

N^o d'ordre : 30/2013-M/PH

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
HOUARI BOUMEDIENE**

USTHB /ALGER

FACULTE DE PHYSIQUE



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de :

MAGISTER EN PHYSIQUE

Spécialité : **Electronique Quantique**

Par : **KADI Samir**

Sujet

Etude d'un micro laser doublé en fréquence

Soutenu publiquement le 21 / 03/ 2013, devant le jury composé de :

M. A.CHAFA	MCA	USTHB Alger	Président
M. O.ZIANE	Professeur	USTHB Alger	Directeur de thèse
M. M.KECHOUANE	Professeur	USTHB Alger	Examineur
M. A.AISSANI	MCA	USTHB Alger	Examineur
M. M.CHALAL	MCB	UNIV/BOUMERDES	Invité

Remerciements

*Je tiens avant tout à remercier mon directeur de thèse **Mr. Omar Ziane**, Professeur à l'université l'USTHB, pour m'avoir fait confiance en me proposant ce travail de thèse au sein de son équipe. Mes remerciements ne seront jamais suffisants pour lui exprimer l'ampleur de ma profonde gratitude.*

*Je voudrais aussi remercier **Mr. A. Aissani**, et **Mr. M. Chalal** pour leur aide précieuse et pour leur disponibilité totale tout au long de ce travail. Leur expérience et les discussions que nous avons eues ont été un atout incontestable pour améliorer la qualité du manuscrit.*

*Je remercie Monsieur **A. Chafa**, maitre de conférence à l'USTHB, d'avoir accepté de juger mon travail et de présider ce jury de thèse.*

*Je tiens à remercier le Professeur **M. Kechouane** de m'avoir fait honneur de participer à ce jury. Ses remarques et commentaires m'ont permis de vérifier, clarifier et corriger certains points de ce manuscrit.*

*Je tiens à remercier **S.Zaiba**, **B.Bentouhami**, **S.Terniche**, **T.Djouama** et **M.Aliche**. Je les remercie pour leurs aides précieuses et leurs encouragements. Je remercie également l'ensemble des membres du laboratoire d'électronique quantique de la faculté de physique de l'USTHB.*

*Je remercie, mes amis **Yanis**, **Hamid**, **Fahima**, **Meriem**, **Sara**, **Nesrine**, **Arezki**, **Billel**, **Sid Ahmed**, **cherki**, pour leur aide,*

*Enfin je remercie, avec la plus grande affection, les membres de ma famille en particulier mes parents, qui m'ont permis d'aller jusqu'au bout, ainsi que ma petite sœur **Khaoula** et mon petit frère **Mourad**.*

Table des Matières

INTRODUCTION GENERALE	3
------------------------------	---

CHAPITRE I : DIODE LASER	
---------------------------------	--

I.1 Introduction : Historique et généralités	6
I.2 Partie théorique	7
I.2.1 Génération de la lumière laser	7
I.2.2 Processus d'interaction rayonnement-matière	8
I.2.3 Diode laser	11
I.2.3.1 Rappel sur les Semi-conducteurs	11
I.2.3.2 Effet Laser	14
I.2.4 Structure d'un laser à semi-conducteur	15
I.2.5 Avantages des lasers à semi-conducteur	16
I.2.6 Puissance optique d'une diode laser	17
I.3 Partie expérimentale	18
I.3.1 Dispositif pour la caractérisation de la diode laser	18
I.3.2 Caractérisation énergétiques de la diode	
I.3.2.1 Caractéristique $P = f(I)$	21
I.3.2.2 Courbe $P = f(T)$	25
I.3.3 Caractérisations spectrales de la diode laser	26
I.4 Conclusion	32
Références	34

CHAPITRE II : MICRO LASER Nd-YVO₄

II.1 Introduction	36
II.2 Partie théorique	36
II.2.1 Principe d'un micro laser (micro chip)	37
II.2.2 Types de pompage	39
II.2.2.1 Pompage optique	39
II.2.2.2 Pompage électrique	40
II.2.2.3 Pompage chimique	40
II.2.3 Pompage longitudinal et transversal	40
II.2.3.1 Pompage longitudinal	40
II.2.3.2 Pompage transversal	40
II.2.4 Mode fondamental (Faisceau Gaussien)	41
II.2.5 Modes longitudinaux et transverses d'un laser	44
II.2.6 Laser Néodyme	46
II.2.6.1 Laser Nd :YVO ₄	47
II.2.6.2 Caractéristiques du cristal Nd ⁺³ :YVO ₄	48
II.3 Considérations expérimentales	49
II.3.1 Introduction	49
II.3.2 Schéma d'un micro laser MCA	49
II.3.3 Spectre d'absorption du Nd- YVO ₄	50
II.3.4 Spectre d'émission du MCA	52
II.3.5 Spectre d'émission du micro laser Nd : YVO ₄	53
II.3.6 Spectre d'émission du MCA avec un cube séparateur de polarisation	58
II.3.7 Puissance émise à la sortie du micro laser	60
II.4 Conclusion	61
Références	63

CHAPITRE III : GÉNÉRATION DE LA SECONDE HARMONIQUE

III.1 Introduction	67
III.2 Partie théorique	68
III.2.1 Equations de propagation de l'optique non linéaire	68
III.2.2 Processus optiques non linéaires	70
III.2.3 Non linéarité d'ordre deux	71
III.2.4 Génération de la seconde harmonique GSH	71
III.2.5 Propriétés des cristaux doubleurs pour le laser Néodyme	76
III.3 Considérations expérimentales	78
III.3.1 Description	78
III.3.2 Génération de la seconde harmonique	78
III.3.3 Spectre laser en sortie du MCA	79
III.3.4 Mesure de la puissance de la seconde harmonique émise en fonction du courant d'injection	81
III.4 Conclusion	83
Références	84
CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES	85

Introduction Générale

L'histoire du laser remonte à l'année 1917 où Albert Einstein, en étudiant l'interaction onde-matière, a mis en évidence l'existence d'un nouveau processus appelé émission stimulée. Il a fallu attendre les années soixante pour voir, enfin, la réalisation du premier laser à rubis par Théodor Maiman [1]. En effet, en 1960, le premier laser a été réalisé en exploitant les transitions atomiques de l'ion de Chrome dans une matrice d'alumine (rubis). Par la suite, en 1961, Bernard et Duraffourg (France) proposent, sur la base du concept de quasi-niveaux de Fermi, l'utilisation d'une jonction $p-n$ semi-conductrice pour la réalisation de l'inversion de population. Ce fut là, les prémices des lasers à semi conducteurs.

Aujourd'hui, un grand nombre de sources lasers existent, permettant d'accéder à une large gamme de performances. Depuis leur première démonstration en 1989 par Zayhowski, les micro-lasers solides, dits "*lasers microchip*", connaissent un essor considérable. Ces sources miniatures, robustes et bon marché présentent des capacités dépassant celles de lasers conventionnels, notamment en terme de qualité du faisceau et de brièveté des émissions en mode déclenché, tout en étant très compactes et productibles en masse et à faible coût. Ils sont capables de générer des impulsions subnanosecondes [2] avec des puissances crête de plusieurs kilowatts, ce qui les rend particulièrement adaptées à la réalisation des dispositifs de détection embarqués ou encore pour des systèmes de mesures optiques non linéaires. Ces performances sont particulièrement induites par la diversité des milieux actifs utilisés (ions métalliques et terres rares) et des mailles cristallines hôtes. La lumière émise couvre alors un large spectre de longueurs d'onde dans le visible et au delà.

Récemment, de nouvelles structures ont été expérimentées pour la conception d'une nouvelle génération de lasers compacts basés sur des hétérostructures organiques. Ces systèmes laser, connues sous l'appellation 'OLED pour «Organic Light Emitting Diodes» peuvent être pompés aussi bien par voie optique que par l'injection d'un courant électrique. Ces lasers compacts présentent plusieurs avantages par rapport aux systèmes classiques utilisant des terres rares dans des matrices cristallines. Parmi ces avantages, on peut citer la possibilité d'émission sur plusieurs longueurs d'onde simultanément par conversion de fréquences, une très grande efficacité de conversion et un seuil d'oscillation laser bas [3].

Ces lasers sont d'un grand intérêt, particulièrement dans des dispositifs optoélectroniques et dans des applications nécessitant l'utilisation de plusieurs raies simultanément. Notre travail concerne l'étude d'un laser compact à néodyme, doublé en fréquence et en structure MCA (Monolithique Chip Assembly).

En général, le pompage optique de ce type de lasers en configuration micro chip se fait par des diodes laser semi conductrices, c'est pour quoi la première partie de ce mémoire est consacrée à l'étude et à la caractérisation de ces diodes laser. Nous abordons cette étude par quelques généralités sur les semi-conducteurs. Nous décrirons par la suite les principales caractéristiques de la diode utilisée pour le pompage de notre laser (rendement quantique, puissance émise, courant de seuil,..). Nous passerons enfin à l'étude expérimentale où l'on caractérisera la diode aussi bien sur le plan spectral et énergétique. Pour cela, nous avons effectué des expériences pour la mesure de la puissance émise par la diode et l'analyse de l'évolution du spectre d'absorption et d'émission en fonction du courant injecté pour différentes valeurs de températures du milieu amplificateur.

Dans la deuxième partie du mémoire, nous décrirons dans le chapitre 2 le principe de fonctionnement d'un micro laser en structure MCA ainsi que les caractéristiques du faisceau émis et les différents avantages de ce type de laser. Ensuite, nous mettrons en évidence, expérimentalement, quelques propriétés caractéristiques de ce laser, en particulier celles concernant le spectre d'émission. Nous présenterons ensuite dans le chapitre 3 le processus non linéaire de génération de seconde harmonique. Celle-ci est obtenue en insérant, dans la cavité, un cristal doubleur de type KTP. L'ensemble Nd :YVO₄ / KTP constituera alors ce qui est appelé communément un « micro laser monolithique » ou, plus simplement, un MCA. L'étude expérimentale réalisée sur la caractérisation du faisceau centrée sur la fréquence double de la fréquence fondamentale nous permettra de comparer les caractéristiques de la raie correspondant à la seconde harmonique avec les résultats théoriques.

Enfin, nous terminons ce mémoire par une conclusion où nous ferons une synthèse de l'ensemble des résultats obtenus et les perspectives.

Références

- [1] T.H. Maiman "Stimulated optical radiation in ruby masers" - Nature vol 187 (Août 1960)
- [2] Ramatou Bello Doua UNIVERSITÉ BORDEAUX 1 "Oscillateurs et Amplificateurs à fibres dopées aux ions Ytterbium et Applications en optique non linéaire" thèse de doctorat Avril 2009
- [3] H. Rabbani-Haghighi, S. Forget, Sébastien Chénais, and A. Siove, "*Highly efficient, diffraction-limited laser emission from a vertical external-cavity surface-emitting organic laser*", Optics Letters, 35, Issue 12, 1968-1970, (2010).

Chapitre I:

Diode laser

I.1	Introduction: Historique et généralités	6
I.2	Partie théorique	7
I.2.1	Génération de la lumière laser	7
I.2.2	Processus d'interaction rayonnement-matière	8
I.2.3	Diode laser	11
I.2.3.1	Rappel sur les Semi-conducteurs	11
I.2.3.2	Effet Laser	13
I.2.4	Structure d'un laser à semi-conducteur	14
I.2.5	Avantages des lasers à semi-conducteurs	15
I.2.6	Puissance optique d'une diode laser	16
I.3	partie expérimentales	18
I.3.1	Dispositif pour la caractérisation de la diode laser	18
I.3.2	Caractérisations énergétiques de la diode	21
I.3.2.1	Caractéristique $P = f(I)$	21
I.3.2.2	Courbe $P = f(T)$	25
I.3.3	Caractérisations spectrales de la diode laser	25
I.4	Conclusion	32
	Référence	34

I.1 Introduction : Historique et généralités

L'ancêtre de la diode laser utilisée comme source de pompage d'un laser à l'état solide est la lampe flash [1]. Le pompage optique de ces lasers n'a pas toujours été effectué avec des diodes laser bien que leur utilisation ait été envisagée dès le début des années soixante. Avec les progrès technologiques, les diodes laser sont devenues suffisamment puissantes pour pomper un autre laser avec des puissances pouvant atteindre plusieurs centaines de milliwatts et des coûts de production toujours décroissants.

Le premier laser à semi conducteur émettant dans le proche infrarouge à 850 nm a été fabriqué en 1962 par Robert Hall [2] en utilisant une homo-structure [3] matérialisée par une jonction à arséniure de gallium AsGa de type p-n. Afin d'augmenter le rendement quantique de la diode par un meilleur confinement des porteurs de charge dans un petit volume, les lasers semi conducteurs à hétéro-structures [4] ont fait leur apparition dès 1963. La zone active de ces lasers est entourée par des couches réalisées dans des milieux semi conducteurs différents dopés p et n. Ce type de structure permet de diminuer notablement le courant de seuil d'oscillation laser en confinant la lumière dans un volume réduit ce qui permet d'augmenter la probabilité de l'émission stimulée. Ce confinement optique est généré par les réflexions totales internes dans la couche active dont l'indice de réflexion est supérieur à celui des couches externes.

Le confinement des porteurs de charge injectés est assuré par une barrière de potentiel induite par le fait que la bande interdite dans la zone active est inférieure à celle des couches externes

Le laser à semi-conducteur à hétéro structure fonctionnant en régime continu à température ambiante a été mis au point en 1970. Il avait une densité de courant de seuil de 1.6 kA cm^{-2} . Une application des diodes laser émettant dans le visible a été réalisée en 1974 dans les lecteurs de code barres alors que leur applications comme lecteurs de disques compacts n'a été faite qu'en 1982.

Une diode laser bleu-ultraviolet a été fabriquée par Shuji Nakamura en 1996 [5]. C'est grâce à celle ci que les supports informatiques connaissent une augmentation considérable de leur capacité de stockage optique avec le Bleu-ray Disc et le HD-DVD.

Les lasers à semi conducteur diffèrent principalement des autres lasers par les points suivants :

- Encombrement réduit avec une grande efficacité de conversion pompage/émission laser.
- Les transitions ne se font pas entre des niveaux d'énergies distincts mais entre la bande de valence et la bande de conduction et les transitions sont dues à des recombinaisons électrons – trous.
- Le milieu actif est constitué de la jonction p-n polarisée en direct avec une alimentation basse tension de faible valeur (environ 12 V).

La jonction p-n est le dispositif de base permettant d'obtenir l'inversion de population nécessaire à l'émission stimulée. Les diodes laser offrent un très bon rendement mais produisent par contre un faisceau divergent.

Notre diode laser sert à pomper un laser de type Nd:YVO₄ dans sa bande d'absorption autour de 808 nm. Le pompage à ces longueurs d'onde a pour avantages de minimiser l'échauffement du barreau et de fournir un très bon rendement optique.

La première partie de ce chapitre commence par quelques généralités sur les semi-conducteurs. Nous décrirons par la suite les principales caractéristiques de la diode utilisée comme système de pompage pour le laser Nd:YVO₄ (rendement quantique, puissance émise, courant de seuil,...).

La deuxième partie, expérimentale, est consacrée à la caractérisation spectrale et énergétique de la diode laser. Nous avons effectué des expériences pour la mesure de la puissance émise par la diode et l'analyse de l'évolution du spectre d'émission en fonction du courant injecté pour différentes valeurs de la température de la zone active.

On termine enfin ce chapitre par une conclusion.

I.2 Partie théorique

I.2.1.Génération de la lumière laser

Le terme LASER est l'acronyme de "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" que l'on peut traduire par : lumière amplifiée par émission stimulée.

D'une manière générale, le laser se compose de trois éléments essentiels : La cavité, le milieu amplificateur et le système de pompage.

- Milieu amplificateur : C'est un milieu actif qui permet l'amplification de la lumière par émission stimulée. Il peut être solide, liquide ou gazeux.
- Une source d'excitation ou de pompage (optique, électrique, chimique,...etc.)
- Une cavité résonante qui sert à amplifier l'intensité de la lumière à l'aide des deux miroirs qui réfléchissent, à travers le milieu actif, la lumière propagée dans la cavité.

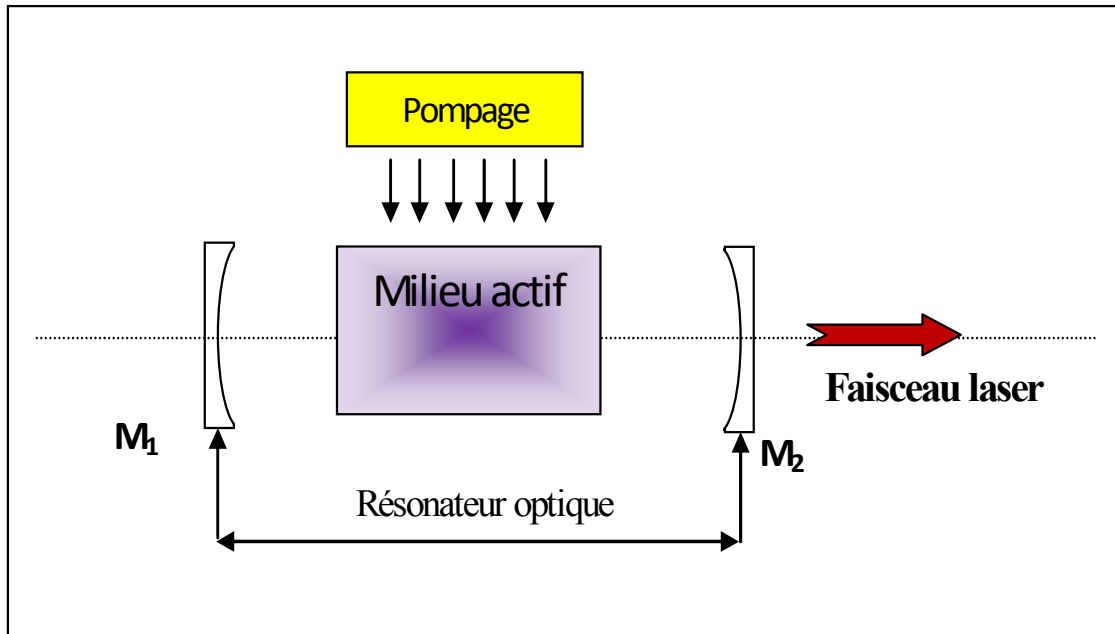


Figure I.1 : Schéma d'un Oscillateur laser (M_1 : Miroir de fond, M_2 : Miroir de couplage, partiellement réfléchissant)

I.2.2. Processus d'interaction rayonnement-matière

L'absorption et l'émission d'énergie sont obtenues à partir de la transition des électrons d'un niveau d'énergie vers un autre. La longueur d'onde de la radiation émise ou absorbée est liée à la différence d'énergie entre ces deux niveaux.

Les principales interactions électron-photon dans les diodes laser sont représentées schématiquement sur la figure I.2 [6] :

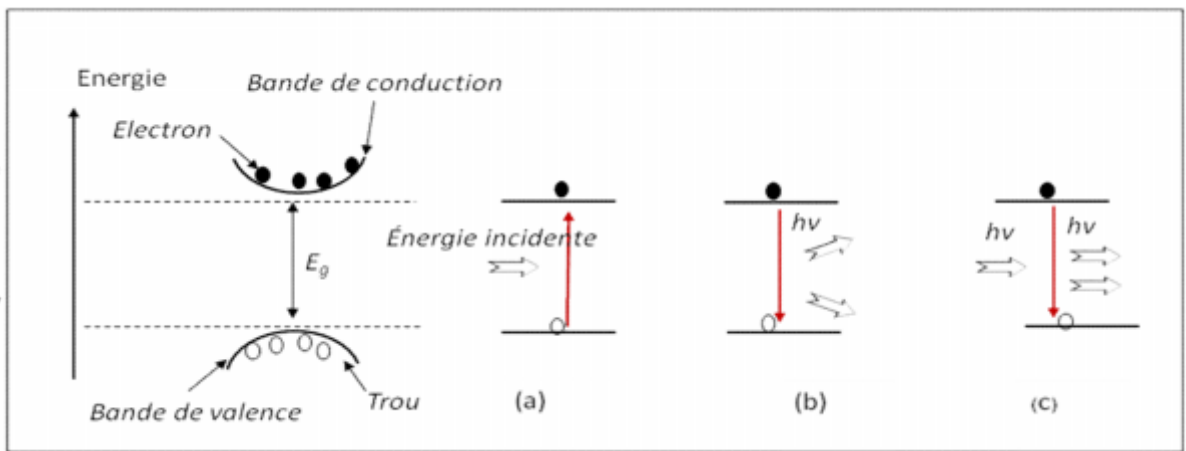


Figure I.2 : Transitions inter-bandes dans un semi-conducteur à gap direct et processus
 a) d'absorption, b) d'émission spontanée et c) d'émission stimulée.

— **Absorption**

L'absorption désigne un processus qui dissipe l'énergie électromagnétique dans le milieu actif, c'est-à-dire le phénomène par lequel l'énergie incidente est transmise à un électron de la bande de valence et le fait "monter" dans la bande de conduction créant une paire électron-trou.

— **Emission spontanée**

C'est un processus de recombinaison radiative qui se fait de façon aléatoire et donne naissance à des radiations incohérentes. Ce processus est induit par un électron qui "redescend" spontanément sur un état libre de la bande de valence, annihilant ainsi une paire électron-trou.

— **Emission stimulée**

Un photon incident induit la recombinaison radiative d'une paire électron- trou. Dans le milieu amplificateur, un courant y circulant forme des paires électron-trou. Lorsqu'une paire se recombine, elle émet un photon qui peut à son tour stimuler l'émission des autres photons. Le photon émis est de même phase et de même direction que le photon incident.

L'énergie libérée dans une transition radiative, suite à une recombinaison électron-trou, est égale à la largeur de la bande interdite E_g (Figure I.3). Cette énergie est définie par l'énergie séparant le haut de la bande de valence du bas de la bande de conduction

$$E_g = E_C - E_V = \frac{hc}{\lambda_0} \tag{I.1}$$

E_g : Bande interdite en (eV) .

E_c : Niveau d'énergie de la bande de conduction.

E_v : Niveau d'énergie de la bande de valence.

h : Constante de Planck avec $h = 6,62 \times 10^{-34}$ J.s

c : Vitesse de la lumière dans le vide $c = 3 \times 10^8$ m/s .

λ_o : La longueur d'onde de la radiation émise ou absorbée

Une diode laser est excitée par l'application d'un courant en injectant des porteurs de charge à travers la jonction p-n. La recombinaison de ces porteurs minoritaires injectés entretient le mécanisme de gain de l'action laser lorsque le courant dépasse une valeur critique appelée "seuil" laser. Lorsque l'électron descend de la bande de conduction vers la bande de valence, le semi conducteur restitue l'énergie sous la forme de chaleur ou émet de la lumière (photon). Ce dernier effet est utilisé dans les LED ou les diodes laser (DL).

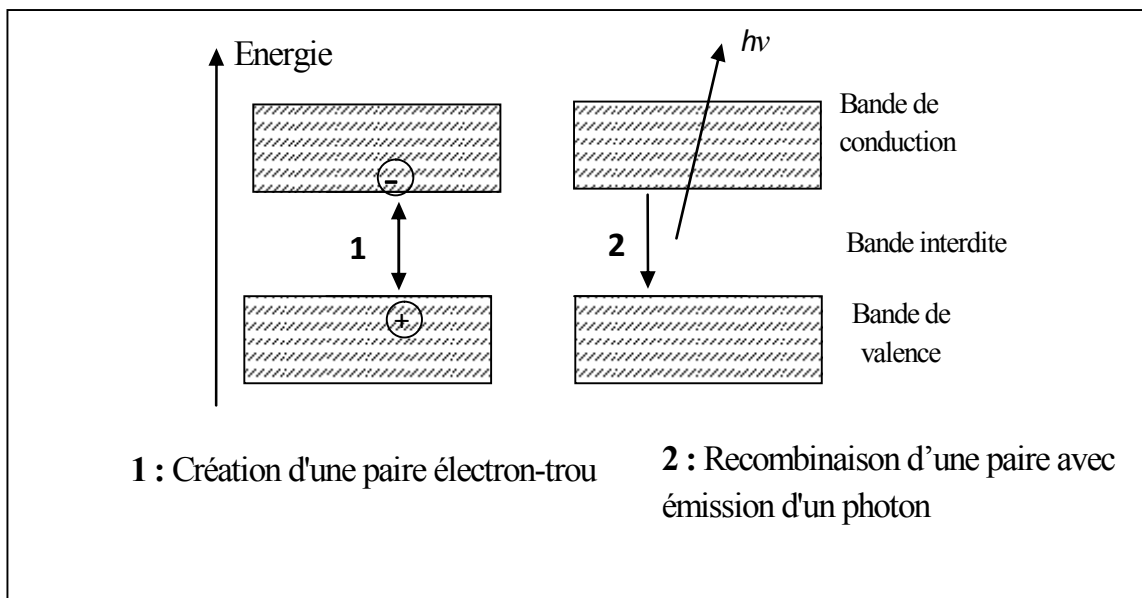


Figure I.3 : Emission laser dans une jonction p.n

I.2.1.1 Rappel sur les Semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux dont la conductivité, intermédiaire entre celles des isolants et des conducteurs, varie sur plusieurs ordres de grandeur sous l'effet de la température, l'éclairement ou la présence d'impuretés (dopage).

Les semi-conducteurs sont largement utilisés en électronique pour réaliser des composants tels que des diodes, des transistors, des thyristors, des circuits intégrés ainsi que des lasers.

La conductivité intrinsèque d'un cristal semi-conducteur est liée à son nombre de porteurs de charges intrinsèques (électrons et trous). La libération d'un électron de conduction, c'est-à-dire son passage de la bande de valence à la bande de conduction, laisse un trou dans la bande de valence, qui participe à la conduction électrique comme un électron de charge électrique positive. La formation d'une paire électron-trou est d'autant plus facile si le gap, différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence, est faible (figure I.4).

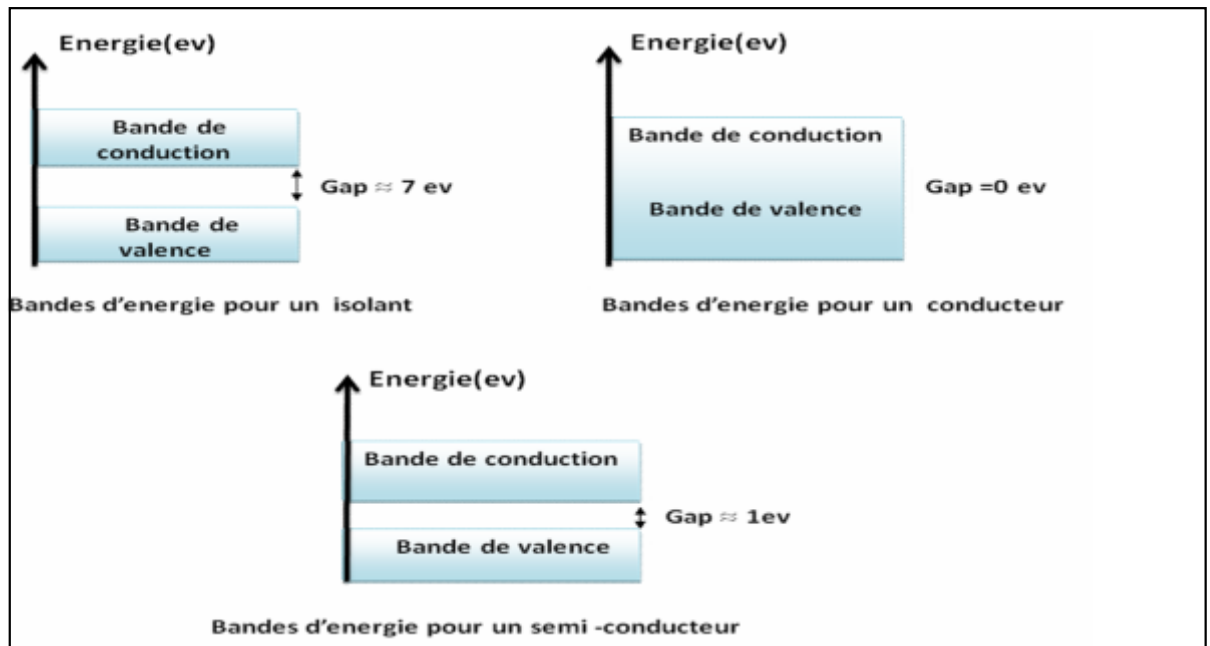


Figure I.4 : Bandes d'énergie et largeur de la bande interdite

La théorie des bandes appliquée aux semi-conducteurs amène à considérer une bande de valence entièrement pleine qui est séparée d'une bande de conduction par une bande interdite

de largeur ΔE (écart énergétique ou bande interdite E_g). C'est un paramètre fondamental déterminant les propriétés électroniques et optiques des semi-conducteurs.

- Dans les isolants, les bandes d'énergie les plus faibles sont entièrement pleines. La hauteur de la bande interdite est grande (≈ 7 eV). Il n'y a pas de conduction dans ce type de matériaux.
- Dans les conducteurs, la dernière bande occupée est partiellement remplie : il existe beaucoup de niveaux disponibles et la conduction est grande. La hauteur de la bande interdite est nulle.
- Pour les semi-conducteurs, la largeur de la bande interdite est faible (≈ 1 eV). Les électrons de la bande de valence peuvent facilement rejoindre la bande de conduction.

La valeur relativement faible du gap permet aux porteurs de passer simplement dans la bande de conduction grâce à leur énergie d'agitation thermique. Le semi-conducteur "intrinsèque" en tant que mauvais conducteur ou mauvais isolant a une conductivité qui peut ainsi augmenter avec la température.

a. Semi-conducteurs intrinsèques

Un semi-conducteur est dit intrinsèque quand il est pur : il ne comporte aucune impureté et son comportement électrique ne dépend que de la structure du matériau. Ce comportement correspond à un semi-conducteur parfait, c'est-à-dire sans défaut structurel ou impureté chimique.

Contrairement à ce qui se passe pour un conducteur métallique, la conductivité intrinsèque augmente avec la température. Un rayonnement électromagnétique peut également provoquer le passage d'un électron dans la bande de conduction (photoconduction).

b. Semi-conducteurs dopés ou extrinsèques

L'introduction d'impuretés, par dopage n (pour négatif) ou p (pour positif) dans un semi-conducteur a pour effet d'augmenter beaucoup plus sa conductivité. Le dopage consiste à incorporer des atomes correctement sélectionnés à l'intérieur d'un semi-conducteur intrinsèque afin d'en contrôler les propriétés électriques.

Il existe deux types de dopage :

- Le dopage de type n, consiste à produire un excès d'électrons. Pour se faire, on inclut un certain nombre d'atomes riches en électrons dans le semi-conducteur.
- Le dopage de type p, consiste à produire un déficit d'électrons, donc un excès de trous, positivement chargés. On introduit alors un certain nombre d'atomes pauvres en électrons dans le semi-conducteur

On peut obtenir deux résultats :

- Si on substitue des atomes du cristal semi-conducteur par des donneurs d'électrons (comme l'arsenic dans le cas du silicium), on obtient un dopage de type n. Les porteurs de charges majoritaires sont alors les électrons.
- Si on substitue des atomes du cristal semi-conducteur par des accepteurs d'électrons (comme le gallium dans le cas du silicium), on obtient un dopage de type p. Les porteurs de charges majoritaires sont alors les trous.

- **Jonction p-n**

Une jonction p-n est créée par la mise en contact de deux semi-conducteurs dopés n et p. La jonction entraîne l'égalisation des niveaux de Fermi par décalage des bandes. Si l'on applique une tension positive du côté de la région p, les porteurs majoritaires positifs (les trous) sont repoussés vers la jonction. Dans le même temps, les porteurs majoritaires négatifs du côté n (les électrons) sont attirés vers la jonction. Arrivés à la jonction, les porteurs se recombinent (un électron neutralise un trou) en émettant un photon.

I.2.1.2 Effet Laser

Dans les lasers à semi-conducteurs, un dispositif de pompage électrique produit une inversion de population des porteurs dans la zone active. L'émission stimulée produite au niveau de la jonction par la recombinaison électrons-trous est amplifiée par deux faces clivées jouant le rôle de miroirs. La longueur d'onde de l'émission lumineuse dépend de la composition du matériau semi conducteur et les caractéristiques de fonctionnement sont liées à la structure du dispositif (figure I.5)

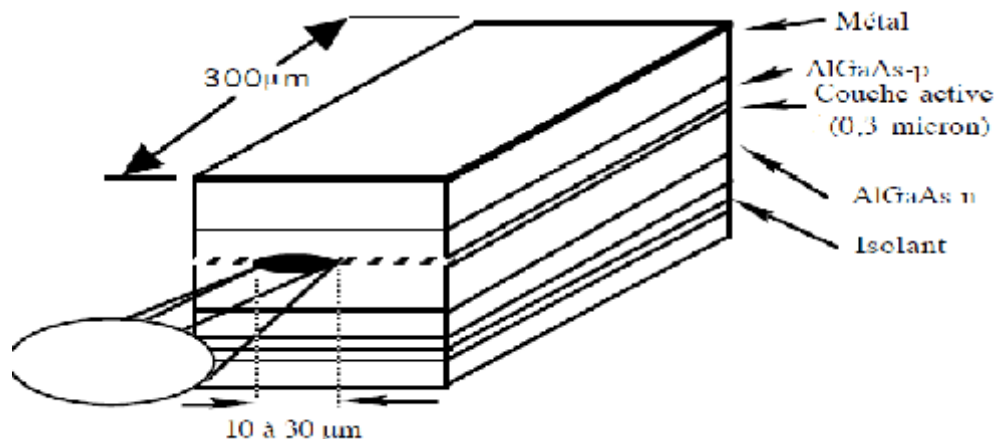


Figure I.5 : Exemple d'une structure laser à hétérojonction

I.2.2 Structure d'un laser à semi-conducteur

Dans les lasers à semi-conducteur, l'inversion de population est directement produite par l'injection de porteurs conduisant à la conversion de l'énergie électrique en énergie optique. Les transitions s'effectuent entre deux continus d'énergie de la bande de valence et de la bande de conduction. Ces deux états sont séparés par une bande interdite dépourvue de niveaux électroniques et correspondants à une énergie E_g (gap).

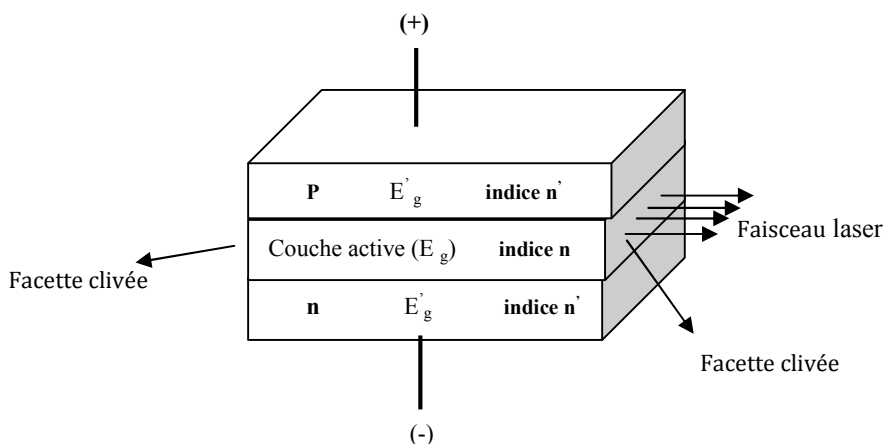


Figure I.6 : Couches principales d'un laser à semi-conducteur

La figure I.6 représente les principales couches d'un laser à semi-conducteur. La couche amplificatrice (ou couche active) est entourée de deux zones en matériaux dopés

respectivement p (matériaux accepteur d'électrons) et n (matériau donneur d'électrons) et dont les largeurs des bandes interdites sont supérieures à celle du gap de la couche active.

Le confinement dans un volume réduit dans la couche active des porteurs de charges injectés par le système de pompage électrique et le confinement des photons induits par les processus de relaxation (émissions stimulée et spontanée) sont assurés par cette structure hétérogène. La barrière de potentiel ainsi générée aux interfaces des hétéro-structures induit des réflexions internes totales dans la zone active (par différence d'indices de réflexion) assurant le confinement de la lumière conduisant à des courants de pompage seuils bas.

$$E_g < E'_g \Rightarrow n > n'$$

$$\Delta n = n - n'$$

Le semi-conducteur de base utilisé dans les diodes laser est un composé de l'arséniure de gallium-aluminium (Ga. Al .As). Il possède une largeur de bande interdite de l'ordre de

$$E_g = 1,53 \text{ eV.}$$

La valeur de la longueur d'onde λ_0 d'émission d'un laser à SC dépend essentiellement du matériau constituant sa région active, de la température T et du courant d'injection I. Elle est donnée dans ce cas par :

$$\lambda_0 = \frac{hc}{E_g (ev)} = \frac{12400eV.A^0}{1,53eV} \approx 808nm \quad \text{I.2}$$

Ce qui donne une valeur autour de 808 nm à ce type de semi- conducteur.

I.2.3 Avantages des lasers à semi-conducteurs

Les lasers à semi conducteurs ont un bon rendement quantique et sont connus pour leur coût de fabrication relativement faible. De par leur encombrement réduit, ils sont facilement intégrables dans les dispositifs de caractérisation optique, de micro fabrication et micro usinage par méthodes laser sous microscope optique [7]. Ils sont également très utilisés dans les dispositifs optoélectroniques dédiés aux systèmes de télécommunications par fibres optiques, dans les lecteurs de supports de stockage informatique (CD, DVD), dans les photocopieurs et imprimantes laser, lecteurs des codes barres...etc. Ces sources lumineuses compactes peuvent

fonctionner en mode pulsé ou continu et peuvent délivrer des puissances assez élevées pouvant atteindre plusieurs centaines de milliwatts.

Leur domaine d'utilisation est étendu aux pompes de lasers solides tels que les micros lasers et les lasers à fibre [8]. Dans ce travail, nous utilisons (chapitre II) la diode laser émettant autour de 808 nm comme pompe d'un laser solide Nd-YVO₄.

I.2.6. Puissance optique d'une diode laser

La caractéristique principale d'une diode laser est la dépendance de sa puissance optique avec le courant électrique injecté par le système de pompage. Cette dépendance s'exprime par [9] :

$$P = \eta_d (I - I_s) \frac{h \nu}{e} = \eta_d (I - I_s) \frac{1,24}{\lambda_0} \quad \text{I.3}$$

Où λ_0 est en μm , I en mA et P en mW.

* I_s est le courant de seuil d'oscillation correspondant à la valeur du courant injecté par la pompe au-delà de laquelle on réalise l'inversion de population des porteurs de charge et donc un effet laser. Ce courant seuil est donné par [10] :

$$I_s = I_0 \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \quad \text{I.4}$$

T est la température de la diode exprimée en K, I_0 et T_0 sont des constantes caractéristiques de la diode.

* η_d est le rendement quantique, défini comme étant une grandeur proportionnelle au rapport entre la puissance radiative émise et l'intensité électrique fournie. Elle est donnée par [11] :

$$\eta_d = \frac{\lambda_0}{1,24} \frac{\Delta P}{\Delta I} \quad \text{I.5}$$

Ces expressions montrent que la puissance émise par une diode laser dépend non seulement du courant injecté par le système de pompage mais aussi de la température et de la nature du semi conducteur utilisé.

A titre d'illustration, nous avons tracé sur la figure I.7 l'évolution de la puissance émise P en fonction du courant d'injection I pour trois températures de la diode ($T = 15^\circ\text{C}$, 25°C et 35°C). Ces courbes sont tracées pour $I_0 = 30 \text{ mA}$, $T_0 = 200 \text{ K}$, $\lambda_0 = 808 \text{ nm}$ et $\eta_d = 50 \%$.

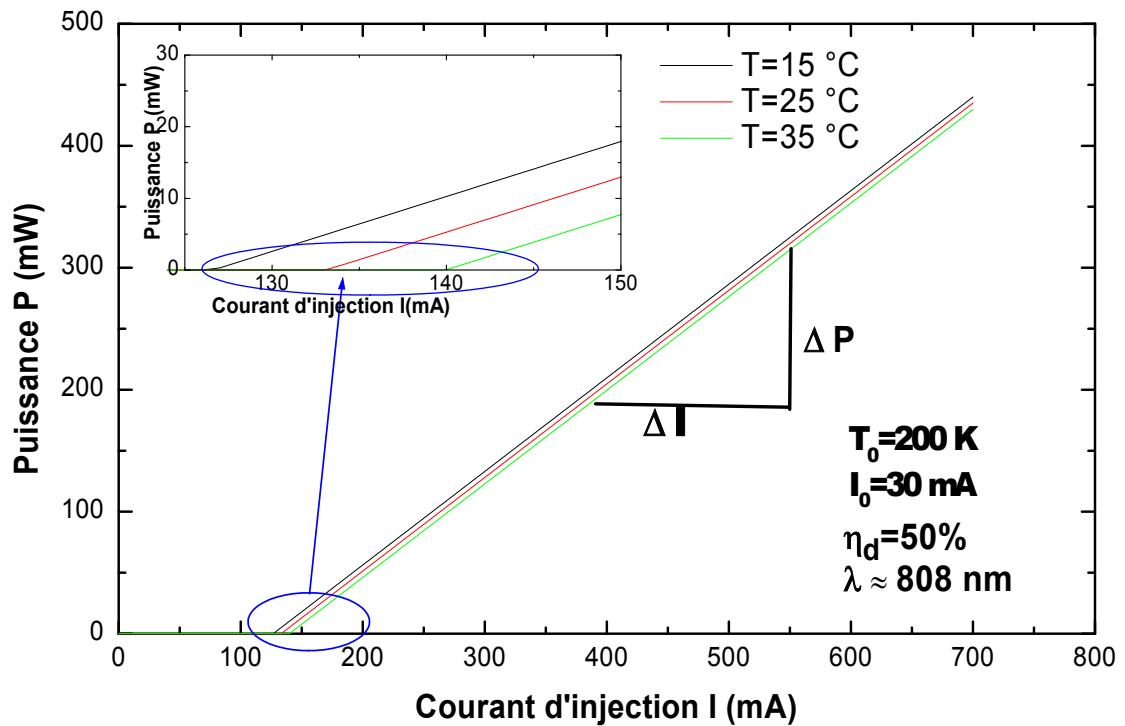


Figure I.7 : Puissance émise par la diode en fonction du courant d'injection pour différentes températures

Plusieurs remarques peuvent être déduites de ces courbes :

- Présence d'un courant seuil I_s au delà duquel la puissance lumineuse croît linéairement avec le courant injecté I . Quand $I = I_s$, le gain compense exactement les pertes données par [8] :

$$g_s = \underbrace{\alpha_i}_{\text{Pertes intrinsèques}} + \underbrace{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}_{\text{Pertes miroirs}} \tag{I.6}$$

Le premier terme α_i représente les pertes internes intrinsèques au semi conducteur et le second terme exprime les pertes dues aux miroirs de la cavité (facettes clivées pour le cas de la diode). R_1 et R_2 sont les coefficients de réflexion des deux facettes clivées sur la couche active de la diode et L la longueur de la cavité.

- Comme montré dans l'encart de la figure précédente, le courant seuil dépend de la température T de la diode et croit quand T augmente.
- Pour $I > I_s$, la lumière émise par la diode provient de l'émission stimulée et croit linéairement avec le courant d'injection. Pour $I < I_s$, la diode fonctionne en super luminescence et la puissance de l'émission laser puissance est nulle. Ces deux cas seront étudiés en détails dans la partie expérimentale.

I.3 Partie expérimentale

Nous décrivons dans un premier volet le montage utilisé pour l'étude et l'analyse des caractéristiques énergétiques et spectrales d'une diode laser émettant autour de la longueur d'onde 808 nm en fonctionnement continu. Dans le second volet, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus pour les caractérisations énergétiques et spectrales de la diode laser en fonction de la température et du courant d'injection fourni par le système de pompage.

Nous signalons que la diode étudiée est un laser à arséniure de gallium-aluminium (Al.Ga.As) utilisée pour pomper le système micro laser à néodyme. Son émission est continue, centrée à la longueur d'onde $\lambda \approx 808$ nm pour une température $T=15C^0$ et un courant d'injection de $I = 700$ mA. Sa puissance maximale est de l'ordre de 450mW.

I.3.1 Dispositif pour la caractérisation de la diode laser

La caractérisation de la diode laser a été réalisée en utilisant le dispositif représenté sur la figure I.8

Ce dispositif comporte les éléments suivants :

- Une alimentation de type ED-020, régulée en température par effet Peltier, qui permet la variation de la température T et du courant d'injection I de la diode respectivement dans les intervalles $[15\text{ °C} - 40\text{ °C}]$ et $[0-700\text{mA}]$ avec un pas de 1°C et 10 mA respectivement.

- Une optique de collimation pour l'obtention d'un faisceau lumineux parallèle

- Un système de détection pour la caractérisation énergétique et spectrale :

-

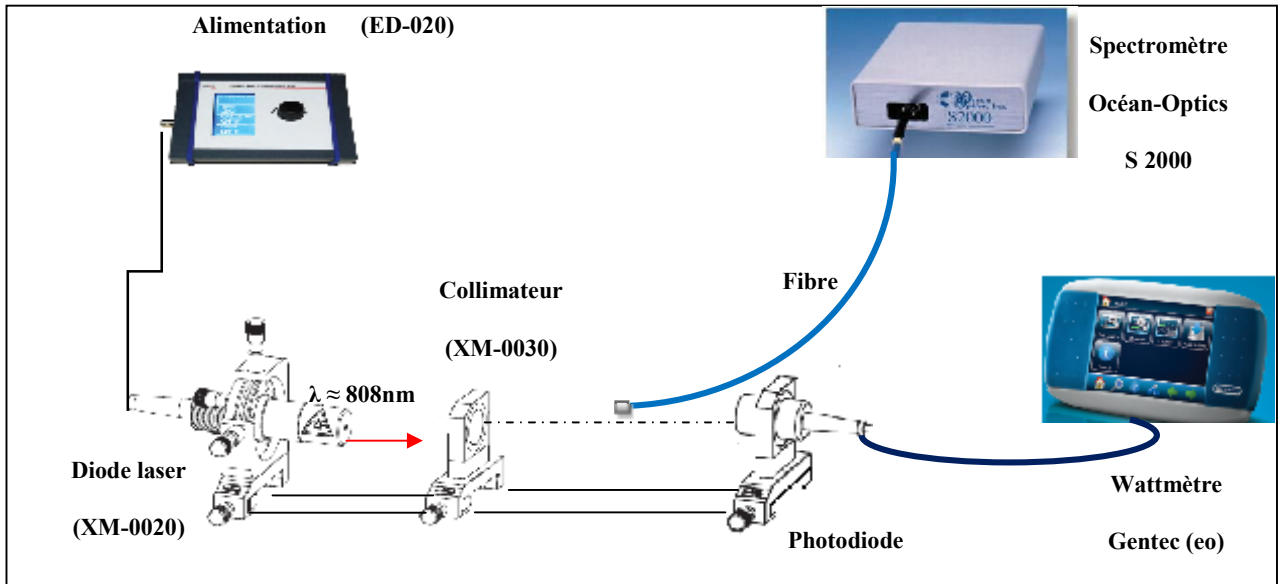


Figure I.8 : Dispositif expérimental pour la caractérisation de la diode

A- Caractérisations énergétiques : Ces mesures sont réalisées grâce à un wattmètre utilisant une photodiode de type GENTEC (MAESTRO XLP12-3S-H2) à refroidissement par convection et possédant une ouverture effective de 12 mm de diamètre. Ce détecteur peut être utilisé dans la gamme spectrale $[0,19 - 20 \mu\text{m}]$ avec un temps de réponse de 2.5 s, un bruit de fond de $0,5 \mu\text{W}$ et une dérive thermique de $12 \mu\text{W}/^\circ\text{C}$. La gamme de puissance détectée est comprise entre 4pw et 3w.

B- Caractérisations spectrales : Les mesures spectrales sont réalisées à l'aide d'un spectromètre de type Océan -Optics S2000 à une seule entrée. Ce spectromètre à barrette CCD de 2048 photodiodes utilise la collection du signal à analyser par une fibre optique en silice de 2 m de longueur et de $50 \mu\text{m}$ de diamètre du cœur. La résolution spectrale de ce détecteur est inférieure à 2 nm.

La figure I.9 donne les différents composants du spectromètre .Celui-ci comprend :

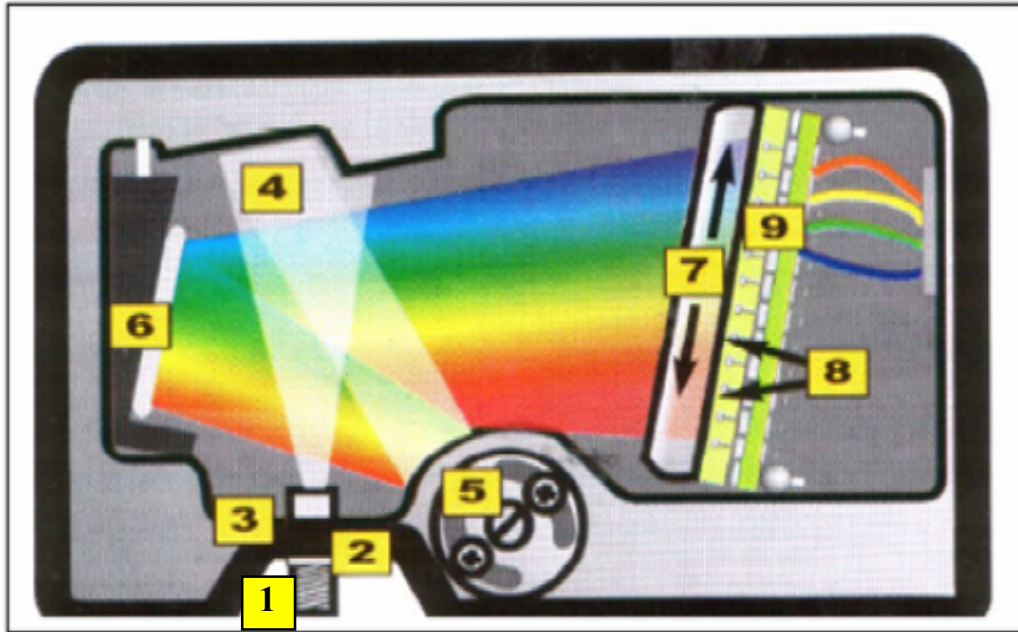


Figure I.9 : Dispositif interne du spectromètre.

- 1 - Connecteur de la fibre optique de type SMA 905.
- 2- Filtre placé à l'intérieur du connecteur SMA.
- 3- Fente d'entrée de largeur $F=50 \mu\text{m}$.
- 4- Miroir de collimation : La lumière provenant de l'entrée du spectromètre arrive sur le miroir et est par la suite réfléchiée et collimatée.
- 5- Réseau de diffraction : Le faisceau lumineux arrive sur un réseau de diffraction de 600 traits/mm. La gamme spectrale est de 300-1100 nm.
- 6- Miroir de focalisation : Lorsque la lumière diffractée arrive sur ce miroir, elle est réfléchiée sur le détecteur.
- 7- Lentille de collection sur les détecteurs (L2) Cette lentille focalise la lumière diffractée sur les détecteurs pour une meilleure efficacité de mesure.
- 8- Filtre OFLV : Ce filtre est utilisé pour éliminer les effets du second et du troisième ordre.
- 9 - Détecteur CCD. Il est de type Sony ILX 551 et est constitué de 2048 pixels. Chaque pixel correspond à une longueur d'onde.

La courbe de réponse du spectromètre est illustrée sur la figure I.10. On constate que le détecteur répond avec une grande sensibilité aux radiations situées dans le visible et cette sensibilité devient très faible dans le proche infra rouge. Cette variation de sensibilité doit être prise en compte pour quantifier les intensités aux différentes longueurs d'onde.

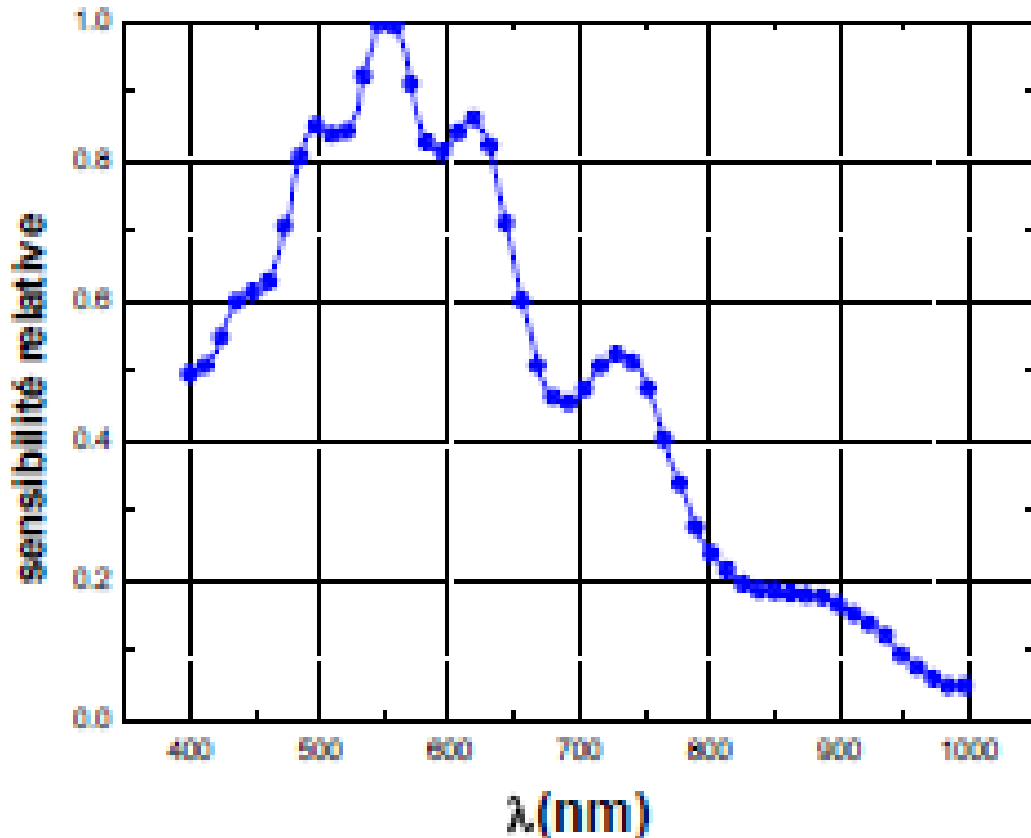


Figure I.10 : Réponse spectrale du détecteur

I.3.2 Caractérisations énergétiques de la diode

La caractérisation expérimentale de la diode (Al. Ga .As) en terme de puissance lumineuse émise P est étudiée en fonction du courant d'injection I et de la température T de la diode.

I.3.2.1 Caractéristique $P = f(I)$

La figure I.11 montre les courbes de variation de la puissance P de sortie de la diode en fonction du courant d'injection I pour des températures T allant de 15°C à 35°C.

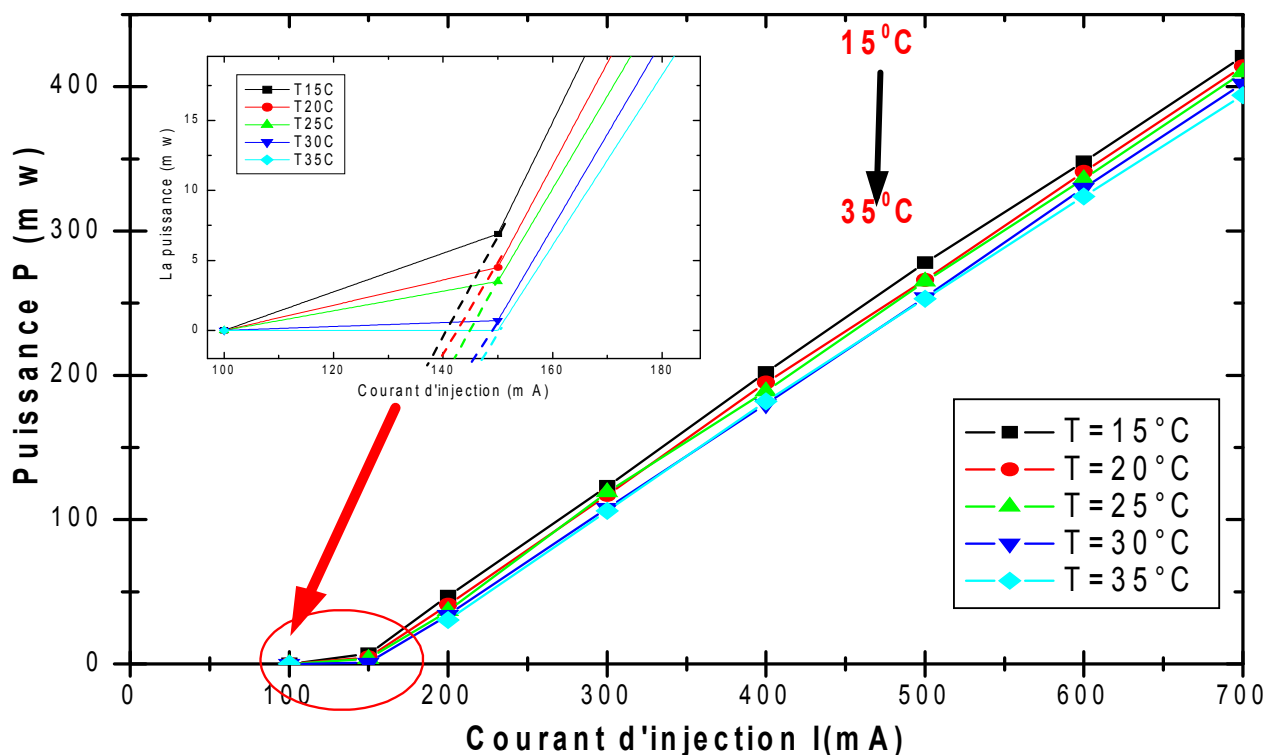


Figure I.11 : Puissance émise par la diode en fonction du courant d'injection

Cette figure nous permet de constater que :

- Il existe un courant de seuil pour toutes les températures considérées et comme montré sur l'agrandissement réalisé dans l'encart de la figure, ce seuil croît avec T conformément à la théorie. Dans ce cas, le gain apporté par le système de pompage est égal aux pertes dans la cavité.
- En dessous du seuil (autour de 140 mA), la puissance de la diode laser est très faible (Pas d'effet laser). C'est l'émission spontanée que l'on observe et qui caractérise le fonctionnement en super luminescence de la diode (fonctionnement LED).
- Au-dessus du seuil, le gain dans la cavité est supérieur aux pertes et l'effet laser prédomine. Dans cette gamme de courant et pour toutes les températures, la puissance lumineuse croît linéairement avec le courant d'injection.

a. Détermination des valeurs I_0 et T_0

Les grandeurs I_0 et T_0 de la diode peuvent être déduites de la dépendance entre I_s et la température T donnée par l'équation 4. La méthode qui permet de déterminer le courant de seuil I_s à partir des courbes précédentes est définie comme l'intersection de la pente au dessus du seuil avec l'axe des abscisses (courant d'injection).

La figure suivante I.12 montre la variation de $\ln(I_s)$ en fonction de la température T

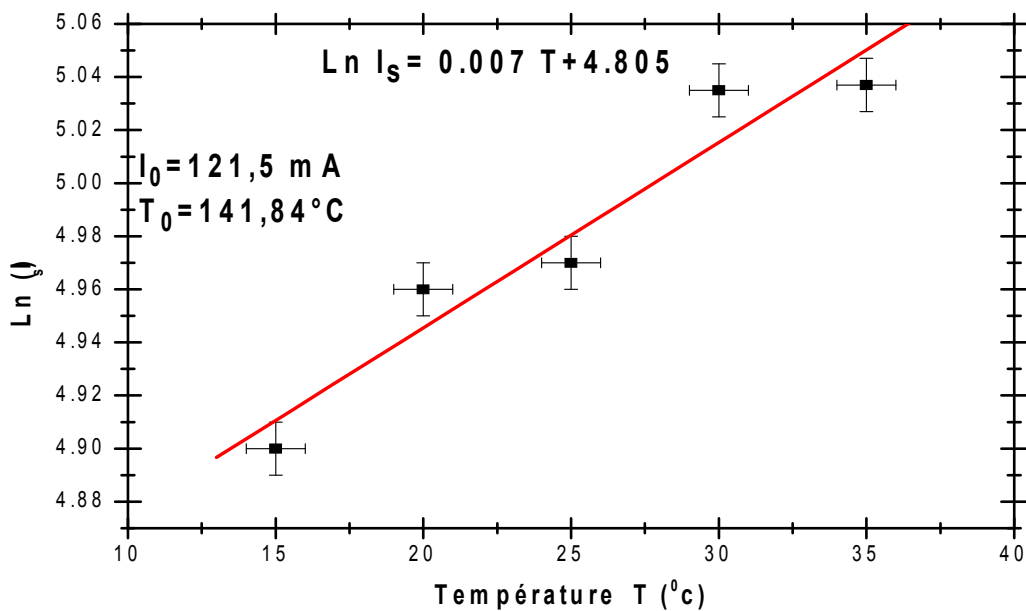


Figure I.12 : Variation logarithmique du courant de seuil en fonction de la température

Conformément à l'expression théorique,

$$\ln(I_s) = \frac{T}{T_0} + \ln(I_0) \quad \text{I.7}$$

La variation logarithmique des valeurs expérimentales de I_s croit linéairement avec la température T . Les résultats déduits de cette variation sont :

$$T_0 = 141,84 \text{ } ^\circ\text{C} \quad \text{et} \quad I_0 = 121,5 \text{ mA}$$

Calcul d'incertitude pour le courant de seuil :

$$\text{Pour les incertitudes : } \frac{\Delta I_s}{I_s} = \Delta \ln(I_s) = 0.01 \quad \text{I.8}$$

Incertaince sur la température : $\Delta T = 1K$

b. Détermination du rendement quantique η_d

Le rendement quantique η_d de la diode peut être déterminé expérimentalement en exploitant les courbes donnant $P = f(I)$ de la figure I.11. En effet, la pente des droites pour des courants I supérieurs au courant seuil I_s permet de calculer le rendement en utilisant l'équation (I.5).

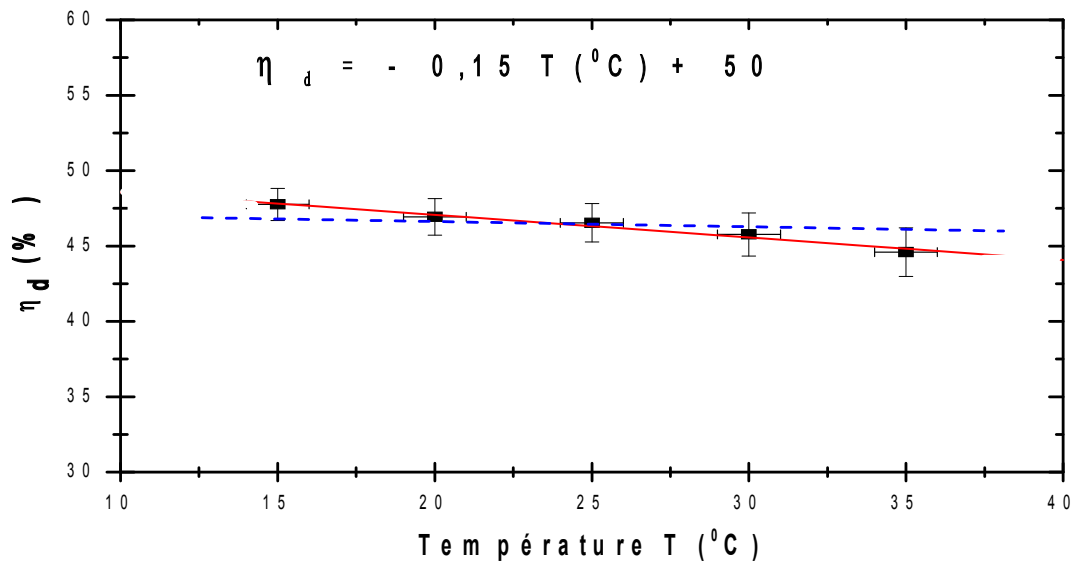


Figure I.13 : Rendement quantique η_d en fonction de la température T

La figure I.13 montre l'évolution de η_d en fonction de la température T .

Calcul d'incertitude pour le rendement quantique :

D'après la Figure I.11, la droite dont la pente B permet de calculer le rendement η_d .

$$B = \eta_d \frac{1240}{810} \Rightarrow \eta_d = B \frac{808}{1240} \quad \text{I.9}$$

Son incertitude est donnée par :

$$\Delta\eta_d = \frac{\Delta B}{B} \eta_d \quad \text{I.10}$$

Et on obtient : $\frac{\Delta B}{B} \cong 2\%$ ce qui correspond à : $\Delta\eta_d = 0.02\eta_d \approx 0.01$

Incertitude sur la température : $\Delta T = 1^{\circ}\text{C} = 1\text{K}$

On constate alors que le rendement quantique η_d reste quasiment constant quand la température T varie de 15 à 35 $^{\circ}\text{C}$. Dans ce cas, la valeur est $\eta_d = (47 \pm 1)\%$.

I.3.2.2 Courbe $P = f(T)$

On représente sur la Figure I.14, la variation de la puissance lumineuse P émise par la diode en fonction de la température T pour des courants d'injection allant de 200 mA à 700 mA.

On constate alors une légère décroissance de la puissance P quand la température augmente dans l'intervalle $[15-35\text{ }^{\circ}\text{C}]$ et ce pour toutes les valeurs du courant I dans la gamme $[200-700\text{ mA}]$. Nous rappelons que ces courants sont supérieurs au courant seuil I_s . La valeur moyenne de cette décroissance est estimée à $0.25\text{ mW}/^{\circ}\text{C}$.

Notons que pour une température $T = 15^{\circ}\text{C}$ et un courant d'injection $I = 700\text{ mA}$, la valeur maximale enregistrée pour P est de 420 mW

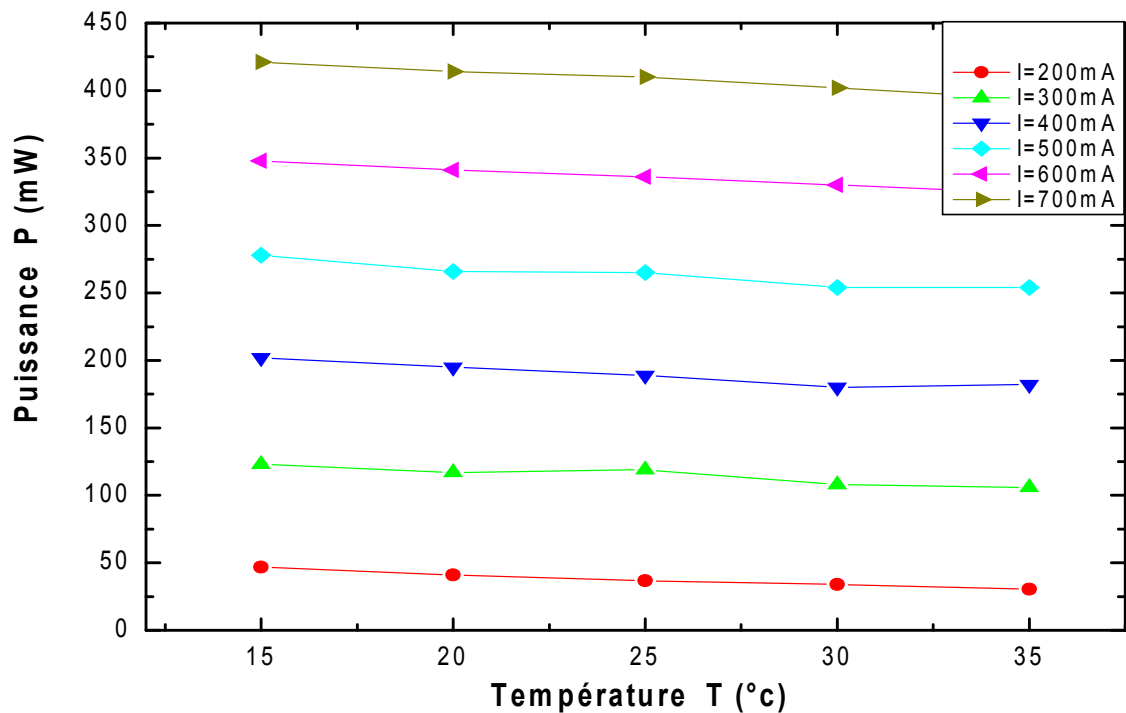


Figure I.14 : Puissance P émise par la diode en fonction de la température T

I.3.3 Caractérisations spectrales de la diode laser

- ✓ L'étude spectrale de la diode est réalisée à l'aide du dispositif expérimental de la figure I.8 en utilisant le spectromètre Océan-Optics S 2000 (Résolution $< 2\text{ nm}$, λ : 300-1100 nm).

Pour une analyse systématique du comportement spectral de l'émission lumineuse de la diode et pour évaluer l'influence du courant d'injection I sur l'élargissement du spectre d'émission, nous varions I dans une gamme de 10 mA à 190 mA. Nous rappelons que la valeur correspondant au seuil d'oscillation est comprise dans cet intervalle. Cette première série de mesure est effectuée à une température $T = 20$ °C.

La figure I.15 montre les spectres d'émission pour chaque valeur du courant d'injection I .

Nous observons alors que :

- Pour de faibles valeurs de I ($I < I_S \approx 140$ mA), l'émission lumineuse de la diode présente un spectre homogène et très large caractérisant le fonctionnement en superluminescence de la diode. Dans cette gamme de courant d'injection, le gain apporté par le système de pompage est inférieur aux pertes dans la cavité. La puissance optique émise par la diode est alimentée uniquement par l'émission spontanée (fluorescence).
- Pour des valeurs de I supérieures à I_S , nous observons un important rétrécissement spectral de l'émission induit par le renforcement de la puissance émise par l'émission stimulée qui devient de plus en plus intense quand I croît. Pour des valeurs pas très élevées par rapport à 160 mA, la contribution de l'émission de fluorescence est observable par la convolution des puissances dues respectivement à l'effet laser et à l'émission spontanée. Quand I croît de 160mA à 190 mA, la contribution de la fluorescence devient négligeable comparativement à celle de l'émission stimulée caractérisée par son intensité directionnelle et la finesse spectrale de son émission. Pour ce dernier cas et pour des courants élevés, la puissance due à l'émission laser devient prépondérante et celle de l'émission spontanée négligeable.

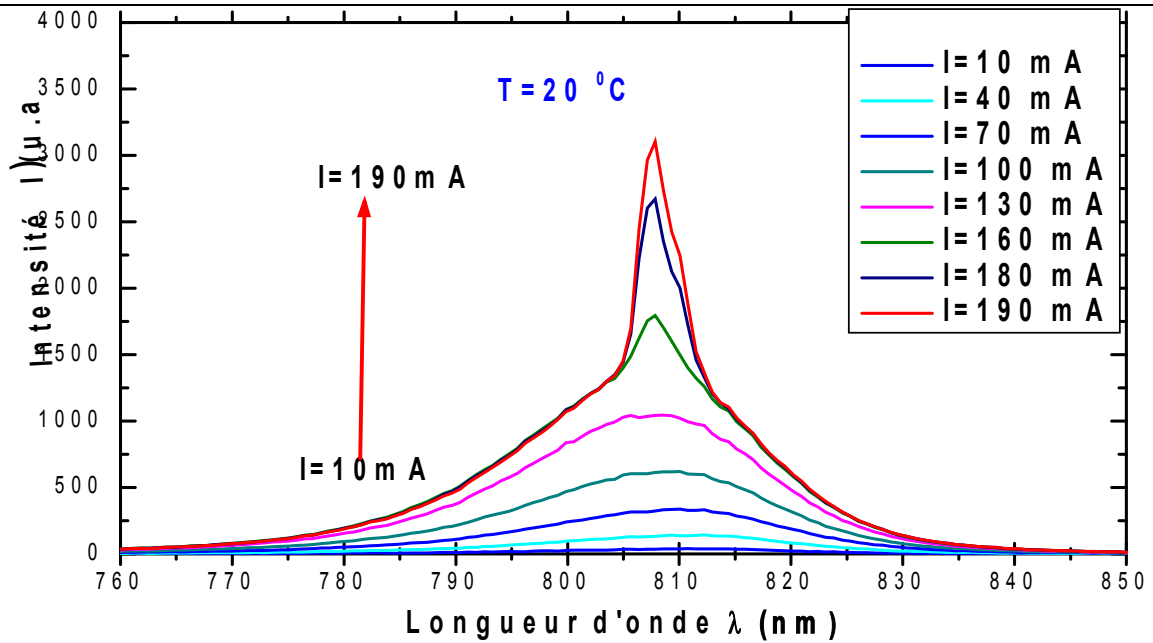


Figure I.15 : Spectres d'émission de la diode pour différents courants d'injection

Largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda$ (FWHM)

A partir des différents spectres de la diode, nous avons représenté sur la figure I.16, la largeur à mi-hauteur FWHM (Full Width at Half-Maximum) en fonction du courant d'injection I pour une température constante de la diode fixée à $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nous signalons que pour les grandes valeurs de I , les largeurs à mi hauteurs ont été relevées à partir des spectres de la figure I.17.

Nous constatons alors que :

- Pour $I < I_s$ (fonctionnement en super luminescence), la largeur spectrale à mi hauteur ne varie quasiment pas avec I et présente une valeur moyenne de $\Delta\lambda \approx 25\text{ nm}$.
- Au dessus du seuil d'oscillation, l'effet laser devient de plus en plus important et la largeur spectrale décroît rapidement quand le courant d'injection augmente. En effet, quand I croît de 10 mA à 200 mA la largeur spectrale décroît de 27 à 4 nm . Pour des courants I très élevées, on observe un palier situé autour de $\Delta\lambda \sim 3\text{ nm}$.

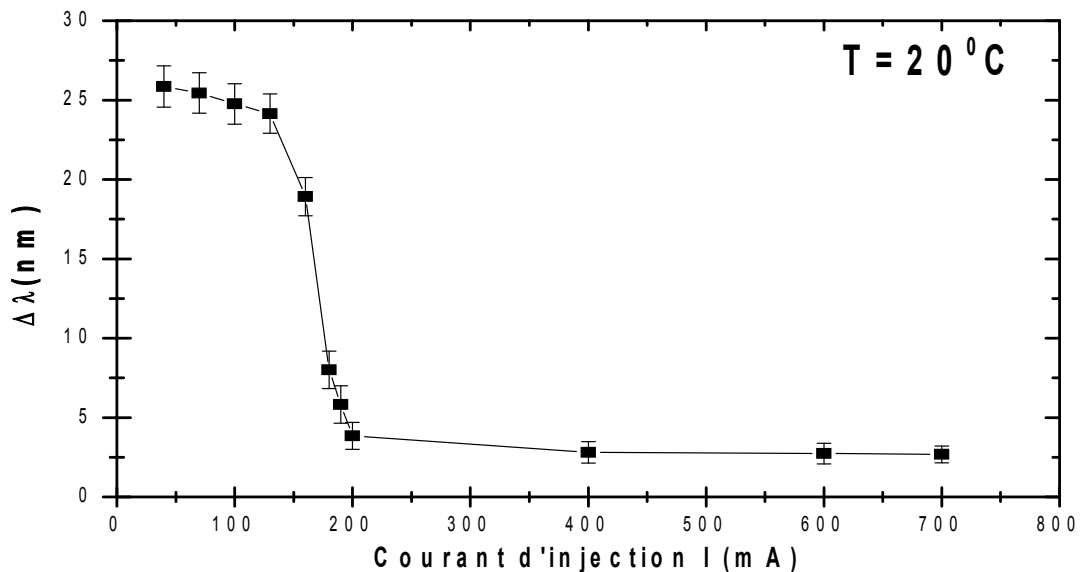


Figure I.16 : Variation de la largeur spectrale en fonction du courant d'injection

Pour analyser l'influence aussi bien de la température T et du courant d'injection I sur les caractéristiques spectrales de l'émission laser de la diode, nous avons étendu notre étude à de plus grands intervalles de courants (gamme de 100 à 700 mA) et de températures (15 - 35 °C).

Les figures I.17 et I.18 montrent l'évolution des spectres d'émission de la diode avec l'augmentation du courant d'injection et de la température T . Plusieurs observations peuvent être déduites de ces spectres :

- Comme déjà observé expérimentalement dans la caractérisation énergétique, la puissance émise décroît quand la température de la diode augmente et ce, pour toutes les valeurs de I considérées. Ceci s'explique par le fait que l'augmentation de la température du courant de seuil ce qui a pour effet de diminuer la puissance émise en vertu de la relation (3).
- Nous observons un décalage spectral vers le rouge de la raie d'émission quand le courant d'injection augmente. L'augmentation du courant provoque un échauffement de la jonction p-n, déplaçant le spectre vers les grandes longueurs d'onde.
- Le même constat est observé quand la température augmente. Ceci peut être aussi justifié par le fait que l'augmentation de la température de la diode provoque une diminution de l'énergie de gap du semi conducteur, qui déplace la courbe de gain vers les grandes longueurs d'onde.

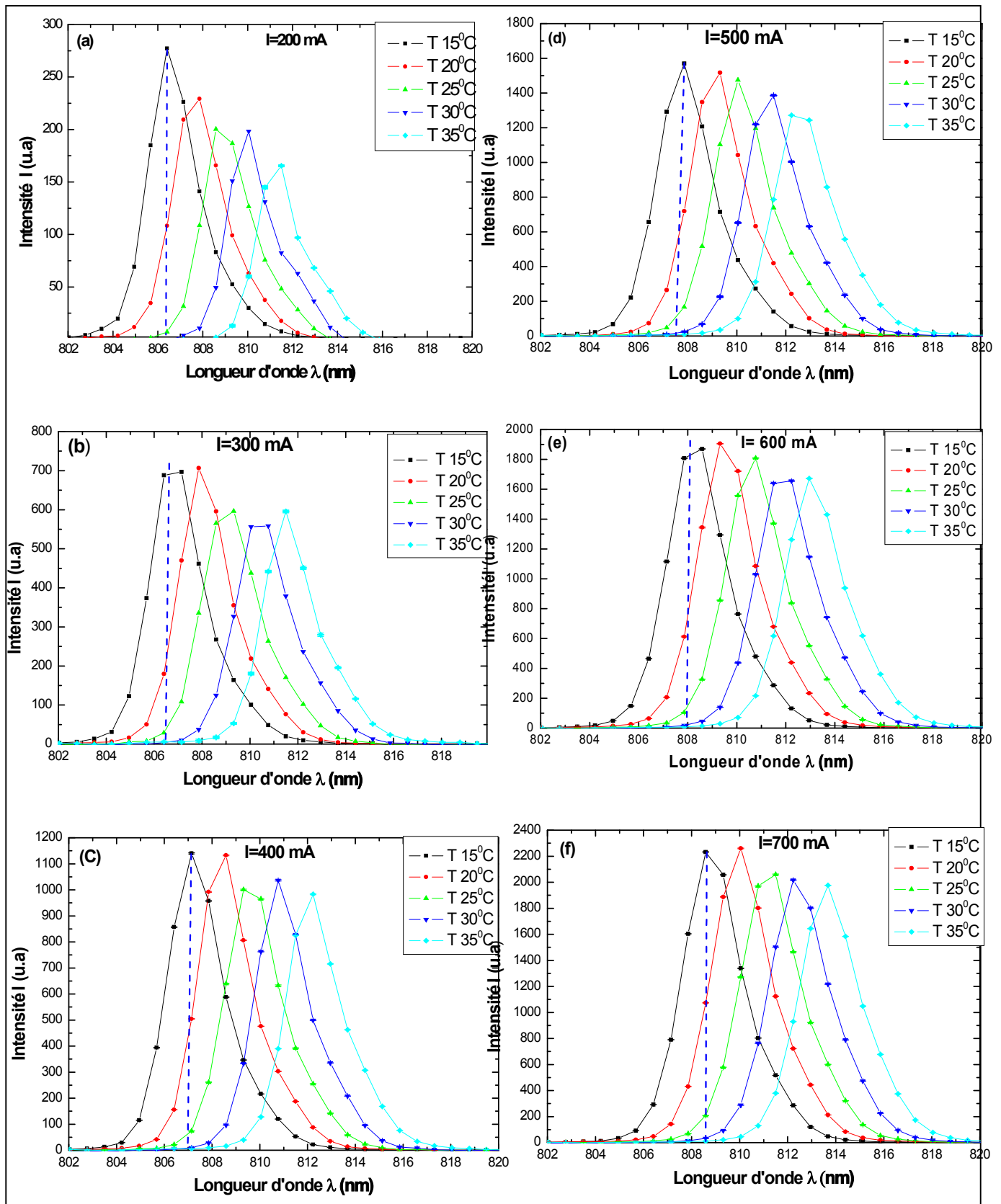


Figure I.17 : Spectres de la diode laser pour différentes températures T et pour un courant d'injection I constant.

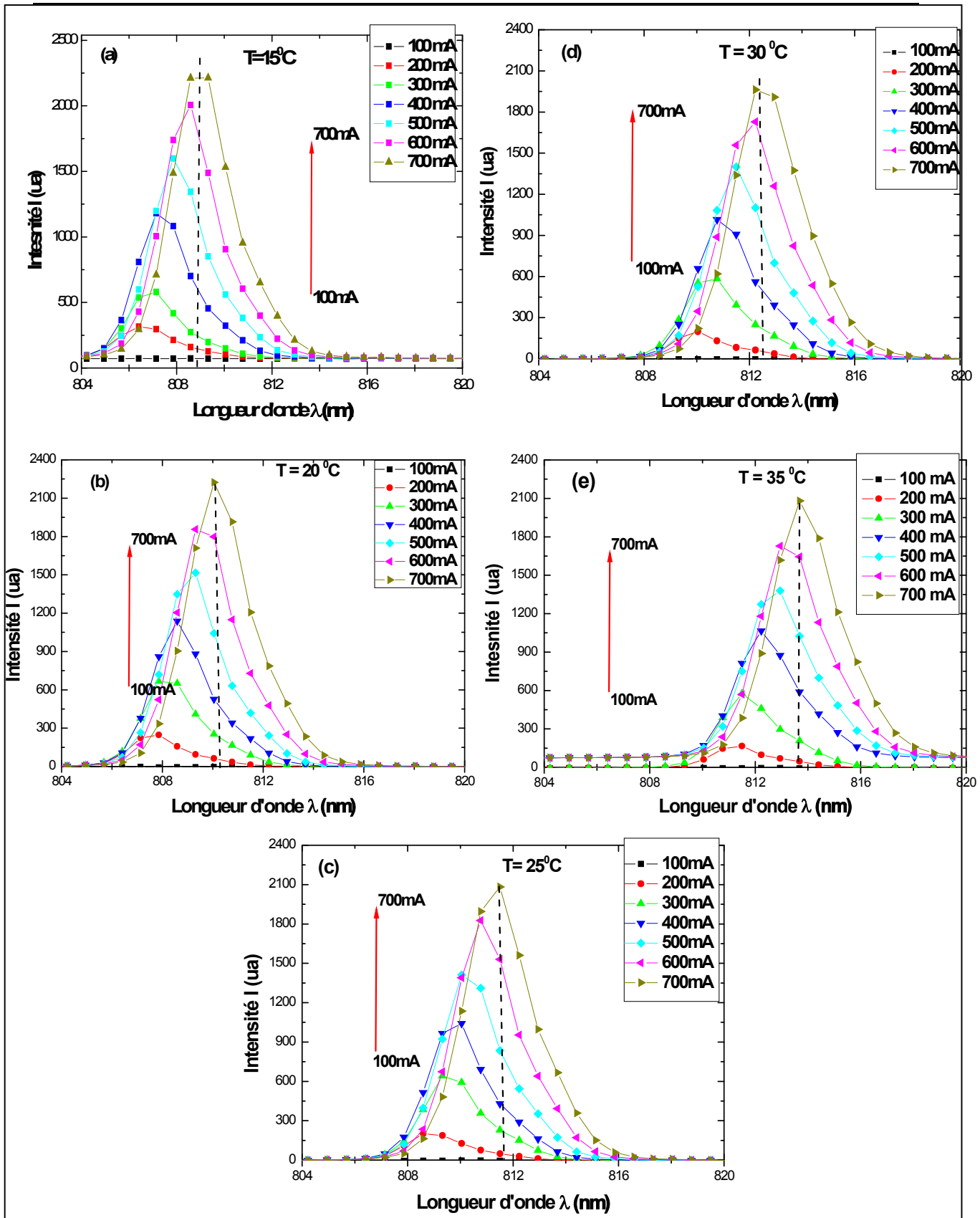


Figure I.18 : Spectres de la diode laser pour différents courants d'injection I et à une température T constante

Pour évaluer le déplacement spectral vers les grandes longueurs d'onde de la raie d'émission de la diode en fonction de I et T, nous avons relevé la longueur d'onde centrale λ_0 de la raie d'émission quand ces deux paramètres varient. Les figures I.19 et I.20 montrent la variation de λ_0 quand le courant I varie et T constant puis quand la température T varie et I constant. On constate alors que le déplacement spectral vers le rouge peut être estimé dans les deux cas à 0,26 nm/K (pour I constant) et à 0,004 nm/mA (T constant). Ces deux grandeurs caractérisent la structure hétérogène de la diode laser.

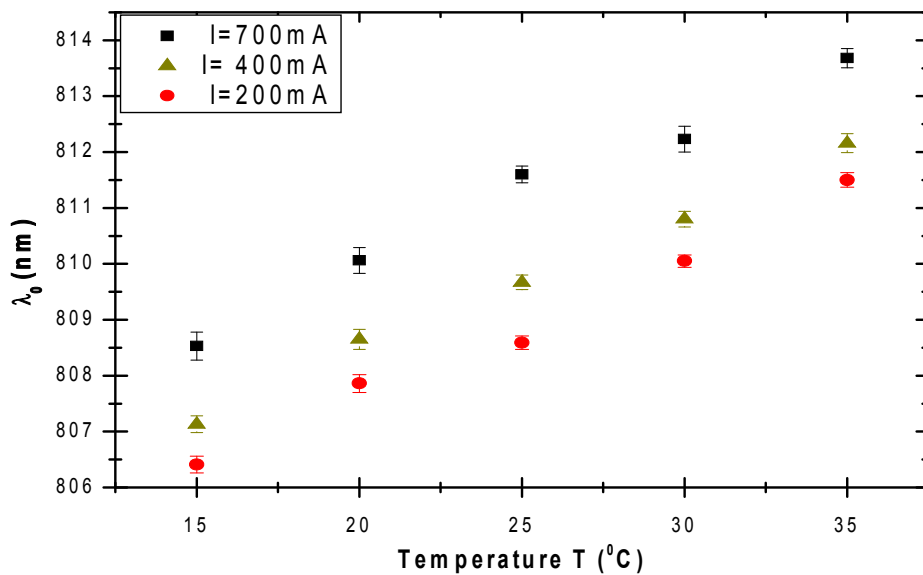


Figure I.19 : Déplacement spectral λ_0 en fonction de la température pour différents courants d'injection

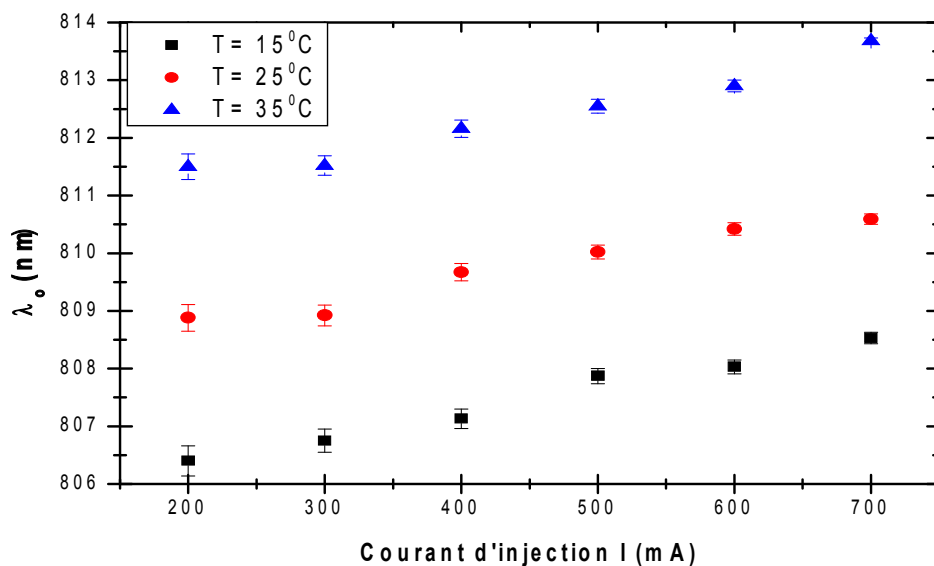


Figure I.20 : Déplacement spectral λ_0 en fonction du courant d'injection pour différentes températures

I.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons donné une description générale du fonctionnement d'un laser à semi-conducteur (structure, caractéristiques, particularités, domaines d'utilisations et d'applications).

L'étude expérimentale que nous avons menée nous a permis de caractériser énergétiquement et spectralement la diode laser qui va jouer le rôle de système de pompage optique du système micro laser à néodyme.

Dans la première partie, nous avons effectué des mesures pour déterminer la caractéristique puissance optique-courant d'injection pour différentes valeurs de la température de la diode. La dépendance puissance-courant obtenue expérimentalement est conforme à la théorie et nous a permis de déterminer le courant de seuil I_s , le rendement quantique η_d et les paramètres intrinsèques T_0 et I_0 de la diode. Nous avons ainsi constaté que :

- La puissance émise décroît quand la température de la diode augmente
- L'intensité seuil I_s augmente avec T
- Le rendement quantique est quasiment constant quand la température T varie de 15 à 35 °C. Dans ce cas, la valeur est $\eta_d = (47 \pm 1) \%$.

La caractérisation énergétique nous a aussi permis d'étudier les régimes de fonctionnement en super luminescence (courant de pompage I inférieur au courant de seuil I_s) et en source laser de la diode ($I > I_s$). Quand l'intensité I atteint 700 mA et pour $T = 15$ °C, la puissance optique mesurée est alors de 420 mW.

Dans une deuxième partie, nous avons effectué des enregistrements de spectres pour caractériser la raie émise par la diode quand la température T et le courant de pompage I varient. Nous avons alors constaté que quand le gain apporté par le pompage électrique est inférieur aux pertes de la cavité, la diode fonctionne en super luminescence avec une émission centrée autour de 808 nm et caractérisée par un spectre de largeur spectrale à mi hauteur moyenne de 27 nm. Cette largeur diminue brusquement quand l'intensité d'injection I augmente au dessus du seuil puis atteint un palier situé autour de $\Delta\lambda \sim 3$ nm pour des valeurs élevées de I . Dans ce cas, l'émission stimulée devient prépondérante et la fluorescence est

émise avec une puissance négligeable. Nous avons aussi observé un décalage spectral vers le rouge de la raie d'émission quand le courant d'injection et la température T augmentent. Ce décalage vers les grandes longueurs d'onde est justifié par les effets thermiques dans le semi conducteur induits par la diminution du gap. Ce déplacement spectral peut être estimé dans les deux cas à $0,26 \text{ nm/K}$ (pour I constant) et à $0,004 \text{ nm/mA}$ (pour T constant). Ces deux grandeurs caractérisent la structure hétérogène de la diode laser.

Références

- [1] Walter Koechner , “Solid-State Laser Engineering”, Second edition. Springer-Verlag, 1988
- [2] R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, J.T. Soltys, et R.O. Carlson, Phys. Rev. Letters,9, 366, 1962.
- [3] H. M. Stoll and D. H. Seib, “Distributed feedback GaAs homojunction injection laser,” Applied Optics, vol. 13, p. 1981, 1974.
- [4] D.R.Scifres, R. D. Burnham, and W. Streifer, “Distributed-feedback single hetero-junction GaAs diode laser,” Applied Physics Letters, vol. 25, p. 203, 1974.
- [5] M. Nakamura, K. Aiki, and J. Umeda, “cw operation of distributed-feedback GaAs-AlAs diode lasers at temperatures up to 300 K,” Applied Physics Letters, vol. 27,pp. 403–405, October 1975.
- [6] A.V. Andrianov, S.R.A. Dods, J. Morgan, J.W. Orton, T.M. Benson, I. Harrison, E.C. Larkins F.X. Daiminger, E. Vassilakis , and J.P. Hirtz. "Optical and photoelectric study of mirror facets indegraded high power AlGaAs 808 nm laser diodes", J. Appl. Phys., 87 (7), p. 3227, (2000).
- [7] S. Zaiba, T. Kouriba, O. Ziane, O. Stéphan, J. Bosson, G. Vitrant, and P. L. Baldeck ‘Metallic nanowires can lead to wavelength-scale microlenses and microlens arrays’ . Optics express Vol. 20, No. 14 P 15516 (2012)
- [8] V. Berger “Principes physiques des lasers à semi-conducteurs, Thales Research and Technology”, Domaine de Corbeville, 91400 ORSAY, France
- [9] Tobias Gresch « Diode laser : Caractérisation et Application » IEEE journal of quantum electronics A. 2008
- [10] L. A.Coldren and S. W. Corzine, “ Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits, Wiley series in microwave and optical engineering” (John Wiley & Sons, 1995).
- [11] Romuald Houdré “Dispositif électroniques et optiques à semi-conducteurs, science et génie des matériaux”,ch :10 page 13 » (2006 /2007)

Chapitre II:

Micro laser Nd-YVO₄

II.1	Introduction	36
II.2	Partie théorique	36
II.2.1	Principe d'un micro laser (micro chip)	37
II.2.2	Types de pompage	39
II.2.2.1	Pompage optique	39
II.2.2.2	Pompage électrique	40
II.2.2.3	Pompage chimique	40
II.2.3	Pompage longitudinal et transversal	40
II.2.3.1	Pompage longitudinal	40
II.2.3.2	Pompage transversal	40
II.2.4	Mode fondamental (Faisceau Gaussien)	41
II.2.5	Modes longitudinaux et transverses d'un laser	44
II.2.6	Laser Néodyme	46
II.2.6.1	Laser Nd :YVO ₄	47
II.2.6.2	Caractéristiques du cristal Nd ⁺³ :YVO ₄	48
II.3	Considérations expérimentales	49
II.3.1	Introduction	49
II.3.2	Schéma d'un micro laser MCA	49
II.3.3	Spectre d'absorption du Nd- YVO ₄	50
II.3.4	Spectre d'émission du MCA	52
II.3.5	Spectre d'émission du micro laser Nd :YVO ₄	53
II.3.6	Spectre d'émission du MCA avec un cube séparateur de polarisation	58
II.3.7	Puissance émise à la sortie du micro laser	60
II.4	Conclusion	61
	Référence	63

II.1 Introduction :

Cette dernière décennie a connu un regain d'intérêt au niveau des laboratoires industriels et universitaires dans la course à la recherche de nouveaux matériaux lasers particulièrement adaptés au pompage longitudinal par diode. Le but étant de développer des micros lasers solides, appelés également micro chip, relativement puissants, éventuellement doublés et/ou triplés en fréquence, émettant dans le proche infrarouge, le visible et l'ultraviolet.

Le milieu actif solide est, en général, un cristal dopé par des ions de terres rares (Ce³⁺, Nd³⁺, Tb³⁺, Er³⁺, ...etc.) ou par des ions métalliques (Cr⁴⁺, Cr³⁺, Cr²⁺, Co²⁺, Ni²⁺,...etc) couvrant ainsi une large gamme de longueurs d'onde allant de l'UV à l'IR [1].

Il existe plusieurs matrices dopées aux ions néodyme [2]. La plus connue et la plus répondue est le cristal Y₃Al₅O₁₂ (Yttrium Aluminum Garnet), plus connu sous le nom de Nd :YAG. Il a une section efficace d'émission stimulée élevée ($2.8 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$) [2]. Ce qui lui permet d'émettre un rayonnement laser avec un bon rendement quantique. En outre, sa croissance permet d'obtenir de gros cristaux homogènes, de grande qualité optique, ce qui en fait le principal cristal pour les applications nécessitant de fortes puissances.

Un autre milieu solide dopé néodyme, émettant autour 1.06 μm , est le cristal Nd :YVO₄ (Yttrium Orthovanadate). Il possède une section efficace d'émission stimulée de $15.6 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$. Elle est donc 5.6 fois plus grande que celle du Nd : YAG [2]. En outre, il possède également un des coefficients d'absorption les plus élevés vers 808nm . Ces deux propriétés le rendent particulièrement bien adapté au pompage par diode, en particulier en configuration micro chip. Signalons que la matrice du cristal YVO₄ utilisée dans ce type de lasers a été synthétisée pour la première fois en 1961 aux USA (AT&T Bell Laboratoires).

Ces lasers compacts connaissent aujourd'hui un développement important pour leurs diverses applications aussi bien en micro et nano usinage par laser, en caractérisations par méthodes optiques et en médecine. Leur avantage réside surtout dans leur compacité (épaisseur de l'ordre du millimètre) qui facilite leur insertion dans les dispositifs optoélectroniques.

Le résonateur est ainsi constitué d'une tranche mince (150-1000 μm) de matériau laser découpée et polie sur les deux faces, des miroirs diélectriques étant directement déposés sur

chacune d'elles. Il peut être pompé en focalisant le faisceau collimaté d'une diode de pompage simplement par une lentille ou un objectif de microscope.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons au micro laser Nd:YVO₄ fonctionnant, essentiellement, autour de 1064 nm. On décrira, dans la première partie, le principe du micro laser ainsi que les caractéristiques du faisceau émis. Ensuite, on présentera dans la deuxième partie, les résultats expérimentaux concernant la structure spectrale et énergétique du micro laser.

Quand à l'étude de la génération de la seconde harmonique, obtenue par insertion intra cavité d'un cristal doubleur, elle sera présentée dans le chapitre 3.

II.2 Partie théorique

II.2.1 Principe d'un micro laser (micro chip)

Les micro-lasers sont des sources lasers très compactes avec un milieu actif solide. Ils ont été mis au point pour la première fois en 1989 par le laboratoire de MIT Lincoln (Lexington, MA).

La cavité du micro laser est de type Fabry Pérot de longueur submillimétrique. Elle peut fonctionner en continu ou en pulsé. Dans ce dernier cas, les pulses sont caractérisées par des durées courtes dans l'échelle nano et subnanosecondes et une puissance crête pouvant atteindre plusieurs dizaines de kilowatts. Ces propriétés remarquables permettent l'efficacité élevée de conversion dans les cristaux non linéaires pour le doublage de fréquence.

Notons que les compagnies ont rapidement commercialisé ces micro-lasers non seulement pour les longueurs d'ondes courantes telles que la 1064 nm et la 946 nm, mais également, en plaçant des cristaux non linéaires externes ou internes à la cavité, pour le vert (532 nm) et le bleu (473 nm) en 1996 et pour l'ultra violet (355 et 266 nm) en 1998.

Pour sa simplicité de mise en œuvre, la structure géométrique généralement adoptée pour ces micros lasers est de type plan – plan. Elle est donnée en figure II.1. Celle ci montre un micro laser pompé longitudinalement par une diode laser à la longueur d'onde λ_p entrant par l'un des miroirs et donnant lieu à l'émission laser λ_L qui est extraite de la cavité par le miroir opposé. Ces deux miroirs, de type diélectrique multicouches, sont directement déposés sur

chaque face du cristal amplificateur. La longueur de la cavité est, par conséquent, égale quasiment à l'épaisseur optique du milieu actif.

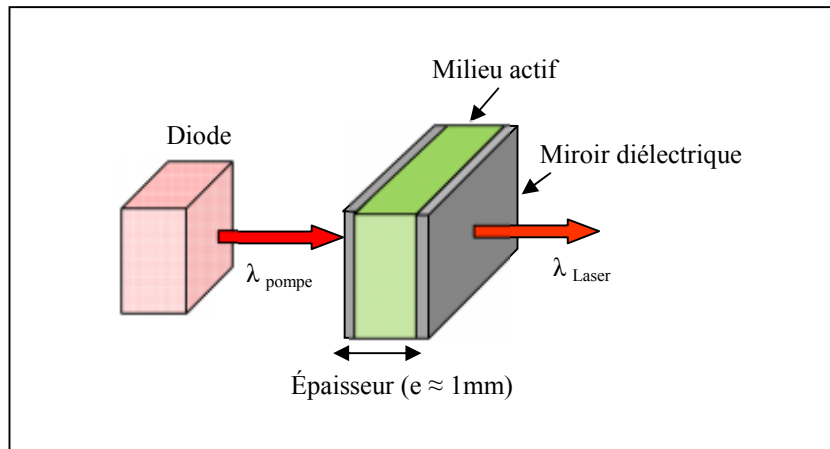


Figure II.1 : Schéma de principe d'un micro laser

Avantage des micros lasers :

La technologie des micro-lasers assure une fabrication collective de faible coût. Leurs puissances relativement élevées et leurs caractéristiques intéressantes les destinent à un avenir prometteur [3].

Du fait de sa longueur très faible, le micro laser émet généralement un rayonnement monomode longitudinal et transverse TEM₀₀ et dont la largeur spectrale peut être inférieure à quelques dizaines de kilohertz [4].

La gamme des longueurs d'onde d'émission des micro lasers s'étend du visible à l'infrarouge grâce au choix de différents dopants et / ou à l'ajout d'un cristal non linéaire permettant le doublage de fréquence [5-6].

Le taux de conversion (pompage – émission laser) varie d'un micro laser à un autre et dépend des caractéristiques du pompage. Il est généralement compris entre 10 et 60% [7]. Dans le cas d'un fonctionnement en continu, la puissance émise est typiquement de plusieurs dizaines de milliwatts

Le seuil à partir duquel le milieu actif subit des dommages est plus élevé dans ce type de sources lasers que dans les autres lasers pulsés tels que les lasers à colorants car ils présentent l'avantage d'une meilleure stabilité thermique [8]. Les propriétés optiques et

structurales de ces lasers sont alors exploitées pour diverses utilisations aussi bien dans le domaine de la nano et micro photonique (usinage et fabrication de composants photoniques à l'échelle micro et nanométrique) [9,10] que dans des dispositifs optoélectroniques de caractérisations spectroscopiques à haute résolution [11]. On les retrouve également dans l'industrie automobile, l'environnement, l'instrumentation scientifique, la détection de polluants, les télécommunications, la télémétrie... etc [12].

D'un point de vue pratique, les micros lasers sont très simples à l'utilisation. Contrairement aux autres types de lasers, il n'existe pas de problème d'alignement des miroirs puisque ceux ci sont déposés directement sur les faces du cristal.

Dans certains cas, la diode pompe est directement accolée au micro laser, ce qui rend le système complet (laser + pompe) très compact et relativement de faible coût.

II.2.2 Types de pompage

Tout laser est constitué de trois éléments : un milieu amplificateur, une cavité résonante et une source de pompage. Le milieu amplificateur est un milieu actif qui transforme en photons l'énergie injectée par pompage et la cavité résonante permet la rétroaction d'une partie de ces photons vers le milieu actif.

L'effet laser se produit lorsque, d'une part, l'émission stimulée devient prépondérante par rapport à l'émission spontanée (inversion de population) et, d'autre part, le gain dans le milieu amplificateur devient supérieur aux pertes optiques dans la cavité (pertes par propagation et par réflexions sur les miroirs). On appelle seuil d'émission laser, la densité de puissance de pompage nécessaire pour réaliser ces deux conditions.

Il existe alors trois types de pompage communément utilisés dans les résonateurs lasers :

- **Pompage optique**

Le pompage optique est l'excitation du milieu actif par la lumière. C'est le mode de pompage des lasers à solides, contrairement, par exemple, aux lasers à gaz où le milieu actif n'est pas suffisamment dense pour que cette procédure de pompage soit employée.

Le pompage par une excitation optique se fait soit par un flash lumineux très intense comme cela a été fait pour le premier laser fabriqué en 1960 (laser à rubis) [13], soit par une autre source laser (laser à colorant, laser semi à conducteur...).

- **Pompage électrique :**

Ce type de pompage est utilisé dans les lasers à semi conducteurs (diodes lasers) et les lasers à gaz (Comme les lasers à CO₂ et He-Ne). Dans le premier cas, comme déjà réalisé en 1962 sur une jonction p-n en Ga-As [14], la tension requise est basse (de l'ordre de quelques volts). Pour le laser CO₂, le flux d'électrons injectés doit être accéléré sous une tension de plusieurs KV. Le premier laser fonctionnant sur ce principe a été réalisé en 1964 par les chercheurs soviétiques Bassov, Bogdankevitch et Deviatkov [15].

- **Pompage chimique**

Le stockage d'énergie a lieu sous forme de réactifs chimiques. Ce type de pompage présente l'avantage de pouvoir libérer rapidement, dans un volume réduit, une énergie élevée en faisant appel à des réactions chimiques exothermiques pouvant provoquer l'excitation des molécules [16].

II.2.3 Pompage longitudinal et transversal

- **Pompage longitudinal**

Dans ce type de pompage, le faisceau pompe pénètre dans le milieu laser le long de l'axe du résonateur. Le faisceau doit être alors collimaté et focalisé sur le milieu actif. Cette configuration est appropriée aux cavités lasers où le milieu amplificateur a des dimensions réduites comme c'est le cas pour les micros chips.

- **Pompage transversal**

Le faisceau de pompage incident sur le milieu actif traverse, dans ce cas, transversalement l'axe horizontal du résonateur. Ceci est réalisé soit avec des lampes en forme de tubes hélicoïdaux dans lesquels on insère le milieu amplificateur soit avec une lampe muni d'un miroir semi cylindrique permettant une irradiation optimale sur toute la surface du cristal.

La figure II-2 illustre ces pompages longitudinal et transversal.

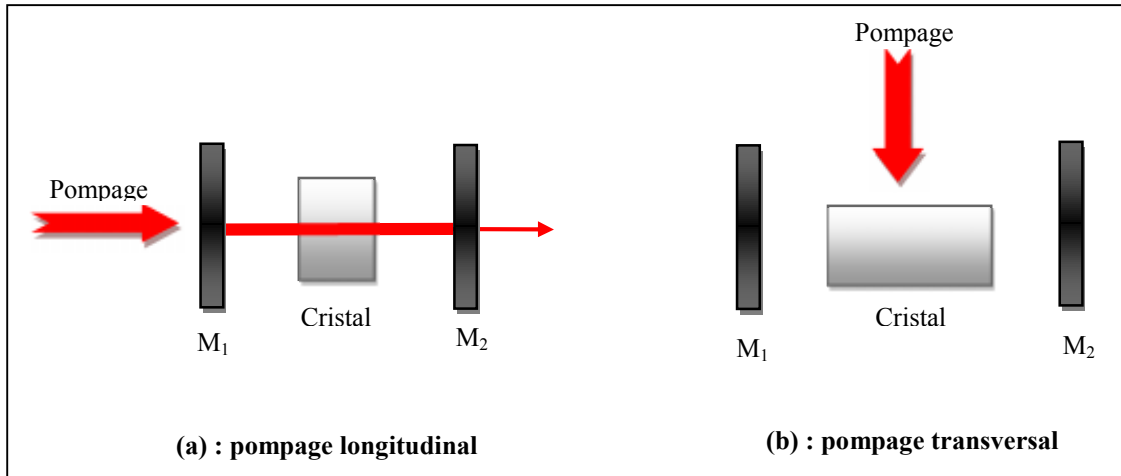


Figure II.2 : Schéma descriptif du pompage longitudinal (a) et transversal (b)

Le développement des micros lasers a largement bénéficié de la combinaison du pompage longitudinal par le biais d'une diode laser et des propriétés optiques particulièrement intéressantes des terres rares (Néodyme, Erbium...) constituant les éléments actifs du milieu amplificateur. Pour mener notre travail d'optimisation du rendement quantique du micro laser, nous avons adopté ce type de pompage qui assure un bon recouvrement spatial entre la zone de gain et le faisceau laser.

II.2.4 Mode fondamental (Faisceau Gaussien)

Les rayons lumineux restent, dans le cadre de l'optique paraxiale, confinés au voisinage de l'axe optique du système. L'équation d'onde décrivant la propagation de l'onde électromagnétique est donnée par [17] :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial E}{\partial z} = 0 \quad \text{II.1}$$

Où E est le champ électrique associé à l'onde, k la constante de propagation, x , y et z sont les coordonnées cartésiennes rapportées au repère orthonormé (Oxyz).

L'équation (II.1) admet comme solution le mode gaussien dont l'expression du champ électrique est donnée par :

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

r est la coordonnée radiale telle que $r^2 = x^2 + y^2$

La grandeur $w(z)$ représente le rayon (waist) du faisceau ; C 'est la distance transverse à l'axe optique (oz) pour laquelle l'amplitude diminue d'un facteur $1/e$ de sa valeur sur cet axe. Son évolution en fonction de z est donnée par [18] :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad \text{II . 3}$$

Cette grandeur est minimale en $z = 0$. Sa valeur, notée w_0 , est appelée « Beam waist » ou, parfois, « col » du faisceau [18] :

$$w(z=0) = w_0 = \sqrt{\frac{z_R \lambda}{\pi}} \quad \text{II . 4}$$

La grandeur R est le rayon de courbure du front d'onde. Il s'écrit en fonction de z :

$$R(z) = z \left[1 + \frac{z_R^2}{z^2} \right] \quad \text{II . 5}$$

La phase totale accumulée au cours d'une propagation z est donnée par :

$$\phi(r, z) = kz - \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) + \frac{kr^2}{2R(z)} \quad \text{II . 6}$$

La quantité z_R est la longueur de Rayleigh. Elle décrit la divergence du faisceau et est définie par la relation [18] :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad \text{II . 7}$$

Pour une propagation z égale à z_R , le rapport entre la valeur $w(0)$ et le rayon $w(z_R)$ est égale à $\sqrt{2}$. Soit : $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$

La figure II-3 illustre les différents paramètres du faisceau gaussien.

La divergence du faisceau est calculée par la limite de w/z lorsque z tend vers l'infini [18] :

$$z \lim_{z \rightarrow \infty} \left(\frac{w}{z} \right) = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} = \tan \theta \quad \text{II . 8}$$

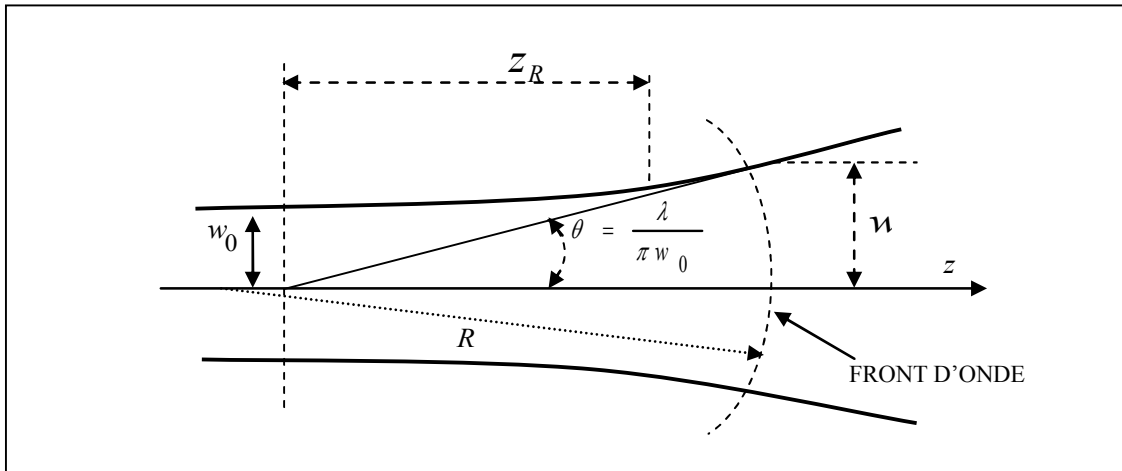


Figure II.3 : Paramètres du faisceau Gaussien

L'expression de l'intensité (proportionnelle au carré d'amplitude) est donnée par [18] :

$$I(r, z) = I_0(z) e^{\frac{-2r^2}{w^2(z)}} \quad \text{II.10}$$

Le profil d'intensité d'un faisceau gaussien est illustré sur la figure II.4 pour $w(z) = 1 \text{ mm}$:

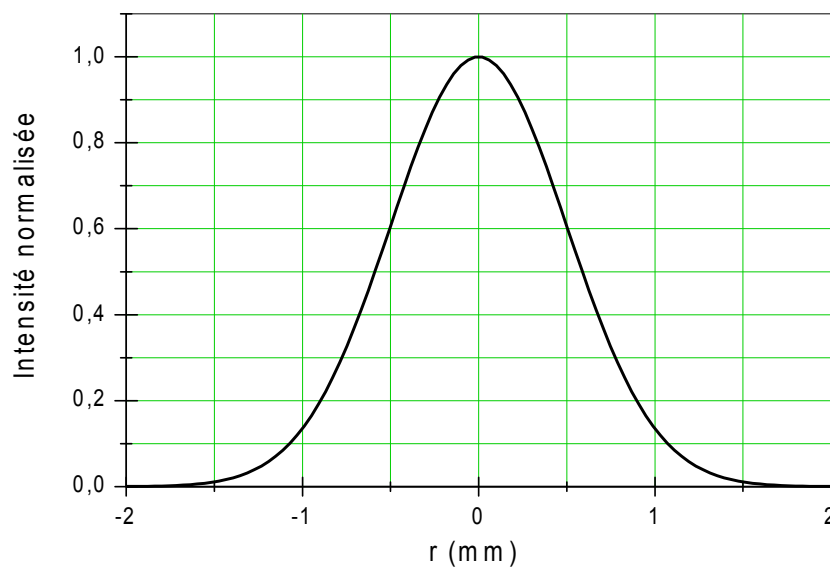


Figure II.4 : Profil Gaussien d'intensité

II.2.5 Modes longitudinaux et transverses d'un laser

Considérons une cavité linéaire stable, de longueur L , formée de deux miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 comme montré sur la (figure II 5). Le laser est susceptible d'osciller sur toute fréquence propre de la cavité située dans la courbe de gain où l'amplification l'emporte sur les pertes. Les modes oscillant TEM_{mnp} sont caractérisés par trois entiers : m et n sont relatifs à la détermination des modes transverses (Figure II.6) et p est associé à la condition de bouclage sur un tour de cavité [19]. Ces entiers peuvent être aussi définis par le nombre de fois où le champ s'annule respectivement sur les axes (x et y) perpendiculaires à la direction de propagation (z dans notre cas) et sur l'axe parallèle à la direction de propagation.

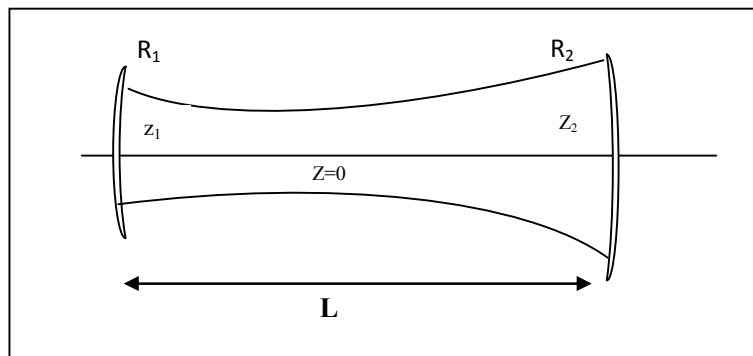


Figure II.5 : Résonateur optique de type Fabry-Pérot

La pulsation ω_{mnp} correspondant au mode TEM_{mnp} est donnée par :

$$\omega_{mnp} = \left[2p\pi + 2(n+m+1)\tan^{-1}\left(\frac{L}{Z_r}\right) \right] \quad \text{II.11}$$

Chaque mode se caractérise par une distribution spatiale du champ dans les directions perpendiculaires à l'axe de la cavité.

A chaque combinaison des indices transverses m et n correspond une série de modes longitudinaux d'indice p . La (figure II.6) montre la structure de la tache lumineuse observée pour quelques modes transverses dans la symétrie rectangulaire x-y [20,21].

L'inter mode longitudinal ou l'intervalle spectral libre *ISL* de la cavité laser est défini comme l'intervalle en fréquence entre deux modes longitudinaux successifs ; il nous permet de compter le nombre de modes susceptibles d'osciller dans la cavité.

Pour une cavité de longueur optique L, il vaut :

$$ISL = \Delta\nu = \frac{c}{2L} \quad \text{II.12}$$

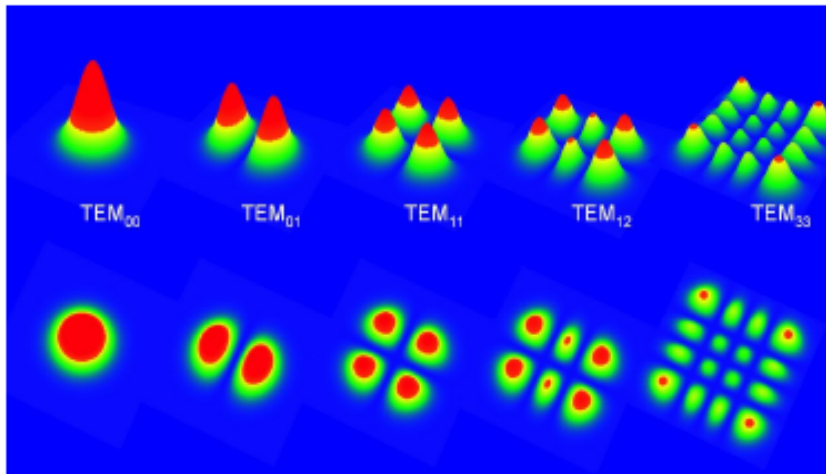


Figure II.6 : Distribution transverse des premiers modes représentés dans la symétrie rectangulaire.

Exemple pour une cavité de 2 millimètres de longueur : $ISL = \Delta\nu = \frac{c}{2L} = \frac{3 \times 10^8}{2 \cdot 10^{-3}} \approx 150 \text{ GHz}$

Compte tenu de la largeur de la courbe de gain qui est de l'ordre de 260 GHz, ce qui correspond à 1,6 fois l'intervalle spectral libre, la cavité est alors monomode.

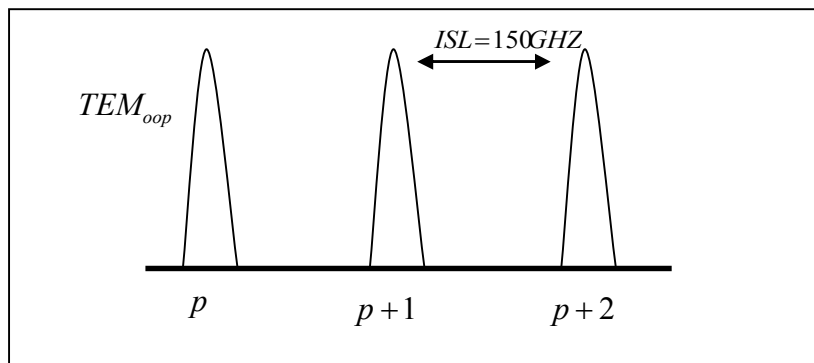


Figure II.7 : L'inter mode (ISL) longitudinal dans une cavité

Dans les lasers tels que le Nd :YAG ou le Nd :YVO₄, la source de pompage est en général une lampe flash ou une diode laser, fournissant une puissance lumineuse relativement élevée au milieu amplificateur pour exciter les centres actifs. Les raies émises se situent alors dans l'infrarouge avec les transitions à 946nm, à 1064 nm et à 1320 nm. Elles ne sont donc pas

visibles à l'œil nu. La fréquence de l'onde lumineuse peut également être doublée par insertion dans la cavité d'un cristal non linéaire pour obtenir une lumière dans le spectre visible.

L'avantage de ce type de laser est que le rayon produit peut être très facilement transportable dans des fibres optiques.

II.2.6 Laser à Néodyme

- Milieu actif néodyme Nd³⁺

Dans notre laser, le milieu actif responsable de l'émission laser est l'ion Nd³⁺. Celui-ci fait partie, comme signalé en début de chapitre, de la famille des terres rares. Il est utilisé comme dopant, à différentes concentrations, pour des cristaux tels que le YAG ou le YVO₄ et, parfois, dans des fibres afin de leur permettre de jouer le rôle de milieu amplificateur. Le dopage se fait par substitution des ions Yttrium par les ions néodymes (qui ont le même volume ionique). Cependant, il est à signaler que les concentrations utilisées sont faibles, de l'ordre de quelques pourcents.

La figure II.8 montre le diagramme des quatre niveaux d'énergie impliqués dans les transitions optiques qui ont lieu dans ce type de micro lasers.

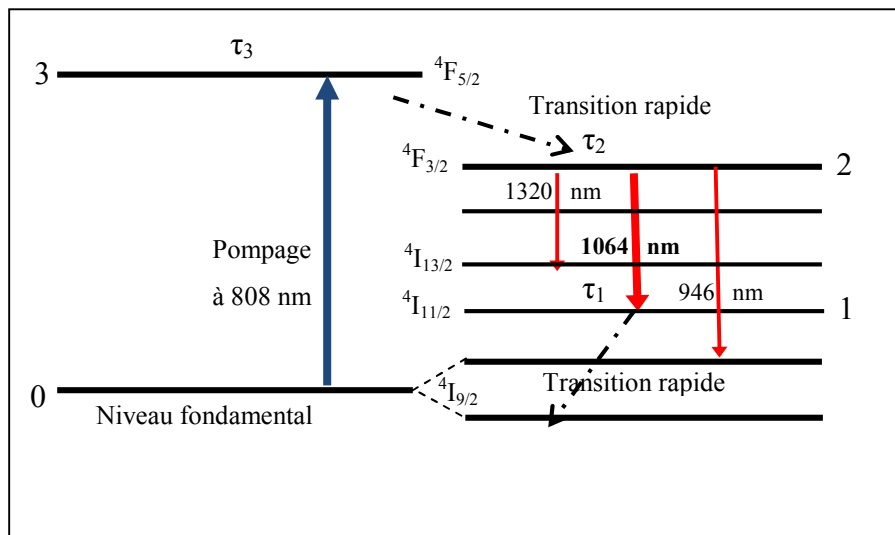


Figure II.8 : Schéma simplifié des transitions de l'ion Nd³⁺

Excités avec une irradiation centrée autour de 808 nm, les ions néodyme peuvent donc relaxer via les transitions radiatives avec les longueurs d'onde suivantes : 1064, 1320 et 946 nm. C'est la transition à 1064 nm que nous avons exploitée et qui nous permettra, par la suite, de générer une émission dans le vert à 532 nm correspondant à la seconde harmonique.

Le pompage optique sur le niveau $4F_{5/2}$ du milieu actif se fait à l'aide d'une diode laser émettant à 808 nm. En effet, comme on le verra plus loin, le spectre d'absorption du néodyme présente un pic d'absorption à une telle longueur d'onde, ce qui permet d'obtenir une oscillation laser sur l'une des trois transitions optiques précédentes sélectionnée par les éléments de la cavité. En effet, le traitement des surfaces du micro chip repose sur un assemblage de nombreuses couches diélectriques ayant un fort pouvoir de réflexion à certaines longueurs d'ondes. Dès lors, pour espérer entretenir une oscillation à 1064 nm, il faut optimiser l'effet laser à cette longueur d'onde tout en l'altérant à 946 nm et 1320 nm, favoriser la sortie de la lumière à 532 nm dans le cas d'un doublage de fréquence et permettre le pompage à 808 nm. Ces conditions imposent un traitement des surfaces adéquat : une haute réflexion à 1064 nm et une haute transmission à 532, 808, 946 et 1320 nm.

II.2.6.1 Laser Nd :YVO₄

Le laser Nd : YVO₄ est aussi un système à quatre niveaux d'énergie et l'oscillation laser à laquelle on s'est intéressé, s'effectue entre le niveau $^4F_{3/2}$ et le niveau $^4I_{11/2}$ à la longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm avec une section efficace $\sigma = (12 - 16) \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2$ pour un dopage de 2%.

L'élargissement du Nd :YVO₄ est homogène. La transition d'absorption se situe autour de 808 nm. Les processus d'absorption et d'émission du laser utilisant ce cristal sont illustrés sur la Figure II.8.

Le pompage optique excite les ions néodyme Nd⁺³ du niveau fondamental $^4I_{9/2}$ (1) vers le niveau $^4F_{5/2}$ (3). Ce niveau ayant une durée de vie très courte (quelques picosecondes), les ions relaxent rapidement vers le niveau intermédiaire métastable $^4F_{3/2}$ (2) de manière non radiative. La transition laser à la longueur d'onde $\lambda = 1064$ nm s'effectue alors entre le niveau $^4F_{3/2}$ de durée de vie de 30 μs et le niveau $^4I_{11/2}$, suivie d'une désexcitation non radiative très rapide entre ce niveau, de durée de vie très courte ($\tau_1 = 330$ ps), et le niveau fondamental $^4I_{9/2}$. Notons que ce niveau, dit fondamental, est dégénéré. C'est ce qui explique l'existence de la transition à 946 nm.

II.2.6.2 Caractéristiques du cristal Nd⁺³:YVO₄

Le cristal YVO₄ (ortho vanadate d'yttrium) est généralement dopé avec environ 1 % en masse de néodyme. Le néodyme triplement ionisé, remplace de manière typique l'yttrium dans la matrice cristalline, les deux éléments ayant une taille similaire.

Le tableau 1 illustre les propriétés essentielles du cristal Nd- YVO₄ :

Propriété	Symbole	Valeur
Longueur d'onde d'émission laser	$\lambda_L(\text{nm})$	1064, 1084 [23]
Largeur à mi-hauteur de la courbe de gain (plage)	$\Delta\nu_L(\text{GHz})$	257-265 [25-26]
Indice de réfraction à 1064 nm	N	2.168 [31-32]
Largeur à mi-hauteur de la courbe d'absorption de la pompe	$\Delta\nu_P(\text{GHz})$	690 [24-27]
Durée de vie du niveau haut de la transition laser	$\tau_2(\mu\text{s})$	28-33 [29]
Durée de vie du niveau bas de la transition laser	$\tau_1(\text{ps})$	330 [28]
Coefficient d'absorption de la pompe	$\alpha_{\text{abs}}(10^{-6}\text{cm}^{-1})$	72- 80 [30]
Longueur d'onde d'absorption(pic)	$\lambda_p(\text{nm})$	808 [22]
Section efficace de la transition laser (1064 nm)	$\sigma_G(10^{-19}\text{cm}^2)$	12-16 [26]
Section efficace de la transition de pompe	$\sigma_P(10^{-19}\text{cm}^2)$	2.7 [24-25]

Tableau 1: Caractéristiques d'un cristal de YVO₄ (dopage 2%)

II.3 Considérations expérimentales

II.3.1. Introduction

Nous présentons dans cette partie l'étude expérimentale menée sur un laser compact en structure MCA dont le milieu actif est une matrice YVO₄ dopée aux ions néodyme Nd³⁺ en régime de fonctionnement continu. Le système de pompage optique utilise la diode laser dont l'étude et la caractérisation ont été présentées au chapitre I du manuscrit.

L'étude expérimentale suivante porte essentiellement sur une caractérisation spectrale, structurale et énergétique du micro laser contenu dans le MCA.

II.3.2. Schéma du micro laser en structure MCA

Le laser compact MCA étudié dans ce travail est constitué d'une matrice vitreuse de YVO₄ dopée aux ions néodyme Nd³⁺ excités longitudinalement par la diode laser étudiée au chapitre I de ce manuscrit. Un cristal doubleur de type KTP (Potassium Titanyl Phosphate) est collé directement au milieu actif à l'aide d'une « colle optique ». Ce cristal servira pour la génération de la seconde harmonique et dont l'étude sera présentée au chapitre III. Deux miroirs sont déposés sous formes de couches diélectriques sur les faces externes du laser (figure II.9). La longueur de cette cavité compacte monolithique, plan-plan, est de l'ordre de 2mm.

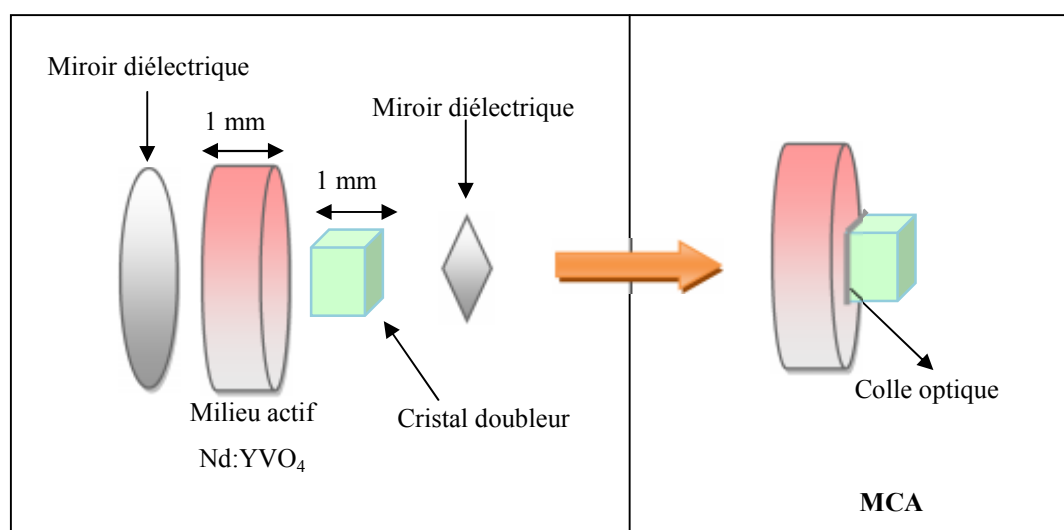


Figure II.9 : Structure d'un MCA

II.3.3. Spectre d'absorption du Nd :YVO₄

Le spectre des lampes spectrales (pulsées ou continues) est très large par rapport à la bande d'absorption des lasers solides (très étroite). Dès lors, le pompage avec ces lampes induit un faible rendement de conversion. En effet, une faible fraction (quelques pourcents) du rayonnement émis par la lampe est absorbée par le matériau laser. C'est l'une des raisons pour laquelle il est préférable d'utiliser des diodes lasers pour le pompage optique [33]. Le rendement de conversion est, dans ce cas, plus élevé et peut atteindre jusqu'à 85% suivant la configuration de la cavité laser. En outre, les longueurs d'onde les mieux adaptées au pompage du barreau de Nd :YVO₄, accessibles avec notre diode laser, sont autour de 808 nm.

Pour enregistrer le spectre d'absorption du cristal Nd :YVO₄, nous avons utilisé le montage expérimental illustré sur la Figure II.10. Celui-ci comprend le spectromètre Ocean Optics S 2000 pour la détection spectrale, une source blanche, le barreau de Nd-YVO₄, un collimateur et une lentille de focalisation.

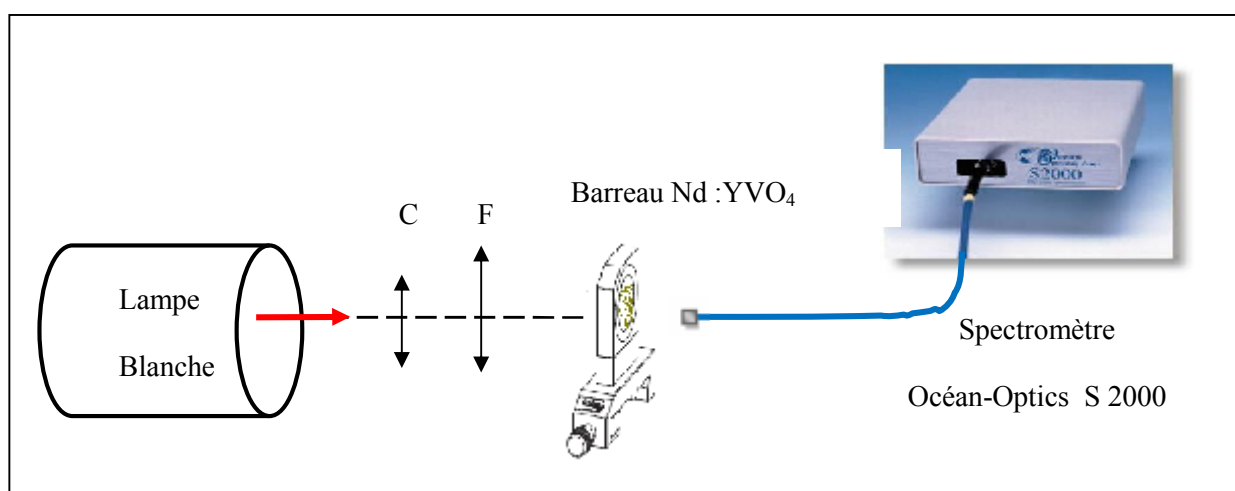


Figure II.10 : Dispositif expérimental pour enregistrer le spectre d'absorption

Le spectre d'absorption obtenu est donné en figure II-11. Celle-ci montre que le néodyme présente une forte absorption à 808 nm avec d'autres absorptions possibles, mais de moindre ampleur, à 795 nm, à 812 nm, à 817 nm et à 822 nm. Cela justifie bien l'utilisation de ce type de diode pour pomper notre laser.

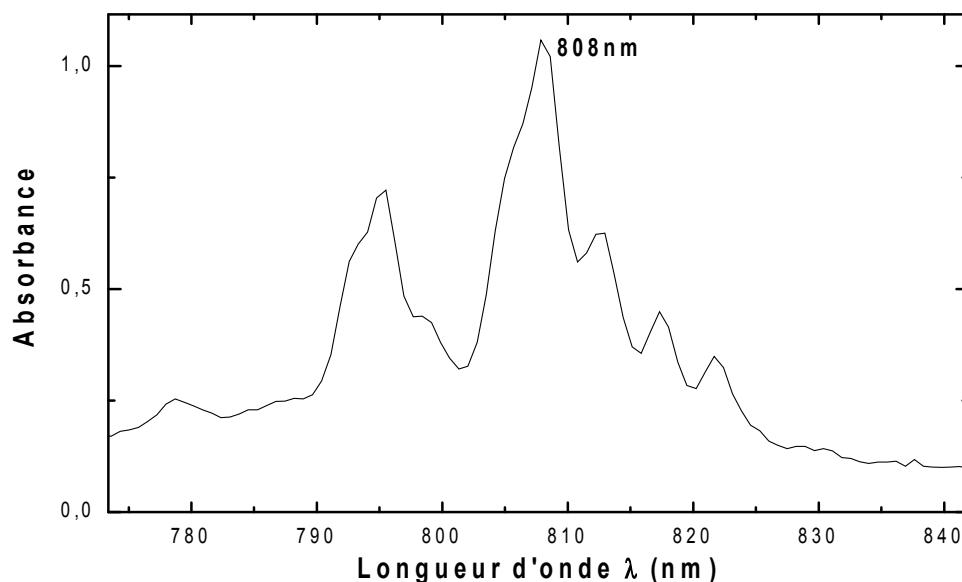


Figure II.11 : Spectre d'absorption du Nd : YVO₄

Ces pics d'absorption enregistrés expérimentalement se retrouvent bien dans le diagramme représenté sur la figure II.12 et illustrant les transitions d'absorption et d'émission du milieu Nd :YVO₄

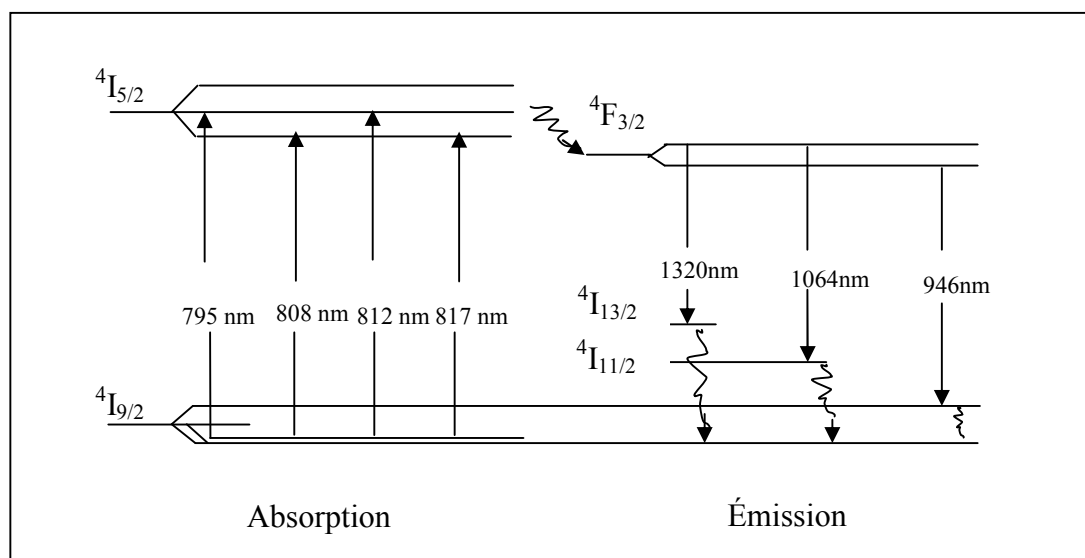


Figure II.12 : Transitions d'absorption et d'émission du Nd : YVO₄

II.3.4. Spectre d'émission du MCA

Nous avons, dans un premier temps, enregistré le spectre d'émission à la sortie du MCA. Pour cela nous avons utilisé le montage expérimental de la figure II-13.

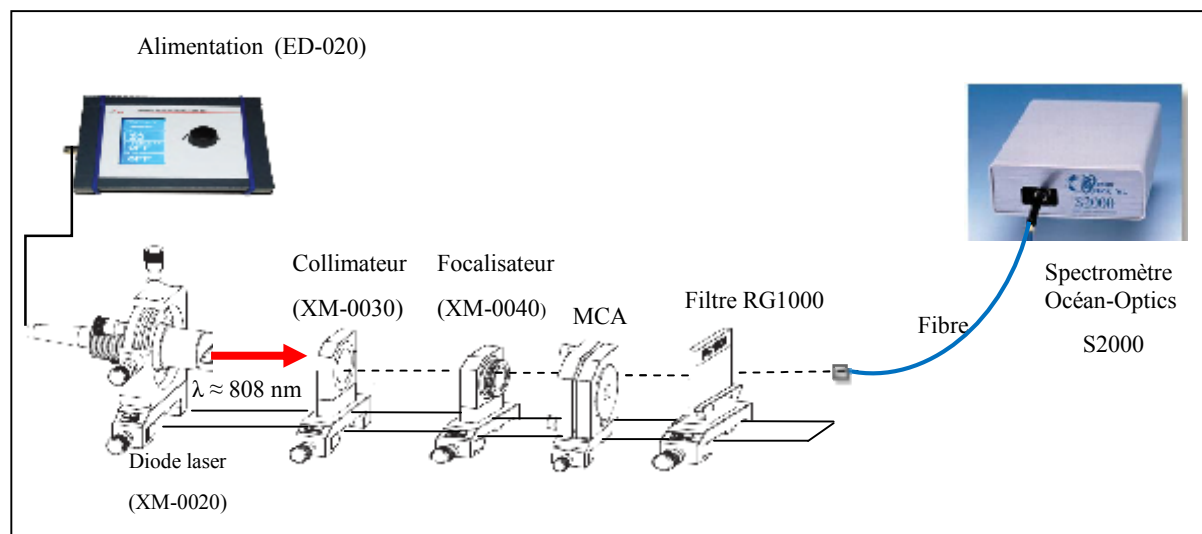


Figure II.13 : Le banc optique pour mesurer le spectre d'émission du Néodyme

Après des réglages optiques adéquats, nous avons obtenu le spectre donné en figure II-14. Celle-ci montre que le spectre est composé de la raie à 808 nm de la diode pompe, de la raie laser centrée sur 1064 nm et de la seconde harmonique centrée sur 532 nm.

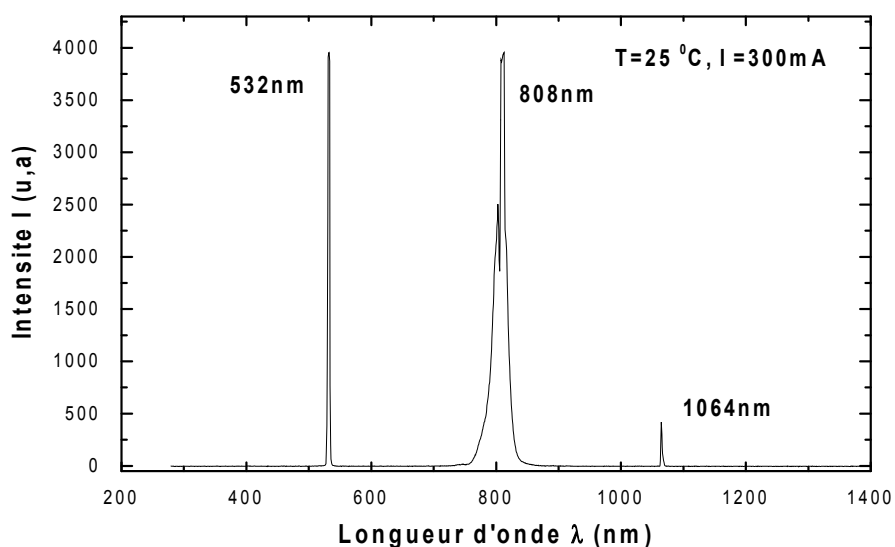


Figure II.14 : Spectre émis à la sortie du MCA

Il apparaît donc que malgré un fort coefficient d'absorption du cristal Nd :YVO₄, la raie laser pompe n'est pas complètement absorbée par le milieu actif. Cela est dû à la faible longueur de la cavité. Rappelons que l'amplification n'a lieu que sur une longueur de l'ordre du millimètre ce qui n'est pas suffisant pour éliminer la pompe. D'autre part, au vu de la structure monolithique du micro laser, la raie à 532 nm est systématiquement émise en sortie du MCA. Ce qui veut dire qu'une bonne partie de la puissance laser à 1064 nm a été utilisée pour générer la seconde harmonique (Nous verrons ceci, en détail, au chapitre III qui sera consacré au doublage de fréquence). Cela explique, en partie, la faiblesse relative de cette raie. Cependant, dans la suite de ce chapitre, nous utiliserons un filtre, RG 1000, pour éliminer la seconde harmonique.

D'autre part, comme montré sur la courbe de la réponse spectrale illustrée sur la figure I.10 du chapitre I, le spectromètre est beaucoup plus sensible dans le visible que dans le proche infra rouge. Enfin, comme attendu, l'oscillation laser a lieu à 1064 nm. En effet, le traitement adéquat des miroirs a permis de favoriser cette oscillation au détriment des raies d'émission possibles du laser situées à 946 nm et 1320 nm.

II.3.5 Spectre d'émission du micro laser Nd:YVO₄

La figure II. 15 montre les spectres de l'émission du laser MCA en présence du filtre RG1000 qui 'bloque' les émissions relatives à la seconde harmonique ainsi que le 2^{ième} ordre correspondant. Ces spectres sont obtenus pour 2 courants d'injection différents ($I = 270$ mA et $I = 300$ mA) et pour une température de la diode de 20 °C.

Nous pouvons alors en déduire que lorsque la puissance de la pompe augmente, l'absorption du cristal YVO₄ augmente (le signal détecté à 808 nm diminue) engendrant ainsi une augmentation du signal laser à 1064 nm.

Pour approfondir nos mesures et tendre vers la saturation du milieu amplificateur par l'augmentation de la puissance pompe, nous avons réalisé plusieurs enregistrements à la température de 20 °C pour des intensités pompes croissantes. Les résultats sont donnés en figure II-16.

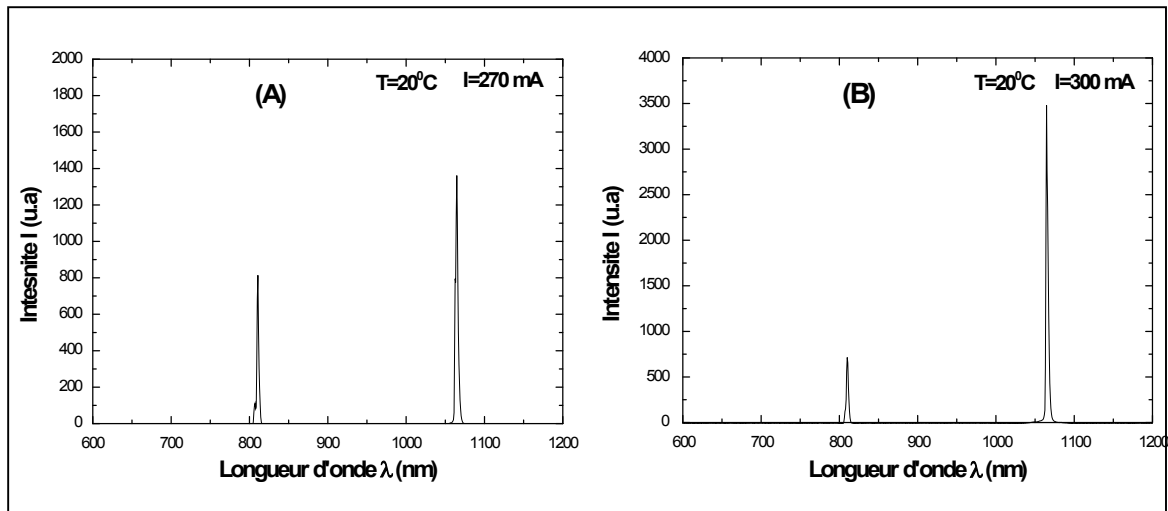


Figure II.15 : Représentation des raies du barreau Nd : YVO₄ pour T=20 °C

A notre grand étonnement, nous constatons que notre laser oscille, à priori, sur deux raies centrées respectivement sur 1064 et 1084 nm ! S'il est bien établi que la raie à 1064 nm est une transition caractéristique du Nd, par contre il n'est mentionné pratiquement nulle part son fonctionnement à 1084 nm ! En effet, ils sont rares les travaux qui la mentionnent en tant qu'oscillation possible du Nd.

L'émission à 1084 nm est une signature indiscutable du couple Nd :YVO₄ comme cela est montré sur le diagramme d'énergie donné sur la figure II-17, que nous avons tiré de la référence [34]. Le champ cristallin du YVO₄ est tel que, dans ce cas, la dégénérescence du niveau excité ⁴I_{11/2} se scinde en sous-niveaux Stark du Nd, ce qui permet à cette oscillation d'apparaître. C'est là un processus qu'on ne retrouve pas dans le couple Nd : YAG.

Ainsi, la figure II-16 montre que le laser oscille sur les deux raies avec, cependant, une émission plus importante sur la raie 1064, en particulier pour des courants relativement faibles (inférieurs à 500 mA). Le micro laser oscille, dans ces conditions, principalement sur la raie à 1064 nm. Cela est prévisible puisque la section efficace est plus faible pour la 1084 nm. L'écart en amplitude entre les deux raies a, néanmoins, tendance à diminuer lorsque le pompage augmente. Cela est dû à notre avis au fait que la raie 1064 nm se rapproche de la saturation contrairement à la deuxième raie.

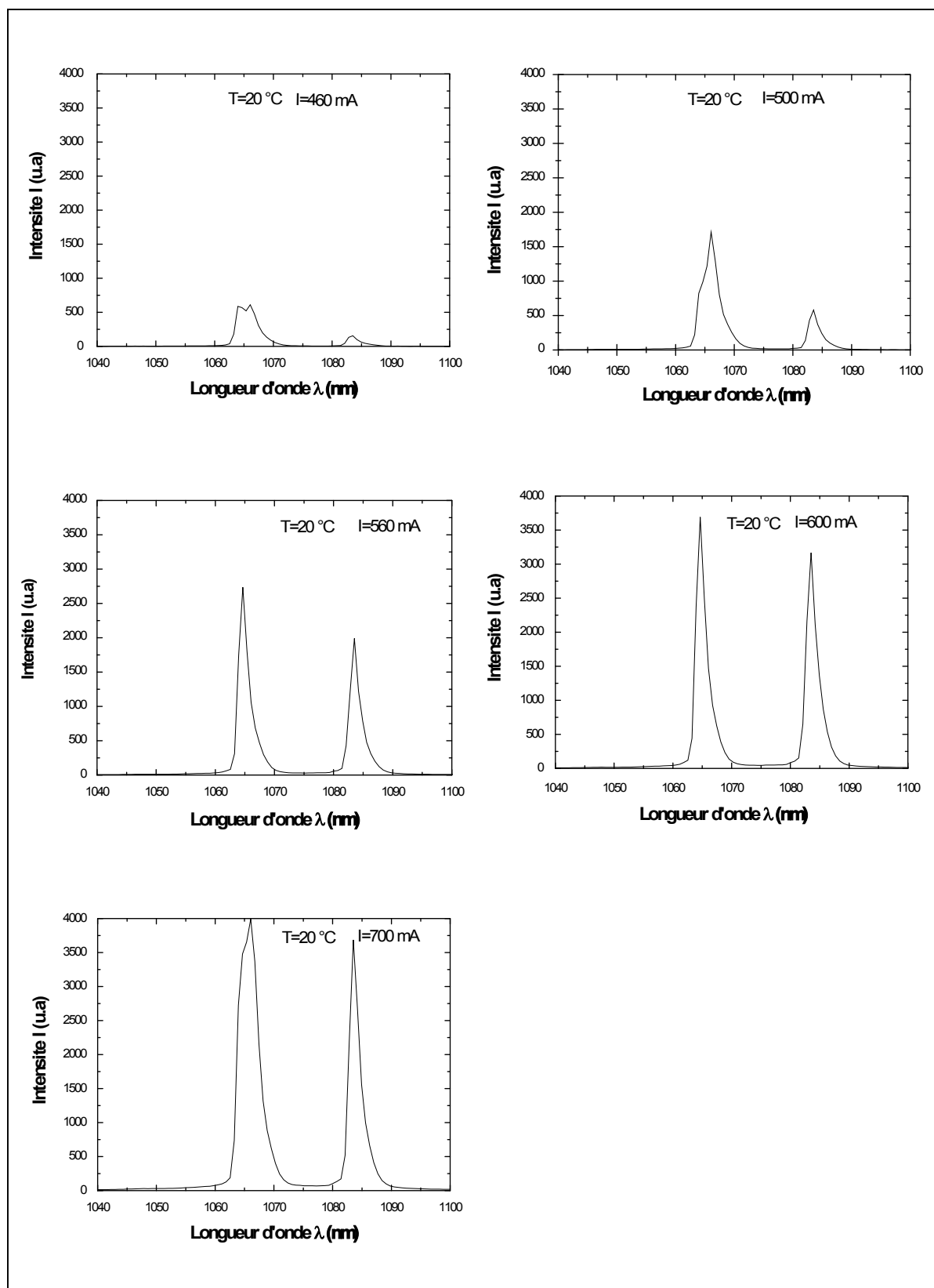


Figure II.16 : Spectre d'émission du laser Nd:YVO₄ pour T=20 °C

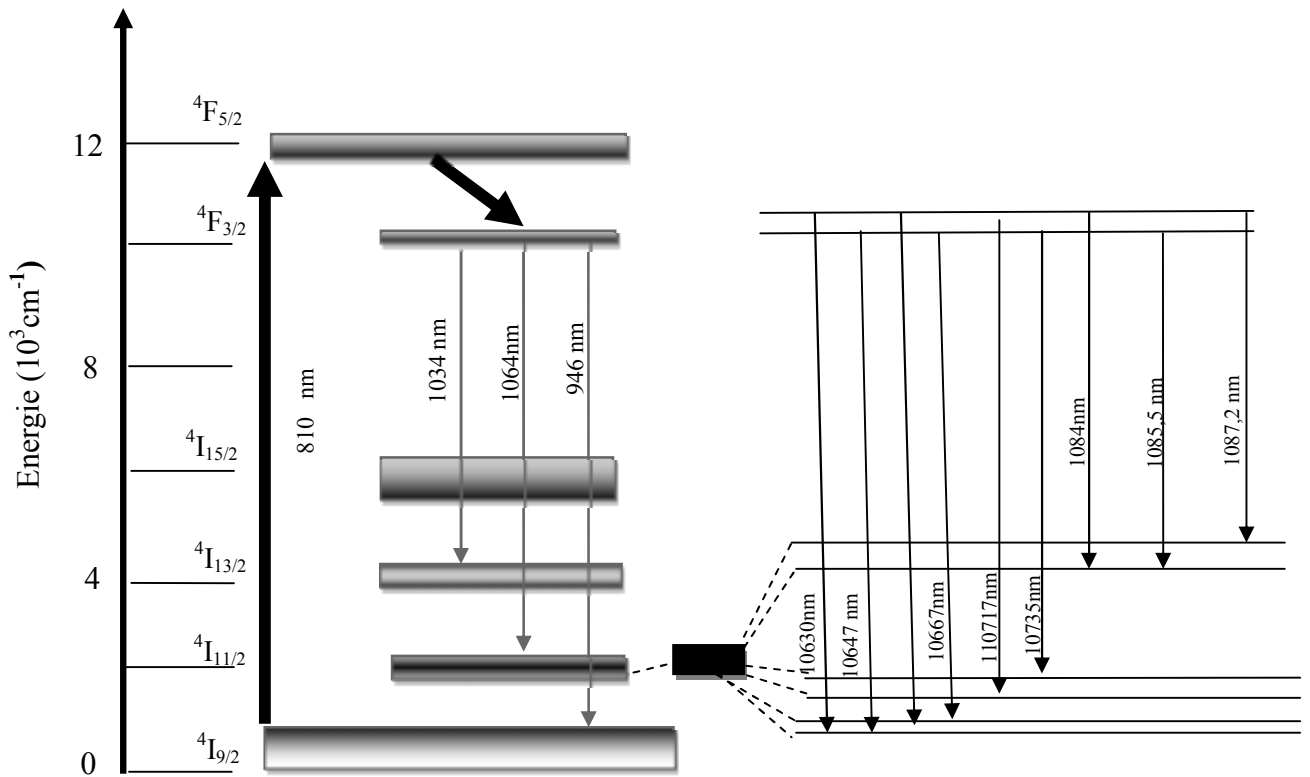


Figure II.17 : Diagramme d'énergie du Nd :YVO₄

La figure II-18 montre un autre enregistrement de spectres mais cette fois ci à une température plus basse ($T=15 \text{ }^\circ\text{C}$). On constate que le phénomène est plus accentué que précédemment. Ainsi, pour des courants inférieurs à 600 mA, le laser fonctionne en mono raie. Ce n'est que pour des courants plus importants qu'il oscille en bi raies avec une émission plus importante à 1064 nm. La différence entre les sections efficaces des deux raies joue pleinement son rôle ici.

D'autre part, l'oscillation en mono raie dans un grand intervalle de courants d'injection explique peut être la rareté des travaux sur l'émission à 1084 nm.

Ainsi donc, le champ cristallin du cristal hôte est d'une grande importance dans le fonctionnement en multi raies du laser. Dans le Nd :YAG, ce champ n'est pas suffisant pour lever la dégénérescence du niveau $4F_{3/2}$ et permettre l'oscillation sur, par exemple, la raie à 1084 nm. Alors que, dans le Nd :YVO₄, le fonctionnement en multi raies est possible à la seule condition d'un pompage relativement élevé.

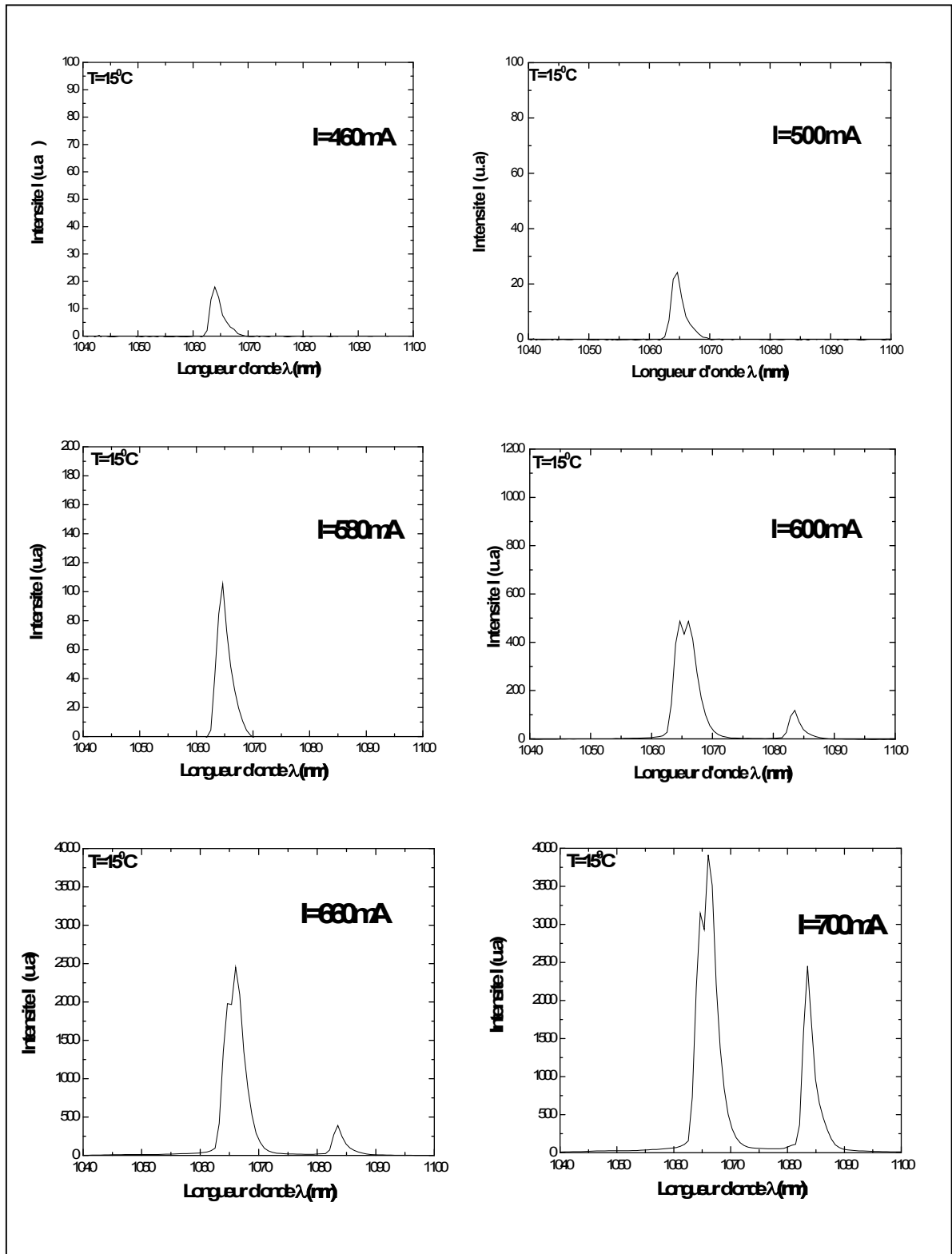


Figure II.18 : Spectre d'émission du laser Nd:YVO₄ pour T=15 °C

Cependant, pour confirmer par mesure de précaution que c'est bien une raie à 1084 et non pas un autre mode longitudinal oscillant, nous calculons, pour une cavité de longueur de 2 mm, l'écart en nm entre deux modes successifs.

Il est connu que le laser solide à néodyme possède environ 800 modes axiaux par mètre de cavité, ce qui donne pour la cavité de 2 mm de longueur, 1.6 modes. Compte tenu de l'indice du cristal, notre laser devrait osciller sur 2 ou 3 modes.

D'autre part, l'intervalle spectral libre (ISL) entre 2 modes axiaux est donné par :

$$ISL = \Delta\nu = \frac{c}{2L} = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 4 \cdot 10^{-3}} = 37,5 \cdot 10^9 \text{ Hz} = 37,5 \text{ GHz}.$$

L'équivalent en longueur d'onde est donné par :

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu}{\nu} \lambda = \frac{\Delta\nu}{c} \lambda^2 = 0,2 \text{ nm} \ll 20 \text{ nm}$$

Cette valeur est bien inférieure à l'écart spectral de 20 nm mesuré entre les deux signaux observés à 1064 et 1084 nm. Ainsi, la transition à 1084 nm correspond bien à une raie et non pas à un mode. Elle est une caractéristique du couple Nd :YVO₄

Notons que le pouvoir de résolution du spectromètre ne nous permet pas de mettre en évidence ni les modes axiaux oscillants ni les raies très voisines de $\lambda = 1064 \text{ nm}$ (voir le diagramme d'énergie de la figure II-17).

II.3.6. Spectre d'émission du micro laser avec un cube séparateur de polarisation

Nous avons tenté d'analyser la polarisation du rayonnement émis. Pour cela, nous avons disposé un cube séparateur de polarisation à la sortie du laser. La figure II-19 montre le dispositif expérimental utilisé. Il est quasiment identique à celui décrit précédemment avec cependant un filtre pour éliminer la seconde harmonique et le cube pour séparer les polarisations, verticale et horizontale, de la lumière émise. Les spectres obtenus sont illustrés sur la figure II-20.

Au vu du spectre obtenu, il n'est pas aisé de tirer une conclusion tranchée en ce sens qu'en réalité notre laser oscille probablement sur 2 ou 3 modes polarisés-orthogonalement. En outre, il est possible que les raies à 1064 nm et à 1084 nm ne soit que la superposition de deux ou plusieurs raies comme cela est suggéré par la figure II-17.

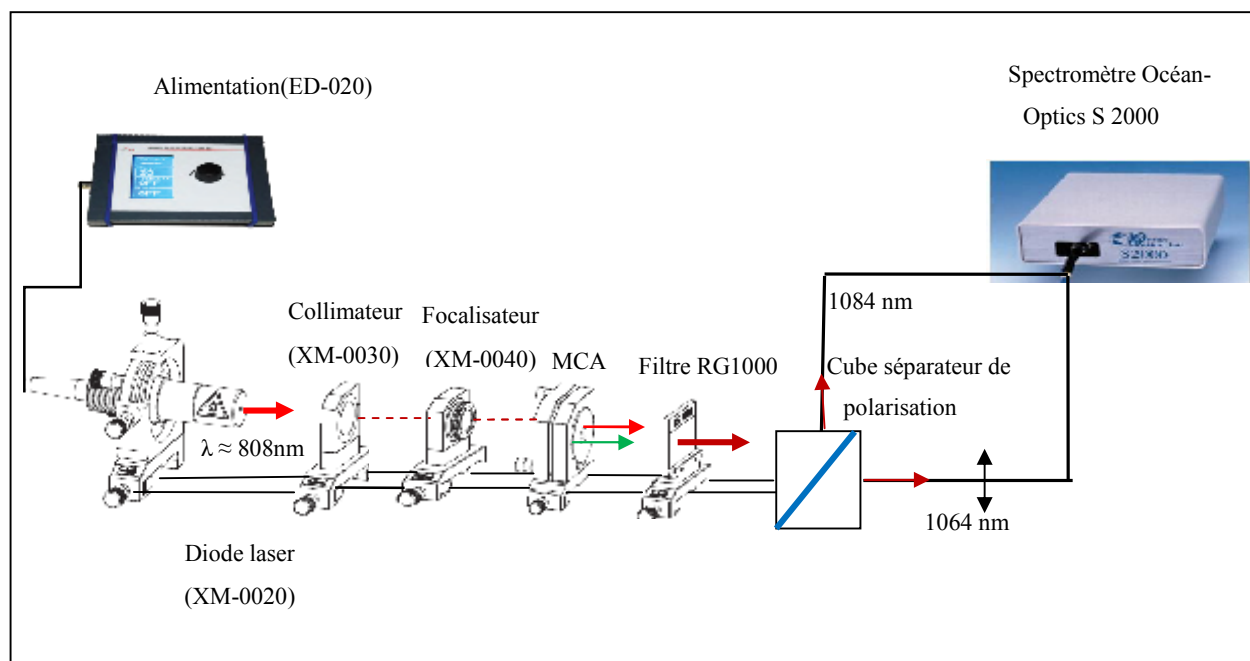


Figure II.19 : Dispositif expérimental pour la détermination du mode de polarisation du MCA

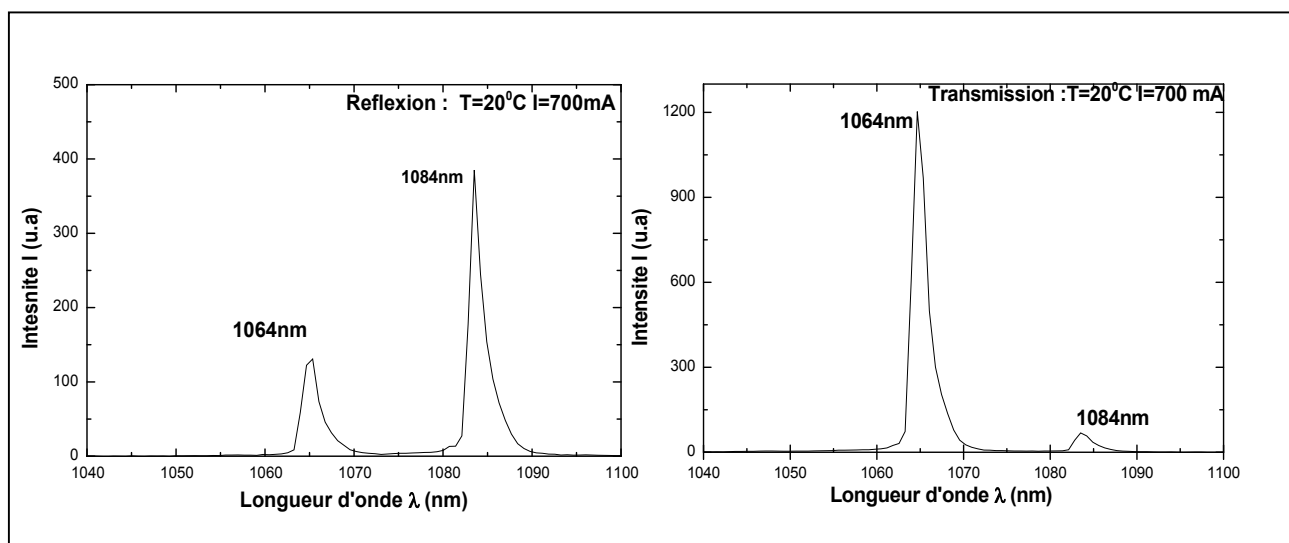


Figure II.20: Représentation du spectre du micro laser avec un cube séparateur de polarisation

D'autre part, les spectres obtenus montrent que la puissance transmise par le cube séparateur est plus importante à 1064 nm que celle à 1084 nm, par contre la puissance réfléchie est faible à 1064 nm et plus intense à 1084 nm. Nous pensons, dès lors, que les deux raies sont probablement partiellement polarisées. Pour confirmer cela, il est nécessaire de disposer d'un

spectromètre à haute résolution afin de séparer les différentes composantes que pourrait comporter les raies à 1064 et à 1084 nm.

II.3.7 Puissance émise à la sortie du micro laser

A l'aide du wattmètre, nous avons relevé la variation de la puissance à la sortie du micro laser en fonction du courant d'injection dans la diode pompe. La figure II.21 montre la courbe obtenue.

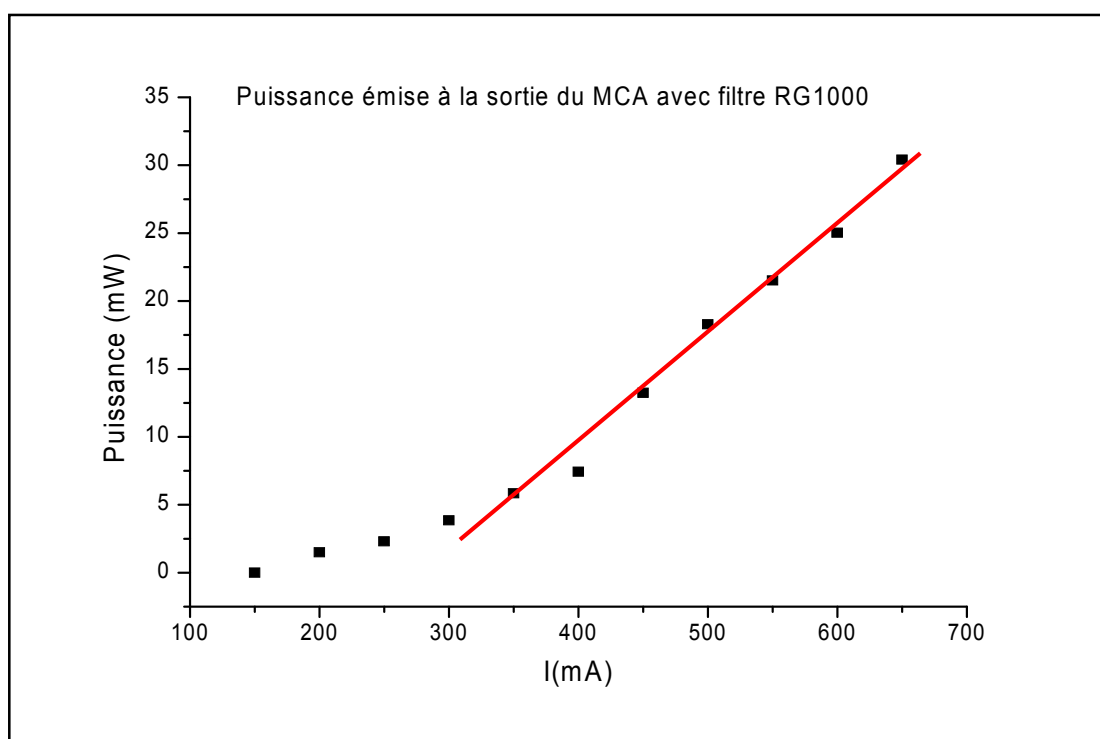


Figure II.21 : Puissance émise à la sortie du MCA sans la seconde harmonique

Nous constatons qu'en dessous du courant seuil (< 150 mA), il n'y a pas encore d'effet laser dans la diode pompe et la puissance émise est donc nulle. Au dessus du seuil et pour des valeurs relativement faibles du courant (≈ 200 mA), le gain dans la cavité est inférieur aux pertes. On est en dessous de l'accrochage du laser et la puissance mesurée, très faible, est due à l'émission spontanée. Au delà du seuil d'oscillation, la puissance varie d'une manière quasi linéaire avec le courant d'injection comme le montre la droite tracée en continu sur la figure II.21, ce qui est conforme à la théorie.

Notons néanmoins que le signal mesuré comporte principalement les puissances des deux raies lasers et très peu de la puissance pompe.

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude sur le micro laser Nd:YVO₄, pompé longitudinalement par une diode laser émettant autour de 808 nm.

Ce travail nous a permis de constater, d'un point de vue expérimental, que le remplacement de la lampe blanche par la diode pour le pompage du barreau Nd:YVO₄ est efficace. En effet, l'émission de la diode laser, située aux alentours de 808nm, est bien adaptée à la bande d'absorption du cristal Nd:YVO₄. Ceci permet alors un meilleur pompage avec un taux de conversion élevé.

Le barreau du Nd:YVO₄ absorbe principalement dans les bandes situées entre 790 et 820 nm et, avec un traitement adéquat des miroirs, il émet principalement une lumière avec une longueur d'onde typique à 1064 nm et, éventuellement, à 1084 nm dans le cas d'un pompage plus élevé.

Quant au spectre d'émission du MCA, il comprend, en plus de la raie de la diode pompe (808nm), les émissions laser à 1064nm et à 1084 nm ainsi que la seconde harmonique à 532 nm. L'utilisation du filtre RG1000, qui coupe le visible, nous permet de mesurer uniquement l'émission émise par le micro laser.

Pour des courants d'injection relativement faibles, l'oscillation laser a lieu principalement à 1064 nm. Cependant, pour un pompage plus grand, l'oscillation à 1084 apparaît. Celle-ci est moins intense à cause de sa section efficace plus faible. En fait, le champ cristallin du YVO₄, par effet Stark, lève la dégénérescence du niveau supérieur et permet l'apparition de cette oscillation. C'est là une caractéristique du couple Nd:YVO₄.

En utilisant un cube séparateur de polarisation, nous avons pu montrer que ces deux raies sont probablement partiellement polarisées.

Enfin, l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance pompe est quasiment linéaire comme le prévoit, par ailleurs, la théorie.

Une étude plus approfondie de ce micro laser est nécessaire mais pour cela il faudrait disposer d'un spectromètre à haute résolution et de filtres interférentiels à bandes très étroites.

Références

- [1] S.A. Payne and W.F. Krupke, « A glimpse into the laser crystal ball », *Optics and the Photonics News*, Vol. 7, No.8, pp. 31-35 (August 1996)].
- [2] L. De Shaser, « Vanadate crystals exploit diode pumped technology », *Laser Focus World*, pp. 88-93 (February 94)
- [3] G.L.Bourdet, Lescroart, R.Muller, “Spectral characteristics of 2 μ m microchip Tm:YVO₄ and Tm,Ho:YLF lasers ”*Opt.Comm.*150,141-146(1998)
- [4] **J.J.** Zayhowski, A. Mooradian, “Frequency-modulated microchip Nd :YAG microchip lasers ”,*Opt.lett.*14 (12), 618620(1989)
- [5] D. G.Matthews, R. S. Conroy, B. D. Sinclair, and N. MacKinnon, “Blue microchip laser fabricated from Nd : Y AG and KNbO₃,” *Opt. Lett.* 21 (3), 198 (1996).
- [6] N. Mackinnon. B. D. Sinclair, “A laser diode array pumped Nd-YVO₄ /KTP, composite material microchip laser” *Opt. Comm* 105(3.4),183-187 (1994)
- [7] R. S, Conry, T. Lake, G .J. Friel, A.J Kemp “ Self-Q-switched Nd: YVO₄ microchip lasers”. *Opt. Lett.* 23(6), 457- 459 (1998).
- [8] X. Zhang, S. Zhao. Q. Zhang .L. Sun. S. Zhang “ Optimization ofCr⁺⁴-Doped Saturable-Absorber Q-Switched lasers” ,*IEEE,J, Quant .Electron*33(12), 2286-2294(1997)
- [9] O. Ziane , S. Zaiba, T. Kouriba , J. Bosson, G Vitrant, and P. L. Baldeck ‘Cylindrical planar microlens based on diffraction of parallel metallic nanowires’ *J. Opt. Soc. Am. B, JOSA B* Vol. 29, No. 12 (2012)
- [10] S. Zaiba, T. Kouriba, O. Ziane, O. Stéphan, J. Bosson, G. Vitrant, and P. L. Baldeck ‘Metallic nanowires can lead to wavelength-scale microlenses and microlens arrays’ . *Optics express* Vol. 20, No. 14 P 15516 (2012)
- [11] M. Chalal, F. Ehrburger-Dolle, I. Morfin, J. Vial, M. Armas, J. S. Roman, N. Bölgen, E. Piskin, O. Ziane, R. Casalegno. ‘ Imaging the Structure of Macroporous Hydrogels by Two-Photon Fluorescence Microscopy’ . *Macromolecules*,42, 2009.

-
- [12] J. P. Pocholle, "Diodes lasers de puissances et lasers solides pompés par diodes", Ecole d'été "Les lasers et leurs applications scientifiques et médicales", Cargèse (20 juin – 2 juillet 1994)
- [13] T. H. Maiman "Optical and microwave-optical experiments in ruby"
Phys. Rev. Lett., 4, 564 (1960)
- [14] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson "Coherent light emission from GaAs junctions" Phys. Rev. Lett., 9, 366 (1962).
- [15] O.V. Bogdankevich "Electron-beam-pumped semiconductor lasers" Quantum Electron., 24, 1031 (1994).
- [16] Sabrina BRAMKI « *Interaction laser Nd-Yag pulsé –peau Application en dermatologie* »
Thèse de magister université mentouri Constantine 2003
- [17] D. Dangoisse, D. Hennequin, V. Zehlé, "Les Lasers", 2ème édition, Dunod (2004)
- [18] Sébastien Forget .Cours Optique des Laser & faisceaux gaussiens . Université Paris Nord .France
- [19] A. Aspect, C. Fabre, G. Grynberg, "Optique quantique 1 : Lasers", Tome I, Majeure de Physique. Centre Poly-Média de l'Ecole Polytechnique (Edition 2005)
- [20] W.T. Silfvast; "Laser Fundamentals", second edition 2004, School of Optics/CREOL,)
- [21] L. Tarassov, "physique des processus dans les générateurs de rayonnement cohérent", traduction française Edition Mir(1985)
- [22] R. A. Fields, M. Birnbaum, and C. L. Fincher, "Highly efficient Nd : Y V O₄ diode-laser end-pumped laser," Appl. Phys. Lett. 51, 1885 (1987).
- [23] Q. Mingxin, D. J. Booth, G. W. Baxter, and G. C. Bowkett, "Performance of a Nd :YVO₄ microchip laser with continuous-wave pumping at wavelengths between 741 and 825 nm," Appl. Opt. 32, 2085 (1993).
- [24] D. G. Matthews, R. S. Conroy, B. D. Sinclair, and N. MacKinnon, "Blue microchip laser fabricated from Nd : Y AG and KNbO₃," Opt. Lett. 21(3), 198 (1996).

- [25] G. J. Spühler, R. Paschotta, R. Fluck, B. Braun, M. Moser, G. Zhang, E. Gini, and U. Keller, "Experimentally confirmed design guidelines for passively Qswitched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers," *J. Opt. Soc. Am. B* 16, 376 (1999).
- [26] A.W. Tucker, M. Birnbaum, C. L. Fincher, and J.W. Erler, "Stimulated-emission cross section at 1064 and 1342 nm in Nd : Y V O₄," *J. Appl. Phys.* 48, 4907 (1977).
- [27] B. Beier, J.-P. Meyn, R. Knappe, K.-J. Boller, G. Huber, and R. Wallenstein, "A180 mW Nd : LaSc₃(BO₃)₄ Single-Frequency TEM₀₀ Microchip Laser Pumped by an Injection-Locked Diode-Laser Array," *Appl. Phys. B* 58, 381 (1994).
- [28] C. Bibeau, S. A. Payne, and H. T. Powell, "Direct measurements of the terminal laser level lifetime in neodymium-doped crystals and glasses," *J. Opt. Soc. Am.B* 12, 1981 (1995).
- [29] C. Becher and K.-J. Boller, "Intensity noise properties of Nd : Y V O₄ microchip lasers pumped with an amplitude squeezed diode laser," *Opt. Commun.* 147, 366 (1998).
- [30] Y. F. Chen, L. J. Lee, T. M. Huang, and C. L. Wang, "Study of high-power diode end-pumped Nd : Y V O₄ laser at 1.34μm : influence of Auger up conversion," *Opt. Commun.* 163, 198 (1999).
- [31] G.J. Spulher, R. Fluck ,M, Moser ,U, Keller " Experimentally confirmed design guidelines for passively Q-switched microchip lasers using semiconductor saturable absorbers", *J. Opt. Soc Am*;B.16(3) ,376-388(1999)
- [32] D.G. Matthews, J. R. Boon, R,S. Conroy .Sinclair "A comparative study of diode pumped microchip laser materials :Nd-doped YVO₄ ,YOS, SFAP and SVAP", *J. Mod . Opt* 43(5) , 1079-1087(1995)
- [33] A. Cosentino, A. Mondello, A. Sapia, A. D'Ottavi, M. Brotini, E. Nava, E. Stucchi, F. Trespidi, C. Mariottini, P. Wazen, N. Falletto, and M. Fruit, "All-Solid Laser Transmitter for Space Based LIDAR Applications" 22nd International Laser Radar Conference, (ILRC 2004).
- [34] A.A. Kaminckii, G.A. Bogomolova and L.Li, « Absorption, luminescence, induced radiation, and cristal splitting of the levels of ions of Nd³⁺ in the crystal YVO₄», *Izvestya Akademii Nauk SSSR*, Vol.5, N0. 4 pp. 673-690 (April 1969)

Chapitre III:

Génération de la seconde harmonique

III.1	Introduction	67
III.2	Partie théorique :	68
III.2.1	Equation de propagation de l'optique non linéaire	68
III.2.2	Processus optiques non linéaires	70
III.2.3	Non linéarité d'ordre deux	71
III.2.4	Génération de la seconde harmonique GSH	71
III.2.5	Propriétés des cristaux doubleurs pour le laser Néodyme	76
III.3	Considérations expérimentales	78
III.3.1	Description	78
III.3.2	Génération de la seconde harmonique	78
III.3.3	Spectre laser en sortie du MCA	79
III.3.4	Mesure de la puissance de la seconde harmonique émise en fonction du courant d'injection	81
III.4	Conclusion	83
	Références	84

III.1 Introduction

L'optique non - linéaire est la branche de l'optique qui s'intéresse à l'étude de l'interaction des rayonnements électromagnétiques intenses avec un milieu matériel. Les premières applications ont été mises au point par Kerr (1875), Pockels (1893) et Raman (1928). Franken et Coll ont réalisé, en 1961, une expérience de génération de seconde harmonique à l'aide d'une lame de quartz éclairée par un laser à rubis à une longueur d'onde de 694.3 nm [1]. Lorsqu'un matériau diélectrique est soumis à un champ lumineux, la réponse du milieu se traduit par l'apparition d'une polarisation qui est, pour un champ intense, non linéaire. Cette polarisation non linéaire peut, sous certaines conditions, rayonner un champ. Différents ouvrages [M. Born and Wolf, 1980, P. N. Butcher, 1990] ont été dédiés à l'établissement des relations entre l'onde fondamentale et l'onde harmonique.

Le processus non linéaire associé à la génération de seconde harmonique fait intervenir deux ondes de même fréquence ω qui interagissent dans un cristal non linéaire. Cette interaction donne lieu à la création d'une onde de fréquence double 2ω .

À travers ce chapitre, nous mettons en avant les principales caractéristiques des processus non - linéaires d'ordre deux et la manière de réaliser la génération de la seconde harmonique.

L'étude expérimentale que nous avons menée a porté principalement sur la caractérisation de la seconde harmonique générée dans laser. En effet, le dispositif expérimental utilisé comporte le micro laser Nd- YVO₄ présenté dans le chapitre précédent auquel est collé un cristal doubleur de phosphate de potassium titanyl (KTiOPO₄) plus connu sous le nom de KTP. Des couches diélectriques, jouant le rôle de miroirs, sont déposées directement sur les faces externes du système constituant ainsi une structure compacte, monolithique, plus connue sous le nom de MCA. L'ensemble est pompé par la diode laser étudiée au chapitre I.

La longueur d'onde de la seconde harmonique, centrée sur 532 nm, est ainsi obtenue à partir de l'oscillation laser à 1064 nm du laser Nd- YVO₄. Ainsi, pour réaliser le doublage de fréquence, on associe au milieu actif un cristal doubleur, non linéaire, convertissant le signal fondamental proche infrarouge en un signal visible par doublage fréquentiel.

Signalons que l'ajout du cristal doubleur se fait soit à l'intérieur de la cavité (insertion intra cavité) soit à l'extérieur de la cavité (extra cavité). C'est la première méthode que nous avons utilisée car elle présente plusieurs avantages (Meilleure efficacité de conversion fondamentale - seconde harmonique et plus grande compacité).

III.2 Partie théorique :

III.2.1 Equation de propagation dans l'optique non linéaire

Dans un milieu dépourvu de charges et de courants électriques, la propagation des ondes peut être décrite par les équations de Maxwell données par les expressions suivantes [2] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{III.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{III.2}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \quad \text{III.3}$$

c : vitesse de la lumière

\vec{P} : Vecteur de la polarisation du milieu

ε_0 : Permittivité diélectrique du vide ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$)

D'après les relations (III-2) et (III-3) nous permettent d'écrire :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad \text{III.4}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\left(\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{B} \right) \quad \text{III.5}$$

L'équation précédente devient :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \right] \quad \text{III.6}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad \text{III.7}$$

D'autre part :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \quad \text{III.8}$$

Comme :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) = 0 \quad \text{III .9}$$

Donc :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad \text{III .10}$$

De (III-7) et (III-10), on en déduit l'équation décrivant la propagation du champ électromagnétique :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad \text{III .11}$$

Sous l'effet d'un champ intense, la polarisation du milieu peut s'exprimer sous la forme de la somme de deux termes [3] :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} \quad \text{III .12}$$

Les grandeurs \vec{P}_L et \vec{P}_{NL} sont respectivement les contributions linéaire et non linéaire à la polarisation.

L'équation (III-11) devient :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\vec{P}_L + \vec{P}_{NL}) \quad \text{III .13}$$

D'où :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_L + \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P}_{NL} \quad \text{III .14}$$

En introduisant l'induction électrique :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}_L \quad \text{III .15}$$

L'équation (III-14) se met sous la forme :

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad \text{III .16}$$

L'équation (III-16) est appelée l'équation de Schrödinger non linéaire. Elle est le point de départ pour étudier l'influence des effets non linéaires sur la propagation des ondes dans les milieux non linéaires.

III.2.2 Processus optiques non linéaires

L'optique non linéaire regroupe l'ensemble des phénomènes résultants de l'interaction rayonnement - matière dont la réponse du matériau est non linéaire.

Lorsqu'une onde électromagnétique traverse un matériau, le champ électrique qui lui est associé modifie la position des charges des atomes ou molécules du milieu. La polarisation de celui-ci dépendra ainsi du champ. Dans le cas où l'amplitude du champ est relativement faible, la réponse optique du matériau est linéaire et la polarisation peut s'écrire sous la forme [4] :

$$\vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad \text{III .17}$$

Où \vec{P} est la polarisation linéaire (coulomb / m²)

Dans ces conditions, la susceptibilité diélectrique linéaire $\chi^{(1)}$ ne permet pas de coupler les ondes traversant le milieu pour induire des conversions de fréquences.

Dans le cas où le champ appliqué est intense (faisceau laser, par exemple), la partie non linéaire de la polarisation P_{NL} ne peut pas être ignorée. La polarisation du milieu s'écrit alors d'une manière générale :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi(\omega) \vec{E} \quad \text{III .18}$$

Où $\chi(\omega)$ est la susceptibilité effective qui s'exprime par:

$$\chi(\omega) = \chi^{(1)}(\omega) + \chi^{(2)}(\omega) \vec{E} + \dots \quad \text{III .19}$$

La susceptibilité effective $\chi(\omega)$ dépend bien entendu de l'intensité du faisceau incident.

Ainsi, dans le cas non-linéaire, la polarisation est développée en puissances croissantes du champ électrique :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi \vec{E} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \dots = \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \dots \quad \text{III .20}$$

Le terme $\epsilon_0 \chi^{(2)} E^2$ est appelé polarisabilité quadratique. C'est un terme d'ordre 2. Il est responsable de la génération de la seconde harmonique.

En identifiant (III-14) et (III-20), on peut écrire :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{P}_L = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \\ \vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E} \vec{E} + \dots \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{III .21a} \\ \text{III .21b} \end{array}$$

III.2.3 Non linéarité d'ordre deux

Il existe plusieurs effets non - linéaires d'ordre 2. Le tableau ci-dessous rassemble ces principaux effets ainsi que leurs applications.

Tenseur	Effet	Application
$\chi^{(2)} (2\omega, \omega, \omega)$	Génération de la seconde harmonique	Doubleur de fréquence
$\chi^{(2)} (2\omega_3, \omega_1, \omega_2)$	Génération de fréquence somme Génération de fréquence différence	L'amplification paramétrique, la biréfringence optique, la détection des signaux infra rouge, mélangeur de fréquence

Tableau III.1 : Effets non linéaires d'ordre deux

III.2.4 Génération de la seconde harmonique GSH

Il s'avère ainsi que la génération de la seconde harmonique (également appelée doublage de fréquence) est un processus d'optique cohérent du deuxième ordre où un milieu éclairé par un faisceau laser intense de fréquence ω (onde incidente) crée une onde harmonique de

fréquence 2ω [4]. Pour cela, les deux ondes de même fréquence ω qui interagissent dans le cristal non linéaire sont combinées pour former de nouveaux photons avec le double d'énergie. Cette interaction donne lieu à la création d'une onde de fréquence double ou de longueur d'onde moitié de celle des photons initiaux [5].

Le doublage de fréquence est un cas particulier du mélange à trois ondes. Deux de ces ondes ont alors la même fréquence ω et l'onde générée se propage à la fréquence double 2ω . (Figure III-1).

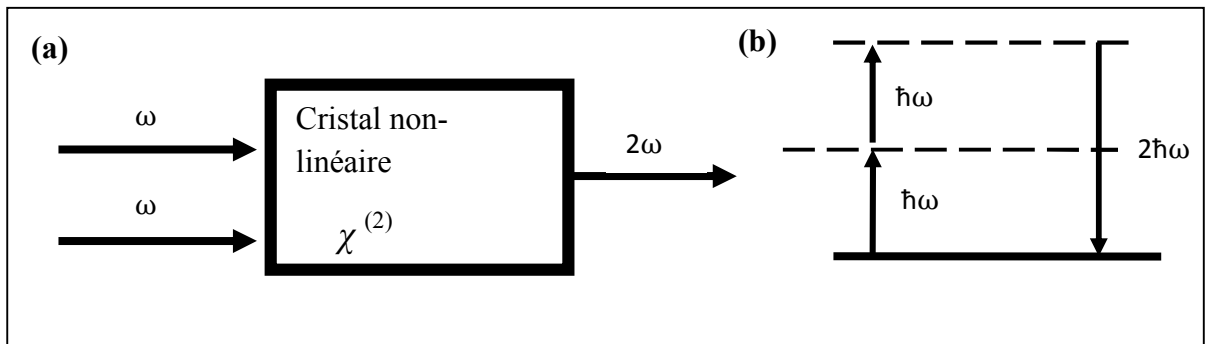


Figure III.1 : (a) Génération de la GSH (b) Diagramme d'énergie de GSH

L'amplitude du champ impliquée dans ce phénomène étant proportionnelle au carré de l'amplitude du champ d'excitation, le processus de génération de seconde harmonique correspond à l'absorption de deux photons de l'onde pompe et à la création simultanée d'un photon de fréquence double avec la même phase (figure1.b).

Dans ce qui suit, nous allons donner les expressions de l'équation de propagation du champ à la fréquence double (2ω). Considérons pour cela, une longueur de cristal l_c traversé par un champ pompe intense, conduisant à la génération d'un faisceau doublé en fréquence.

L'amplitude du faisceau à la fréquence 2ω est donnée par :

$$E(2\omega)[z = L] = \left(\frac{2\omega}{c}\right)^2 \frac{\chi^{(2)}E(\omega)^2}{2k_{2\omega}(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})} \{ \exp[i(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})l_c] - 1 \} \quad \text{III .22}$$

Avec :

$$\Delta k = \kappa_{2\omega} - k_{2\omega} = \frac{2\omega}{c}(n_\omega - n_{2\omega}) \quad \text{III .23}$$

Où : $k_{2\omega} = n(2\omega)\frac{2\omega}{c}$ et $\kappa_{2\omega} = 2k_{\omega} = 2n(\omega)\frac{\omega}{c}$

$n(2\omega)$: L'indice de réfraction à la fréquence 2ω

$n(\omega)$: L'indice de réfraction à la fréquence ω .

La quantité Δk est une grandeur représentant une condition vectorielle d'accord (ou de quasi accord) de phase pour générer la seconde harmonique.

En utilisant le fait que la puissance moyenne est le flux du vecteur de Poynting à travers une surface S. Soit :

$$P(2\omega) = 2n\varepsilon_0 c |E(2\omega)|^2 S$$

L'expression de la puissance de sortie P (2ω) du faisceau de pulsations 2ω est alors donnée par :

$$P(2\omega) = \frac{4(\chi^{(2)})^2 \omega^5}{\varepsilon_0 c^6 S \kappa_{2\omega}^2 k_{2\omega}} \frac{\sin\left[\frac{(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})l_c}{2}\right]}{\left[\frac{(\kappa_{2\omega} - k_{2\omega})l_c}{2}\right]^2} P^2(\omega) l_c^2 \tag{III .24}$$

- $P(2\omega)$ est la puissance de la seconde harmonique à la sortie du cristal doubleur.
- $P(\omega)$ est la puissance de la fondamentale à l'entrée du cristal
- S est la section du faisceau incident.

L'expression précédente montre que la puissance de l'onde harmonique varie de façon quadratique avec celle de l'onde fondamentale, ce qui est la signature d'un processus non linéaire du second ordre.

D'après l'expression (III-24), nous remarquons que :

- Le terme Δk joue un rôle essentiel dans les processus de génération de la seconde harmonique.
- La puissance à la sortie $P(2\omega)$ est proportionnelle au carrée de la puissance de la fondamentale et inversement proportionnelle à la surface rayonnée par la pompe.

- La distribution gaussienne du faisceau incident combinée à l'effet quadratique de la conversion de fréquence conduit à une réduction d'un facteur $\sqrt{2}$ du diamètre du faisceau de la seconde harmonique [6].

Pour caractériser l'efficacité de la génération seconde harmonique, on calcul ρ qui définit le rapport de la puissance de l'émission à 2ω à celle de l'onde pompe incidente. Elle est donnée alors par le rapport:

$$\rho = \frac{P(2\omega)}{P(\omega)} \quad \text{III.25}$$

Pour réaliser le processus de la génération de la seconde harmonique et augmenter l'efficacité de conversion, il faut satisfaire la condition de la conservation de l'énergie et des quantités de mouvement associées aux ondes excitatrices (ω) et induites (2ω). Cela a aussi pour conséquence l'élimination des variations sinusoïdales de $P(2\omega)$. Pour cela, il faut avoir :

$$\Delta k = 0 \quad \text{III.26}$$

Cette condition, appelée « l'accord de phase », est équivalente à $(n_{2\omega} = n_{\omega})$, comme montrée dans l'équation III.23.

Il est à noter que cet accord de phase ne peut pas être réalisée dans les matériaux isotropes ou à symétrie cubique où l'indice de réfraction vu par le faisceau seconde harmonique est bien supérieur à celui vu par l'onde émise à la longueur d'onde fondamentale ($(n_{2\omega} > n_{\omega})$). Il est alors utile et nécessaire d'utiliser des matériaux biréfringents, comme c'est le cas de la majorité des milieux non linéaires de second ordre. C'est le cas du milieu du doubleur de fréquences KTP utilisé dans notre travail. Dans de tels milieux, l'indice de réfraction vu par une onde dépend non seulement de fréquence mais surtout de sa direction de propagation. Dans le cas des milieux uniaxes caractérisés par deux axes cristallographiques correspondant aux lignes neutres du milieu, il existe deux indices caractéristiques : l'indice ordinaire n_o et l'indice extraordinaire n_e .

Pour réaliser donc l'accord de phase et satisfaire à l'équation III.29, deux possibilités sont alors offertes : accord de phase de type I et de type II

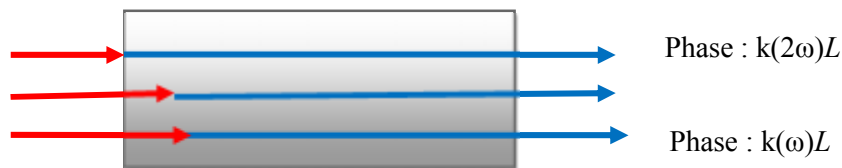


Figure III.2 : Condition d'accord de phase

a. Accord de phase de type I

Un accord de phase est dit de type I, lorsque les deux ondes fondamentales ont la même polarisation (selon l'axe ordinaire, par exemple) et l'onde harmonique se propage avec une polarisation orthogonale (selon l'axe extraordinaire). Ainsi donc l'accord de phase est réalisé lorsque les ondes à la fréquence fondamentale et à la fréquence double voient le même indice de réfraction. (Figure III.3).

Dans le cas du doublage de fréquence dans un cristal uniaxe positif, on a :

$$\omega + \omega \rightarrow 2\omega$$

Soit : $n_e(2\omega) = n_o(\omega)$ III.27

Les symboles « o » et « e » représentent, respectivement, la polarisation suivant l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire.

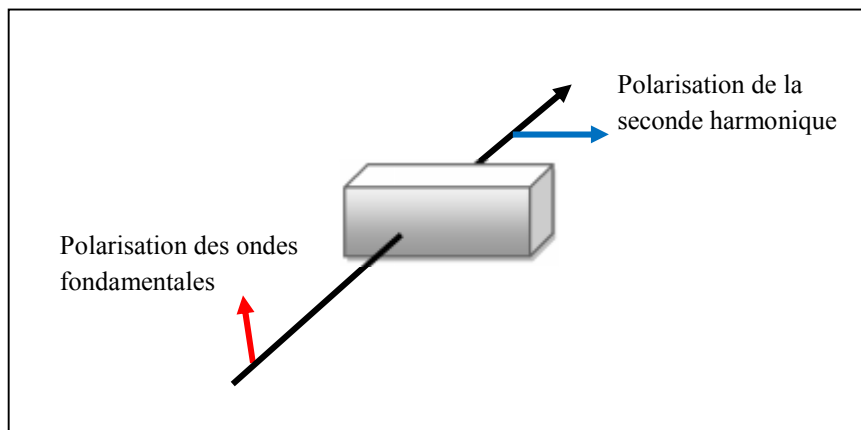


Figure III.3 : Accord de phase de type I

b. Accord de phase de type II

Un accord de phase est dit de type II lorsque les deux ondes fondamentales ont des directions de polarisation orthogonales (l'une suivant l'axe ordinaire « o » et l'autre suivant l'axe extraordinaire « e ») et l'onde résultante a l'une des deux polarisations (Figure III.4).

Dans ce cas, l'accord de phase est réalisé et l'indice de réfraction vu par la seconde harmonique est égal à la moyenne des deux indices vus par les ondes incidentes.

Pour un cristal uniaxe négatif, l'accord de phase s'écrit alors :

$$\Delta k = k_{2\omega} - (k_{\omega} + k_{\omega})$$

Ce qui correspond à :

$$n_e(2\omega) = \frac{1}{2}[n_o(\omega) + n_e(\omega)] \tag{III .28}$$

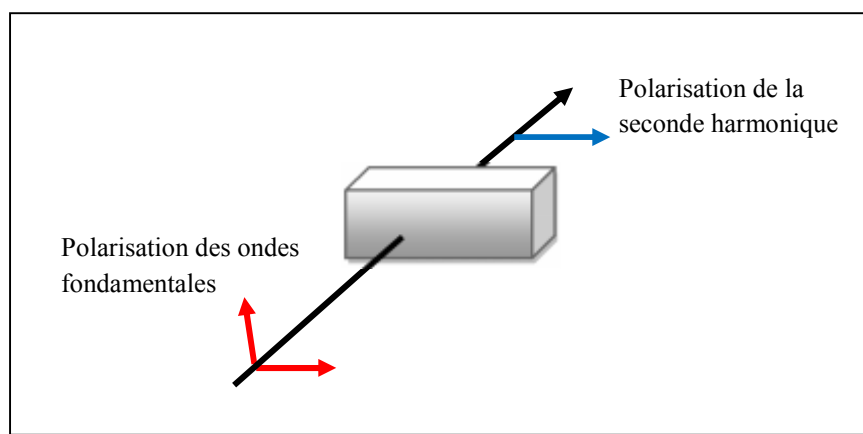


Figure III.4 : Accord de phase de type II

Il est important de signaler que dans le cas où la condition de l'accord de phase ne peut pas être satisfaite par la biréfringence (cas des milieux non linéaires isotropes), on a recours à la condition du quasi accord de phase qui consiste à varier l'indice de réfraction périodiquement. Cette variation est effectuée par une inversion de signe du non linéarité (exprimé par la susceptibilité) à chaque longueur de cohérence.

III.2.5 Propriétés des cristaux doubleurs pour le laser Néodyme

Pour produire un faisceau à 532 nm, on part d'un faisceau laser initial dont la longueur d'onde est de 808 nm, correspondant à l'émission de la diode pompe. Ce faisceau va pomper un cristal d'ortho vanadate d'yttrium (YVO₄), dopé à 2% de Néodyme. Le faisceau sortant, à 1064 nm, va traverser un cristal de KTP (KTiOPO₄) qui absorbe une partie du faisceau et réémet ensuite une lumière dont la longueur d'onde est à 532 nm (Figure III-2).

De part ses propriétés intéressantes, le cristal KTP (Figure III.5) (Potassium Titanyl Phosphate) est l'un des matériaux les plus utilisés en optique non linéaire appliquée aux lasers

à néodyme émettant sur 1064 nm. En effet, il présente de bonnes stabilités chimique, thermique, une large fenêtre de transparence et une grande capacité pour réaliser la condition d'accord de phase dans le domaine spectral considéré [7-8]. En outre, comme pour le Nd : YVO₄, il possède un bon facteur de conversion optique entre la raie fondamentale à 1064 nm et la raie générée, correspondant à la seconde harmonique, à 532 nm. Il est de l'ordre de 35 à 40 %.

Il existe, bien entendu, d'autres matériaux de même famille que le KTP utilisés dans l'optique non linéaire comme générateurs d'harmoniques tels que KH₂PO₄ (KDP), les Niobates tels que LiNbO₃, les Niobates de potassium comme le KNbO₃, les iodates LiIO₃, et NH₄PO₄ (ADP). Mais les cristaux les plus fréquemment employés sont le KDP (Phosphate de potassium d'hydrogène), le KTP (Potassium titanyl-phosphate), le BBO (borate de barium) et le LBO (Triborate de lithium) [9].

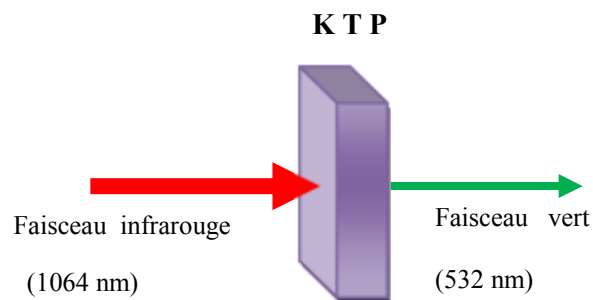


Figure III.5 : Doublage de fréquence

III.3. Considérations expérimentales

III.3.1. Description

La partie expérimentale de ce chapitre est consacrée à l'étude du processus de la génération de la seconde harmonique par un cristal doubleur de phosphate de potassium titanyl (KTiOPO₄) ou KTP. Le laser Nd : YVO₄, émet dans l'infrarouge à la longueur d'onde $\lambda_F = 1064$ nm et la lumière doublée en fréquence est verte avec une longueur d'onde $\lambda_F / 2 = 532$ nm.

Le travail expérimental a consisté en l'enregistrement du spectre d'émission à la sortie du MCA, suivi par la mesure de la puissance émise de la seconde harmonique en fonction d'une part du courant d'injection I de la diode et d'autre part de la puissance P émise par la diode.

III.3.2. Génération de la seconde harmonique

Pour la génération de la seconde harmonique, nous avons utilisé le montage expérimental illustré sur la figure III.6. Il nous a permis d'obtenir le spectre d'émission et la mesure de la puissance sortante du MCA. Ce dispositif a déjà été décrit dans le chapitre II. Rappelons qu'il est composé du micro laser en structure MCA (Nd- YVO₄ / KTP) pompé par la diode laser.

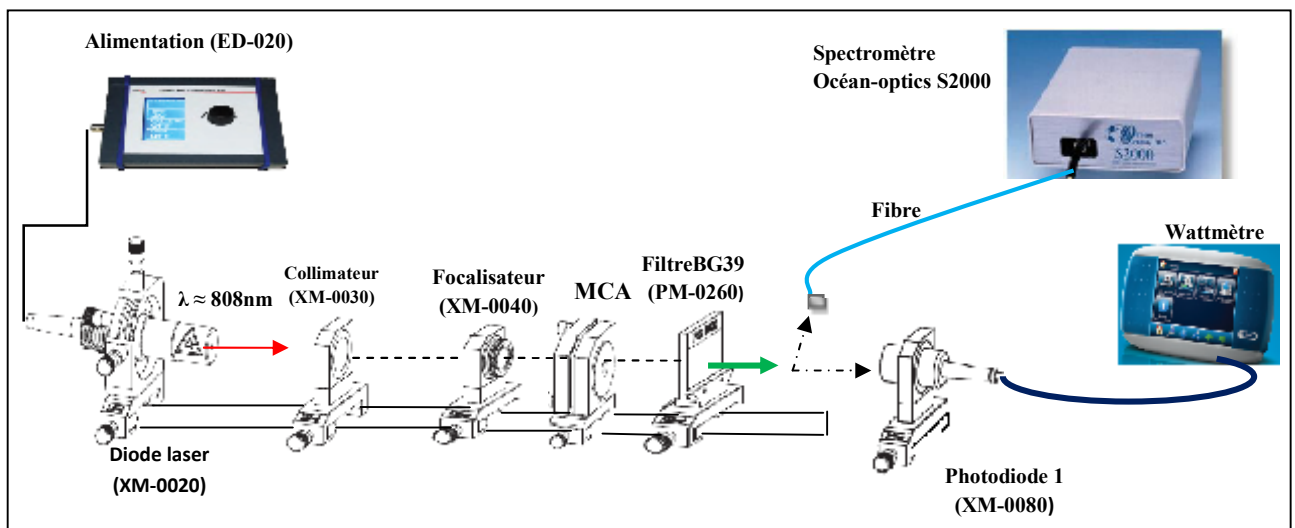


Figure III.6 : Dispositif expérimental pour l'étude du MCA

La détection se fait alors soit par le biais du spectromètre pour l'enregistrement du spectre émis, soit à l'aide du wattmètre pour les mesures de puissance.

Pour éliminer les raies situées dans le domaine infrarouge ($\lambda_P = 808 \text{ nm}$ et $\lambda_F = 1064 \text{ nm}$) et sélectionner seulement la raie visible correspondant à la seconde harmonique ($\lambda_S = 532 \text{ nm}$), plaçons, en sortie du laser, le filtre BG39. La figure III.7 illustre la courbe de transmission de ce filtre. On remarque que cette transmission est maximale et vaut 0.88 à la longueur d'onde de 500 nm.

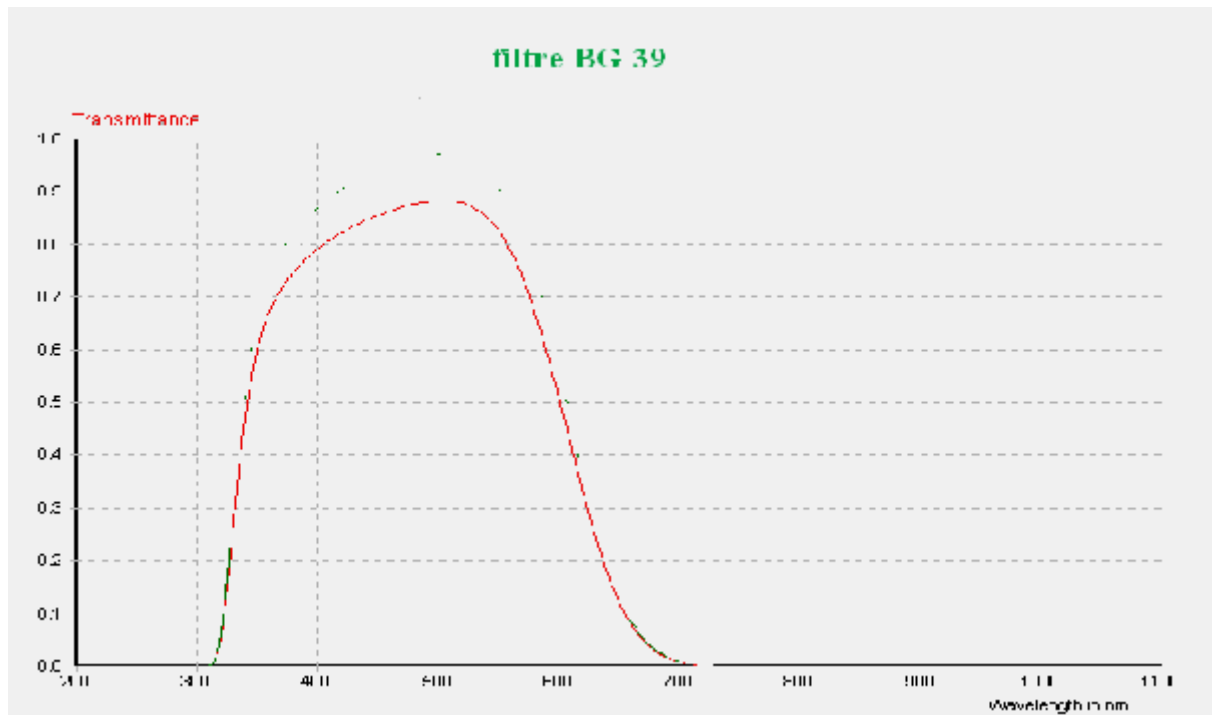


Figure III.7: Courbe de transmission du filtre Schott

III.3.3. Spectre laser en sortie du MCA

Cette expérience est réalisée avec une diode laser utilisée pour pomper le MCA. Le spectre est enregistré à l'aide du Spectromètre (Océan-Optics S2000).

Nous avons enregistré, dans un premier temps, le spectre en sortie du MCA sans le filtre BG39 et pour une température de la diode T de 25°C et un courant d'injection I de 300 mA . Le spectre obtenu est illustré en figure III-8. Celle-ci montre la raie pompe ($\lambda_P = 808 \text{ nm}$), l'oscillation laser sur la longueur d'onde fondamentale ($\lambda_L = 1064 \text{ nm}$) et la seconde harmonique oscillant à $\lambda_S = 532 \text{ nm}$. La figure III. 8 montre le spectre des faisceaux en sortie du MCA. Il, est à noter que le spectromètre n'étant pas utilisé pour la mesure des puissances, nous ne pouvons pas comparer dans ces conditions les puissances des trois raies enregistrées.

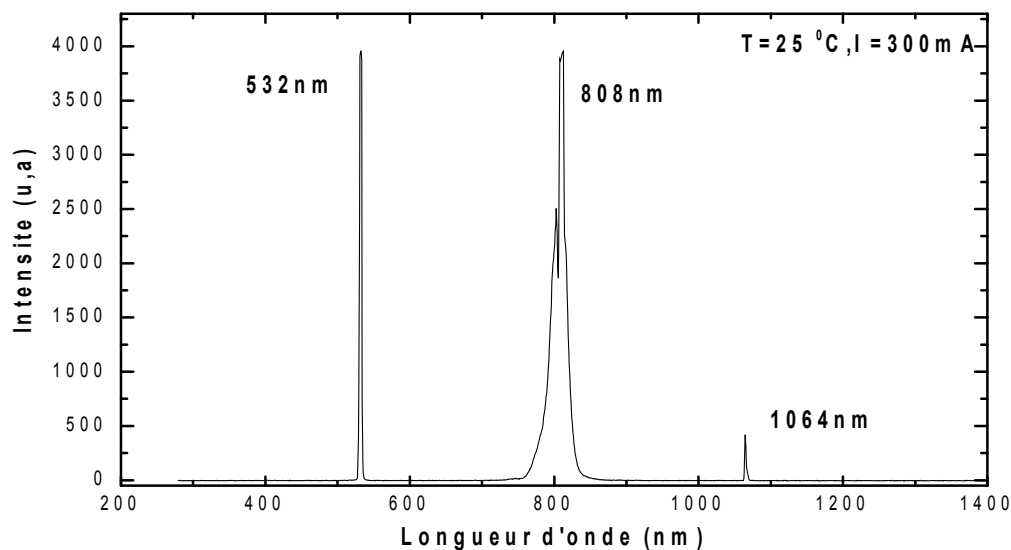


Figure III.8 : Spectre obtenu sans filtre en sortie du MCA

En mettant le filtre BG39 en sortie du MCA et pour les mêmes paramètres précédents de température et de courant de la diode, nous avons enregistré le spectre du faisceau correspondant à la seconde harmonique. Celui ci est illustré sur la figure III.9. Ce spectre montre une raie fine de longueur d'onde centrée sur la valeur $\lambda_S = 532\text{ nm}$ égale à la moitié de la longueur d'onde de la fondamentale λ_L . Elle correspond donc à la seconde harmonique générée par le cristal doubleur KTP.

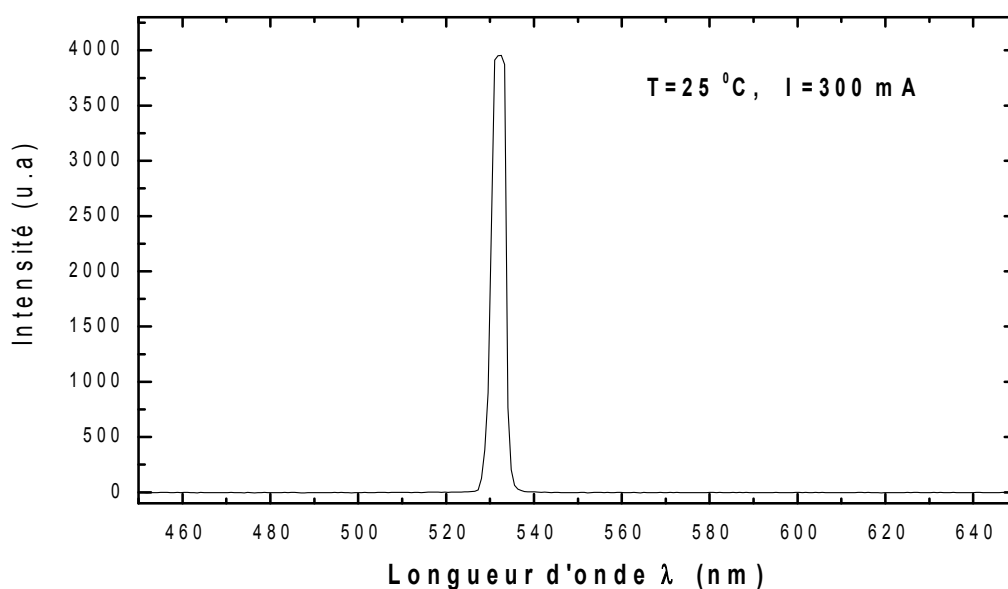


Figure III.9 : Spectre obtenu avec filtre BG39 en sortie du MCA

III.3.4. Mesure de la puissance de la seconde harmonique émise en fonction du courant d'injection

Afin de mesurer la puissance émise à 532nm, nous avons mis le filtre BG39 à la sortie du MCA. Nous fixons la température à 20°C et nous augmentons, à partir du seuil, le courant de la diode laser jusqu'à sa valeur maximale de 700mA. Le wattmètre mesure alors la puissance de la raie verte. La courbe obtenue est donnée sur la figure III-10.

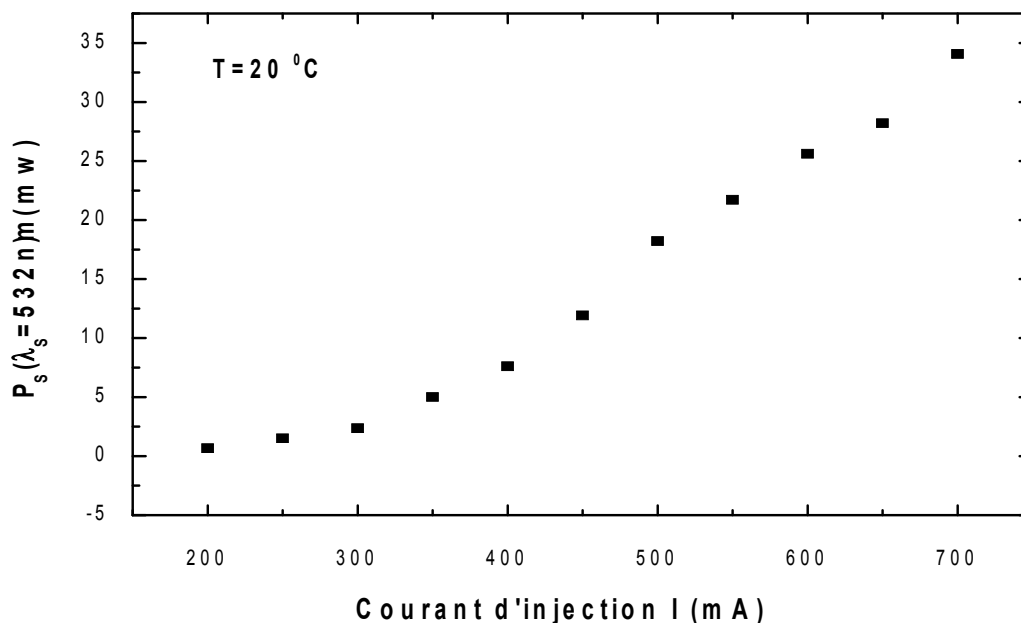


Figure III.10 : Évolution de la puissance de la seconde harmonique ($\lambda_s = 532$ nm) en fonction du courant d'injection

Nous constatons sur cette courbe que la génération de la seconde harmonique à 532 nm n'a lieu qu'à partir d'un certain courant d'injection seuil supérieur à $I_{\text{ths}} = 250$ mA. Au delà de cette valeur, la puissance de sortie de la raie à 532 nm augmente avec le courant d'injection I . Cela est dû à l'augmentation de la puissance de l'oscillation laser à 1064 nm avec la puissance de pompage. La conversion fondamentale - seconde harmonique est alors plus importante.

Rappelons que la puissance lumineuse du faisceau pompe varie linéairement avec le courant d'injection I , comme cela a été démontré expérimentalement au chapitre 1 (voir figure I.9). Cette caractéristique nous permet alors de tracer la courbe P_s ($\lambda_s = 532$ nm) en fonction de la puissance de la pompe P_p ($\lambda_p = 808$ nm). L'allure de la courbe obtenue est donnée sur la figure III.11. Elle montre une variation quadratique entre les deux grandeurs. Comme la variation entre la raie fondamentale à 1064 nm et la raie à 532 nm est linéaire, nous pouvons conclure que la puissance de la seconde harmonique varie quadratiquement avec

celle de la fondamentale, en accord avec la théorie présentée dans la première partie de ce chapitre.

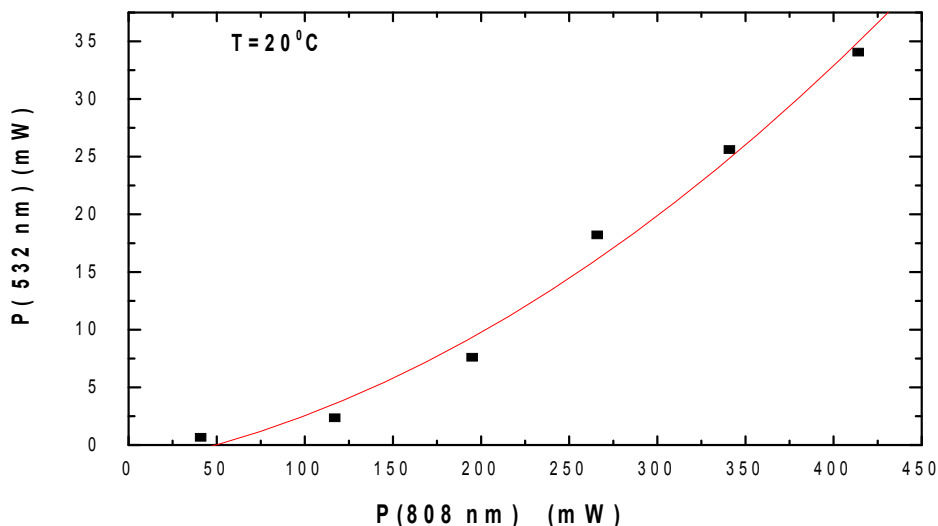


Figure III.11 : Évolution de la puissance de la seconde harmonique ($\lambda_s = 532 \text{ nm}$) en fonction de la puissance de la pompe ($\lambda_p = 808 \text{ nm}$). La courbe en continu montre le fit correspondant à une variation quadratique en fonction de $p(w)$

Pour confirmer cela, nous avons tracé sur la figure III.12, l'évolution de P_s en fonction du carré de la puissance de la diode. Nous constatons, sur la courbe obtenue, que la variation est quasi linéaire démontrant ainsi la caractéristique quadratique de P_s en fonction de P_F .

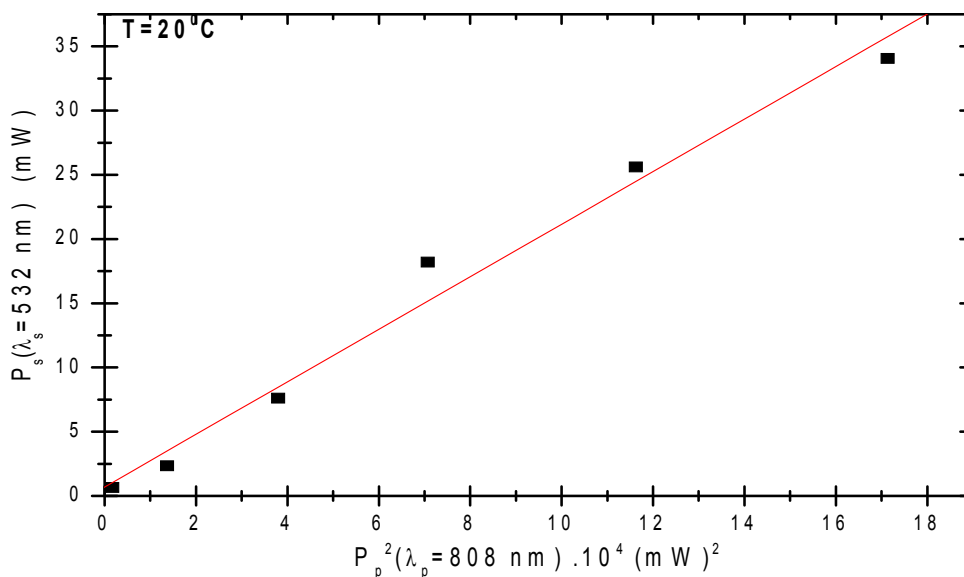


Figure III.12 : Évolution de la puissance de la seconde harmonique ($\lambda_s = 532 \text{ nm}$) en fonction du carré de la puissance de la pompe ($\lambda_p = 808 \text{ nm}$)

Conclusion

Nous avons abordé ce chapitre par la description des bases théoriques permettant de décrire les phénomènes de doublage de fréquence. La génération de la seconde harmonique avec des fréquences somme dans les cristaux non linéaires permet d'étendre la gamme des longueurs d'onde vers le visible, l'ultra violet ou l'infrarouge. Ce processus a beaucoup gagné, en efficacité de conversion et en souplesse, dès l'apparition des cristaux non linéaires à quasi-accord de phase.

Pour réaliser le doublage de fréquence, nous avons associé au cristal Nd-YVO₄ un cristal non linéaire convertissant le signal fondamental proche infrarouge en un signal visible, correspondant à la génération de la seconde harmonique. La variation de la puissance de la raie générée en fonction de celle de la pompe est alors quadratique.

Dans la partie expérimentale, nous avons étudié quelques propriétés de l'émission du MCA. Le cristal KTP, possédant des propriétés non linéaires, convertit grâce au phénomène de doublage de fréquence, l'émission intra - cavité à 1064 nm du micro laser en une lumière à 532 nm correspondant à la moitié de celle de la fondamentale. Ceci confirme que le cristal KTP a effectivement généré une seconde harmonique. Le miroir de sortie, ayant une transmission élevée à cette longueur d'onde, permet à cette dernière de sortir du MCA.

Nous avons constaté aussi que l'effet laser pour la 532 nm n'apparaît qu'à partir d'un certain seuil (autour de 250 mA) et que la puissance de sortie de la raie 532 nm augmente quadratiquement avec le courant d'injection et par conséquent avec la raie fondamentale.

Notons que l'obtention du maximum d'efficacité de conversion nécessite également la détermination de la taille du faisceau laser à l'intérieur du cristal doubleur. En effet, comme cela a été signalé dans la partie théorique, la puissance de la seconde harmonique est inversement proportionnelle à la taille du faisceau pompe. Une bonne conversion peut être obtenue en utilisant, par exemple, une lentille pour focaliser le faisceau laser à 1064 nm sur le cristal non linéaire. La compacité de notre dispositif ne nous a pas permis de le faire.

Références

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters et G. Weinreich: Generation of optical harmonics. Phys. Rev. Lett., 7:118–119, (1961).
- [2] J.C. Maxwell, A dynamical theory of the electromagnetic field, in Scientific papers vol.1, pp. 526 (1864).
- [3] G. P. Agrawal, “Nonlinear Fiber Optics,” 2nd Ed., Academic Press, Inc., (1995).
- [4] R.W. Boyd "Nonlinear optic" Academic Press (1992)
- [5] E.Reino :(2002), Les oxo borates de calcium et de lanthanide : Synthèse et recherche d'angles d'accord de phase non critique pour la conversion de fréquence de longueurs d'onde Laser spécifiques. Thèse de doctorat Paris
- [6] Paul Henri pioger "Thèse de Doctorat" France (2004)
- [7] Thomas, P.A phys, Conf ser 159(1989)
- [8] Boulanger, B Fev, J.P Delure opt .Phys ,32 ,584(1970)
- [9] G. C. Bhar, A. M. Rudra, P. K. Datta, U. N. Roy, V. K. Wadhawan et T. Sasaki, « A comparative study of laser second harmonic generation in some crystals », Pramana J. phys., vol.44, no. 1, p. 45–53, 1995.

Conclusion et perspectives

Le but de ce travail était l'étude du micro-laser Nd :YVO₄ / KTP en structure MCA, pompé longitudinalement par diode laser. L'étude des lasers solides, en l'occurrence le Nd :YAG, pompé transversalement par une pompe flash, a déjà fait l'objet de travaux dans notre laboratoire. Cependant, c'est la première fois que ce type de lasers solides, très compacts avec en outre un pompage optique longitudinal, ait fait l'objet d'une investigation par notre équipe. Il était donc nécessaire de caractériser entièrement ces micros lasers, en particulier la diode de pompage utilisée dans le dispositif expérimental. Ceci a donc constitué l'essentiel de notre travail.

Dès lors, nous nous sommes focalisés, dans la première partie de ce mémoire, sur la diode pompe qui est régulée en température et en courant d'injection. Le but étant de bien comprendre son fonctionnement afin de déterminer les paramètres adéquats pour un pompage optimal du MCA.

Nous avons alors tracé la puissance émise en fonction du courant d'injection I , pour différentes températures T (caractéristique $P(I, T)$). Les courbes obtenues montrent que la variation est linéaire et que, pour une température donnée, la puissance augmente fortement avec le courant. Ceci s'explique par le fait que l'inversion de population dans la diode augmente considérablement avec le courant injecté dans le semi conducteur, ce qui génère une émission stimulée importante et, par conséquent, une puissance émise plus grande. Par contre, cet effet est moins important lorsque le courant d'injection est constant et la température augmente.

D'autre part, l'analyse de ces courbes montre que l'effet laser dans la diode n'apparaît qu'à partir d'un seuil situé aux alentours de 140 mA. La valeur de ce seuil dépend étroitement de la température conformément à ce qui est prévu théoriquement. En dessous du seuil, l'émission est due à l'émission spontanée (fonctionnement de la diode en super luminescence).

En traçant les variations du courant seuil en fonction de la température, nous avons pu déterminer les constantes caractéristiques de la diode, notées I_0 et T_0 . Celles-ci sont propres à chaque diode et dépendent étroitement de la nature des semi conducteurs ainsi que du type de la jonction utilisée.

Nous avons également enregistré les spectres d'émission de la diode laser en fonction du courant d'injection I et de la température T . Les résultats montrent une dérive en longueur d'onde de l'ordre de $0,26 \text{ nm} / ^\circ\text{C}$ et de $0,004 \text{ nm} / \text{mA}$. Ce constat peut être dû au fait que l'élévation de la température, y compris par injection de courant, diminue la largeur de la bande interdite, diminuant ainsi la fréquence de l'onde émise.

La mesure de la largeur à mi hauteur de la raie, en dessous du courant seuil, montre qu'elle diminue faiblement tant qu'il n'y a pas d'effet laser. Par contre, dès que celui-ci apparaît, elle chute brutalement vers une valeur qui reste pratiquement constante et qui est de l'ordre de 3 nm . Ceci justifie la mono chromaticité du rayonnement laser.

Dans la deuxième partie de ce mémoire, nous nous sommes intéressés au fonctionnement du micro laser à néodyme doublé en fréquence par un cristal KTP. La structure monolithique de ce laser ainsi que le manque d'un matériel adéquat (un spectromètre à haute résolution, des cubes séparateurs de faisceaux et de polarisations, des filtres interférentiels performants ainsi que des filtres neutres) ne nous a pas permis d'approfondir notre étude. On s'est contenté alors d'enregistrer le spectre d'absorption du néodyme, le spectre d'émission du MCA ainsi que l'évolution des puissances émises des différentes raies en fonction de la puissance pompe. Les courbes obtenues montrent que le néodyme absorbe fortement aux alentours de 808 nm , ce qui explique l'utilisation d'une diode pompe émettant dans cette gamme de longueur d'onde. Cependant, le spectre à la sortie du MCA contient toujours la raie de pompage à 808 nm . Ce qui montre que la puissance de pompe n'est pas entièrement absorbée par le milieu actif malgré le fait que le coefficient d'absorption du couple $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ est assez important ($\alpha = 31,1 \text{ cm}^{-1}$ pour une concentration de $1,1 \%$ de Nd) comparé, par exemple, à celui du $\text{Nd}:\text{YAG}$ ($\alpha = 8,5 \text{ cm}^{-1}$ pour la même concentration). Bien entendu, nous retrouvons dans le spectre d'émission du MCA l'oscillation laser à 1064 nm et la seconde harmonique à 532 nm . En outre, pour des courants d'injection relativement élevés, on obtient une deuxième oscillation laser à 1084 nm . Celle-ci est une caractéristique du couple $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ puisqu'on ne la retrouve pas, par exemple, dans les autres micro lasers à néodyme tel que le $\text{Nd}:\text{YAG}$. Son amplitude est plus faible par rapport à celle du faisceau centré à 1064 nm à cause de la section efficace correspondante qui est plus petite. D'autre part, l'introduction d'un cube séparateur de polarisation sur le trajet du faisceau laser nous laisse penser que les deux raies à 1064 nm et 1084 nm sont probablement polarisées

partiellement. La non disponibilité d'un spectromètre à haute résolution ne nous pas permis de confirmer cela.

L'évolution des puissances émises en fonction de la puissance pompe à 808 nm, montre un comportement quasi linéaire pour l'oscillation laser à 1064 nm. Par contre, pour la seconde harmonique à 532 nm, l'évolution est quadratique. Ces constatations sont en accord avec la théorie. D'autre part, la génération de la seconde harmonique n'a lieu qu'à partir d'un certain courant d'injection seuil situé aux alentours de 250 mA. Cela montre que la génération de la seconde harmonique est un effet non linéaire qui nécessite un pompage intense.

Ce travail nous a permis donc de mieux cerner le fonctionnement du micro laser Nd :YVO₄ en structure MCA, doublé en fréquence par un cristal non linéaire KTP et pompé longitudinalement par une diode laser. Le travail est loin d'être terminé et on se propose, comme perspective, de poursuivre cette étude en s'intéressant d'une part à la structure fine des deux oscillations lasers à 1064 nm et à 1084 nm, d'autant plus qu'à notre connaissance, cette dernière n'a fait l'objet d'aucune investigation et d'autre part à l'étude des modes longitudinaux et transverses ainsi qu'aux phénomènes physiques responsables des sauts de modes déjà observés sur d'autres types de micro lasers.