10^00 de CO2 par rapport a densité totale N_C de molécule CO2

Et S_{21}^{pJ} Les taux d'émission stimulés sont donnés par le produit du flux de photons $F_{\delta J}$ et la section transversale stimulée $\sigma_{\delta J}$.

$$\text{Donc } S_{21}^{pJ} = \frac{I_{\delta J}}{hc\nu} \sigma_{\delta J} \quad (\text{III.32})$$

Où $\sigma_{\delta J}$ la section transversale stimulée nous avons définis dans le chapitre 2(II.25).

3.3.1 Profil de la raie d'émission

Aux faibles pressions, la forme de la raie est inhomogène due à l'élargissement doppler (Voir chapitre 2).

$$\Delta \nu_G = \nu_0 \left(2kT \frac{\ln 2}{M_c C^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.33})$$

Dans notre cas :

$$\Delta\nu_G = 8,7241 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} = 8,7241 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \times 3 \times 10^{10} \text{ cm} \times \text{s}^{-1} = 26,2 \text{ MHz}$$

Aux fortes pressions, la raie est élargie de façon homogène par collisions et donnée par la distribution de Lorentz (voir chapitre 2):

$$\Delta\nu_l = 52, \text{ MHz} \tag{III.34}$$

Les Coefficients de taux pour les collisions moléculaires pour le niveau laser supérieur $J_1=19$:

$$\begin{array}{l} b_{CO_2} = 0,1149 - 9,2 \times 10^{-4} J_1 \\ b_{N_2} = 0,0794 - 4,3 \times 10^{-4} J_1 \\ b_{He} = 0,0598 - 2,8 \times 10^{-5} J_1 \end{array} \longrightarrow \begin{cases} b_{CO_2} = 0,0965 \\ b_{N_2} = 0,0592 \\ b_{He} = 0,0708 \end{cases}$$

En remplaçant les constantes de l'élargissement par leurs valeurs et la pression du gaz par sa valeur $p = 20$ torr, la largeur à mi-hauteur de la raie de profil Lorentzien dans notre cas vaut 52.3 MHz.

Tel que discuté dans le chapitre 2, le profil de la raie d'émission dans une région de pressions intermédiaires est une combinaison des deux profils, Doppler et Lorentz. Il est appelé profil de Quasi-Voigt et donné par [1] :

$$\varphi_{\nu l}(\nu) = \frac{(\ln 2 / \pi)^{1/2} \Delta\nu_G + (1 / \pi) \Delta\nu_l}{\Delta\nu_G^2 + \Delta\nu_l^2} \tag{III.35}$$

$$\varphi_{\nu l}(\nu) = 0,00845 \text{ MHz} = 845 \text{ Hz}$$

Par les effets de collision résultant de différentes interaction moléculaire et l'effet thermique résultant de la chaleur du gaz le rais $p(20)$ élargie de manière homogène avec un profil décrit par cette approximation le terme Γ d'émission stimulé devient :

$$\Gamma_{PJ} = \frac{\Delta N_{PJ} S_{PJ}}{N_c} = \frac{\Delta N_{PJ}}{N_c} \frac{IA_{21}}{8\pi h c^2 \nu_0^3} \left(\frac{(\ln 2 / \pi)^{1/2} \Delta\nu_G + (1 / \pi) \Delta\nu_l}{\Delta\nu_G^2 + \Delta\nu_l^2} \right) \tag{III.36}$$

Avec $A_{21} = 0,02 \text{ s}^{-1}$ est le taux d'émission spontanée.

3.4 Gain et intensité du laser

Le gain du petit signal est le gain du milieu actif lorsque le flux de photons est nul. Le gain du laser par unité de longueur α_{δ} est le produit de la section efficace de l'émission stimulée et l'inversion de population. Il est donné alors par :

$$\alpha_{pJ} = \Delta N_{pJ} \delta_{pJ} \quad (\text{III.37})$$

Où la valeur de gain est perruque $\alpha_{pJ} = 9,61 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$.

est le gain net du milieu étant donné la différence entre le gain total α_{pJ} et la perte moyenne de cavité par unité de longueur β_{pJ} .

$$\beta_{pJ} = b_{pJ} - \ln[(1 - a_{1pJ})(1 - a_{2pJ})(1 - \tau_{1pJ})(1 - \tau_{2pJ})] / 2L \quad (\text{III.38})$$

b_{pJ} est le perte de diffusion par unité de longueur à l'intérieur du gaz, dans notre travaille nous avons obtenu $b_{pJ} = 3,9 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^{-1}$, L est égal à la distance entre les miroirs. τ_{ipJ} Le coefficients de transmission

Les intensités des ondes lumineuses se propageant dans les sens positif et négatif à l'intérieur de la cavité sont notées I^+ et I^- et définies par :

$$I^+ = R_1 I^- \quad I^- = R_2 I^+ \quad (\text{III.39})$$

L'intensité de la lumière laser est donnée par la somme des deux intensités :

$$I = I^+ + I^-$$

3 Résolution du système d'équations différentielles couplées

Pour la résolution des équations différentielles de (III.1) à (III.7), nous avons utilisé un programme sous environnement Matlab. La méthode numérique utilisée est basée sur la discrétisation du système.

a. Condition aux limites

A l'entrée du tube de décharge, les conditions initiales sont les suivantes

$$A \quad z = 0, \quad T = T_0, \quad V = V_0$$

Les facteurs de Boltzmann sont calculés sur la base de température de Boltzmann T_β . Cette dernière est égale à la température cinétique de mélange T_0 , c'est-à-dire, le gaz n'est pas encore excité par la décharge électrique. On a alors :

$$\beta(0) = \exp(-hc \nu_\beta / kT_0)$$

Les intensités laser initiales sont imposées par les réflectivités des miroirs et s'écrivent :

$$I^+(0) = r_1 I^-(0) = (1 - \alpha_1 - \tau_1) I^-(0); \quad I^-(L) = r_2 I^+(L) = (1 - \alpha_1 - \tau_1) I^+(L)$$

Le système a été résolu dans les deux régimes, non saturé et d'oscillation. Dans le premier cas, le système à résoudre se limite aux cinq premières équations (III.1) à (III.5), puisque $I = I^+ = I^- = 0$, où $I = 0$ (il n'y a pas d'oscillation laser), pour le régime d'oscillation, une valeur est attribuée à $I^+(0) = 50 \text{ w.cm}^{-2}$.

b. Méthode de calcul utilisée

Nous avons utilisé une méthode de résolution numérique basée sur la discrétisation de l'axe Z. Un ensemble de points espacés également $z_i = i\Delta z (0 \leq i \leq N_p)$ est généré le long de l'intervalle $[0, L]$ avec un pas $\Delta z = l / N_p$. Les dérivées de différents paramètres $\frac{dp(Z_i)}{dz}$ sont remplacées par : $\frac{p(Z_{i+1}) - p(Z_i)}{\Delta z}$. Le pas choisi pour nos calculs est $\Delta z = 10^{-3} \text{ cm}$.

Le nombre de pas le long de colonne positive est $N_1 = l_{pc} / \Delta z$

Le nombre de pas total le long de tube $N_2 = l_{pc} / \Delta z$.

4 Résultats et discussion :

Les résultats de simulation présentés ont été obtenus dans les deux régimes, non saturé ($I = 0$) et d'oscillation.

La température cinétique du mélange gaz

La figure 1 présente la variation spatiale de la température cinétique du mélange gaz le long du tube de décharge dans le régime non saturé et celui d'oscillation.

- La Courbe noire présente la variation spatiale de température cinétique de mélange gazeux en régime non saturé où ce cas la température T croît légèrement de façon linéaire et sa valeur initiale 293 K pour atteindre 298.6 K à $z = l_{cp}$
- La Courbe rouge présente la variation spatiale de température cinétique de mélange gazeux en régime d'oscillation où la température T varie de même façon de température cinétique en régime non saturé pour atteindre 297.9 K à $z = l_{cp}$

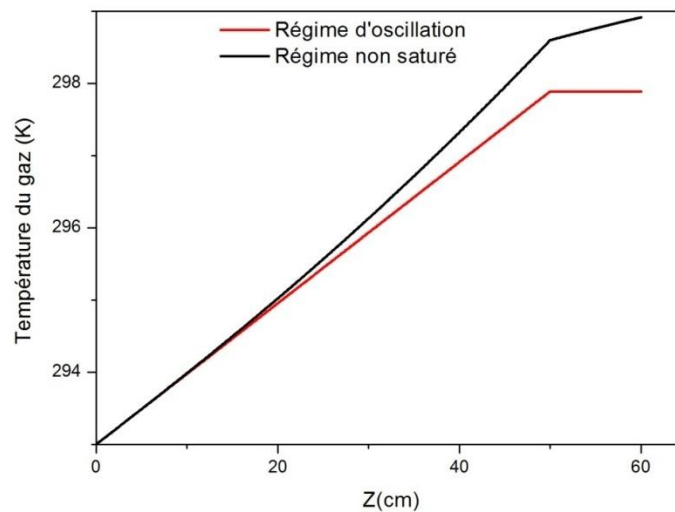


Figure. 1 : Distribution de la température du mélange gazeux T le long du tube (z) dans les régimes non saturé (courbe en rouge) et d'oscillation (courbe en noir).

Au-delà de la colonne positive, bien que le mélange ne soit pas pompé sa température continue à augmenter dans le régime non saturé, même si la pente est beaucoup plus faible, pour atteindre 298,9 K à $z = L$. Cette légère augmentation en fin de parcours peut être expliquée par la relaxation des niveaux excités induite par les collisions, ce qui provoque un transfert de l'énergie vibrationnelle vers une énergie de translation, chauffant par-là même le

gaz. En régime d'oscillation, la température du gaz est constante dans la zone située au-delà de la colonne positive. La saturation de la transition laser maintient en effet les populations des niveaux vibrationnels concernés. Ceci réduit les transferts d'énergie de la vibration vers la translation, limitant ainsi le chauffage du gaz.

L'inversion de population

La figure 2 illustre l'évolution de l'inversion de population entre les deux niveaux d'énergie (00^01) et (10^00) le long du tube, dans les deux régimes non saturé et d'oscillation, avec une densité de molécules de CO₂ de $2.6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. L'inversion de population moyenne obtenue est de $2 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ et $3.9 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ dans les régimes non saturé et d'oscillation.

La valeur d'inversion de population que nous avons obtenue en régime non saturé est comparable à celle obtenue expérimentalement par le groupe de Spiridonov [13]. Il ont été obtenu une valeur de $2.5 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$ dans des conditions comparables à celles que nous avons adoptées dans nos calculs.

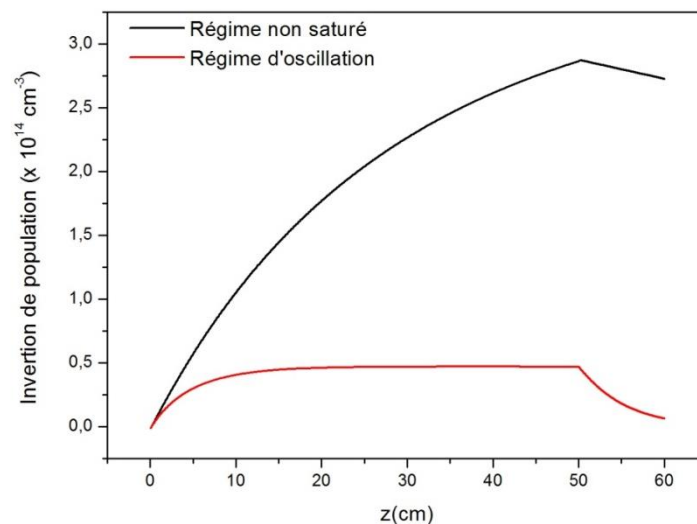


Figure 2 : Distribution spatiale de l'inversion de population le long du tube (z) dans les régimes non saturé (courbe en trait rouge) et d'oscillation (courbe en noir).

La température vibrationnelle

Les figures 3 représentent la distribution de température vibrationnelle T_a , T_b , T_s de différents modes de vibration, d'élongation asymétrique, de déformation, et d'élongation symétrique de CO₂, respectivement. La distribution de la température T_n de la molécule de N₂ est également représentée.

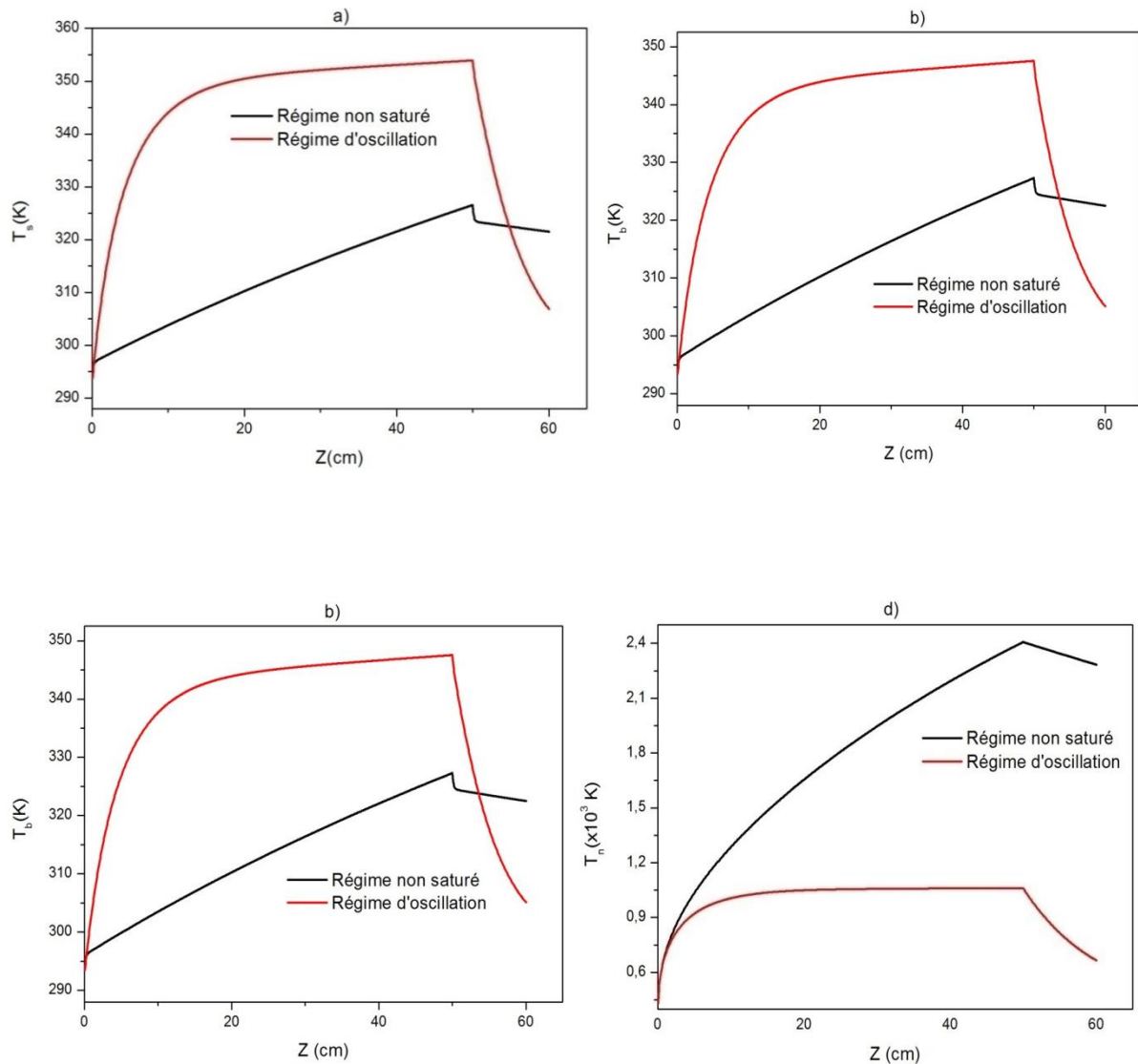


Figure 3 : Distribution de la température vibrationnelle des modes de vibration de CO₂ et de N₂ le long du tube (z) dans les régimes non saturé (courbe en noir) et d'oscillation (courbe en noir). a) mode d'élongation symétrique de CO₂. b) mode de déformation de CO₂. c) mode d'élongation asymétrique de CO₂. d) mode de vibration de N₂

La distribution de la température T_n de la molécule de N₂ est également représentée, les températures vibrationnelles :

- augmentent de façon linéaire dans la colonne positive (régime non saturé),
- augmentent de façon logarithmique (régime d'oscillation) puis diminuent lentement dans la zone [$z = 50,60$ cm] jusqu'à atteindre la température ambiante $T = 293$ K.

Les profils des températures de Boltzmann déduits traduisent le couplage intense entre les modes s et b, dû à la résonance de Fermi entre les niveaux 10^0 et 02^1_0 de CO₂. L'écart entre

T_s et T_b n'excède pas 1.1 K en l'absence de saturation et n'excède pas 6.5 K en présence de saturation sur toute la longueur du tube.

Le gain de laser

La figure 4 représente la distribution spatiale du gain le long du tube en deux régimes (non saturé et d'oscillation).

En régime non saturé, le gain par unité de longueur dans le milieu actif étant proportionnel à l'inversion de population, sa distribution suit la même évolution. On trouve une valeur

moyenne $\bar{\alpha}_0 = 9,61 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ en régime non saturé, il en résulte un gain en intensité

$G = \exp(2\bar{\alpha}_0 l_t)$ de 3.17 après un aller retour.

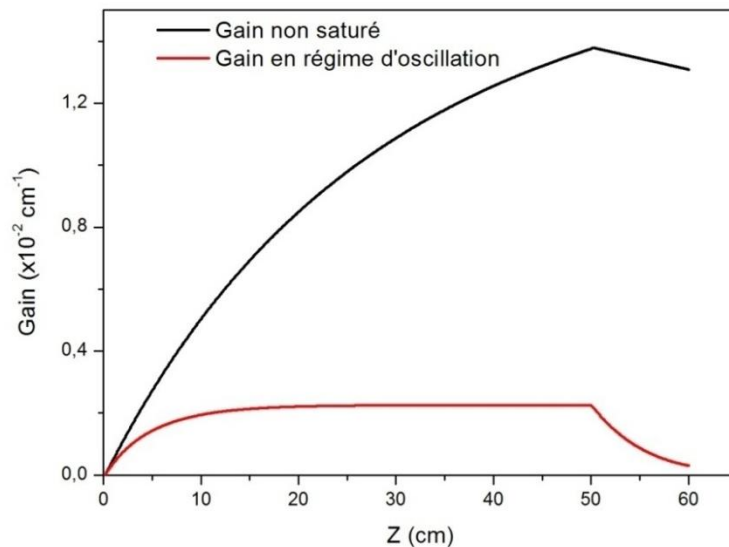


Figure. 4. Distribution du gain de laser en fonction de la longueur de cavité (z) en deux régimes (non saturé et d'oscillation)

Intensité de laser

La figure 5 représente la distribution spatiale des intensités $I^+(z)$ et $I^-(z)$ des ondes se propageant en sens inverse dans la cavité. On en déduit une intensité en sortie

$I_{out} = \tau_2 I^+(l)$ est de 21.1 W cm^{-2} . La puissance du faisceau laser en sortie, $P_{out} = \pi d^2 I_{out}(l) / 4$, est de 414 W.

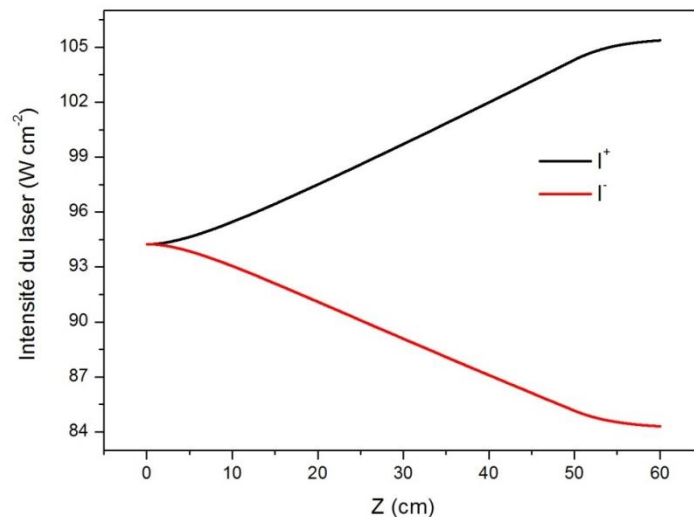


Figure. 5 : Distribution des intensités des deux ondes laser se propageant en sens inverse.

Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle cinétique à cinq températures pour prédire le fonctionnement d'un laser à CO₂ à flux axial rapide. Le milieu actif est constitué d'un mélange CO₂/N₂/He pompé longitudinalement par une décharge électrique.

Le modèle nous a permis de déterminer les distributions spatiales le long du tube à décharge de l'état de population de chacun des quatre modes vibrationnels liés au processus de génération du rayonnement laser à CO₂ (les trois modes normaux de CO₂, le mode de vibration de N₂). Il nous a également permis de déterminer la distribution de la température cinétique du mélange gazeux, la distribution spatiale du gain ainsi que celles des intensités laser relatives aux deux ondes se propageant en sens inverses à l'intérieur de la cavité.

Références

- [1] R.e Beverly, Kinetic modelling of a fast –axial-flow CO₂ laser , 1981.
- [2] M Cbaevat and P.A A Tanasovt Numerical investigation of CW CO₂ laser with a fast turbulent flow , J Phys , D Appl Phys, (1993) .
- [3] S. Sazhin, P Wild, E Sazhina, M Makhlouf, C LEYS, D TOEBAERT , new approach to computational gas laser dynamics, Optics et Laser Technology.
- [4] Amplification and nonlinear losses in relaxing laser mixture of continuous wave fast axial-flow CO₂ lasers , Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering ,March 1996.
- [5] E. Mokhtari, F. Si Serir et D. Louhibi ; Modélisation d'un Laser à CO₂ à Flux Axial Rapide à l'Aide d'un Modèle Cinétique à Six Températures, Journal of Technical Physics Vol. XL N° 3 (1999).
- [6] Sharif Al- Hawat, Kheir Al-Mutaib , Numerical modeling of a fast-axial-flow CW–CO₂ laser , Optics et Laser Technology 39 (2007) 610–615. V.R. Adineh.
- [7] C Aghanajafi ,G.h Dehghan , S Jelvani, Optimization of the operational parameters in a fast axial flow CW CO₂ laser using artificial neural networks and genetic algorithms , Optics et Laser Technology 40 (2008) .
- [8] Sharif Al-Hawat Sami Shihada , Construction of a transverse lyexcited slow axial flow radio-frequency CO₂ laser at13.56 MHz , 2014.
- [9] Sh Al-Hawat , S AlsheikhSalo, S Shihada , Numerical modeling of a slow axial flow CW CO₂ laser with simultaneous striking of two discharge tubes , Optik 127(2016)9407-9419.
- [10] M.W.T.M van Dort , A numerical study of a fast axial flow CO₂ laser using Plasimo Eindhoven University of Technology, 2017 .
- [11] K Battou, Etude de la dissociation de la molécule CO₂ dans un laser à gaz carbonique Continue, Thèse USTHB 1994.
- [12] S A Wutzke, L. H Taylor, J .L Pack, T. V George and L. A Weaver , CW Pin Discharge Laser, 1974.
- [13] M. Spiridonov, C. Leys, D. Toebaert, S. Sazhin, E. Desoppere, P Wild and S. M. P. McKenna- Lawlor, J Phys D: Appl Phys 27 (1994) 962.

Conclusion générale et perspectives

Le présent travail vise à étudier et à modéliser le laser en vue d'optimiser ses paramètres notamment la puissance en sortie et la distribution de température le long de l'axe de la décharge. Un modèle de calcul à **cinq températures** a été utilisé et la programmation a été appliquée dans un environnement Matlab.

Nous avons présenté l'application d'un modèle cinétique à cinq températures pour caractériser l'état de fonctionnement d'un laser à CO₂ à flux axial rapide. Le milieu actif y est constitué d'un mélange CO₂/N₂/He pompé par une décharge électrique longitudinale.

Le modèle nous a permis de déterminer les distributions le long du tube à décharge de l'état de population de chacun des quatre modes vibrationnels liés au processus de génération du rayonnement laser à CO₂ (les trois modes normaux de CO₂, et le mode de vibration de N₂). On a déterminé également la distribution de la température cinétique du mélange gazeux, ainsi que celles des intensités laser relatives aux deux ondes se propageant en sens inverses à l'intérieur de la cavité. A cet effet, un système de sept équations différentielles couplées est résolu numériquement. La distribution du gain dans le milieu actif et la puissance laser extraite du tube sont également déduits de la résolution.

Le modèle présenté permet une détermination rigoureuse des distributions d'intensités laser I⁺ et I⁻. La méthode numérique de résolution adoptée tient compte du gain dans le milieu actif et des pertes avec leurs dépendances éventuelles vis-à-vis de la coordonnée z.