

UNIVERSITE DE PROVENCE

THÈSE

**Présentée en vue de l'obtention du
doctorat de l'Université de Provence
Specialité : Physique atomique et Physique des lasers**

THIERRY BLANCHARD EKOGO

**PREPARATION DES LASERS PERFORMANTS
POUR LA SPECTROSCOPIE HAUTE RESOLUTION DE L'ION CALCIUM
ET DU REFROIDISSEMENT SYMPATHIQUE DES MOLECULES IONIQUES**

Soutenue le 28 Juin 2006 devant le jury composé de

M. Thomas COUDREAU, Université Denis Diderot (Paris VII)	Rapporteur
M. Michel DE LABACHERIE, Université de Franche-Comté	Examineur
Mme Marie HOUSSIN, Université de Provence	Examineur
M. Marc Sentis, Université de la Méditerranée	Président
Mme Fernande VEDEL, Université de Provence	Directrice de thèse
M. Jin YU, Université Claude Bernard (Lyon I)	Rapporteur

**« Il est pour moi, Physicien, absurde de penser que l'univers se soit fait par
hasard »**

Alfred Kastler

Remerciements

Je tiens à remercier Madame Fernande Vedel pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe de Confinement d'Ions et Manipulation Laser (CIML). Ce qui m'a permis de travailler dans les domaines passionnants de la physique à savoir l'optique, l'électronique, la physique atomique et moléculaire. Je la remercie également de m'avoir guidé dans la rédaction de ce manuscrit. Enfin j'ai apprécié la façon dont elle dirige l'équipe CIML.

J'ai été très heureux que Thomas Coudreau et Jin Yu acceptent d'être rapporteurs de ma thèse malgré leurs occupations en cette période de l'année scolaire. Je remercie Michel De Labacherie et Marie Houssin d'avoir fait partie du jury et Marc sentis de m'avoir fait l'honneur de le présider.

Michel Vedel a été toujours disponible pour répondre à mes questions d'électronique et d'optique. J'ai beaucoup apprécié le fait de travailler avec lui et surtout son humour pendant les phases difficiles de ma thèse.

J'ai beaucoup appris en travaillant avec Marie Houssin. Elle connaît très bien les diodes lasers. Elle est bien informée sur les travaux scientifiques portant sur les montages en cavité étendue et la stabilisation en fréquence des diodes lasers. Elle n'a pas hésité à me guider vers la bibliographie que j'avais besoin pour la rédaction de ce manuscrit. J'ai apprécié également sa gentillesse et sa façon de répondre aux questions de manière pédagogique. Enfin je la remercie d'avoir lu ma thèse et proposé des corrections.

Caroline Champenois a été toujours disponible à répondre mes questions en physique atomique et moléculaire. J'ai aimé sa façon de me faire comprendre des notions de physique atomique et mécanique quantique. J'ai été très content de partager le bureau avec elle et Marie Houssin.

Je tiens à remercier Martina Knoop de m'avoir appris des notions de piégeage d'ions. Elle m'a guidé vers la bibliographie que j'avais besoin sur le refroidissement des molécules et le piégeage des ions. Ses remarques sur mon manuscrit ont été très utiles pour la rédaction de la version définitive.

Gaëtan Hagel m'a fait profiter de toutes les connaissances dans le domaine des lasers et des asservissements. Son sens physique et son approche expérimentale m'ont guidé à préparer les diodes dont j'avais la charge. J'ai apprécié sa disponibilité à répondre à toutes mes questions sur la physique des lasers. Pour tout cela, je le remercie.

Je remercie Alain Miffre pour ses conseils. J'ai très apprécié le fait de travailler avec lui sur l'expérience du refroidissement des molécules.

Je n'oublie pas de remercier Didier Guillaumach' pour son aide en informatique, Kirmaci Hulya et Vincent Long.

Je ne peux terminer sans remercier des amis et des membres de ma famille qui m'ont beaucoup encouragé et soutenu moralement et matériellement. Je cite en particulier M. le ministre d'Etat Paul Toungui, M. Ndimangoye alphonse, M. Ngokama Bruno, M. Endestsouga Benjamin, M. Nganga Leonard, M. Ngouas Jean Evariste, M. Bamba Yacinthe, M. Ankouna Norbert, M. Didier Jaeger, M. Odjoua Gabriel, M. Dibegnoua Jean Pierre et M. Ngouelé Jean et je n'oublie pas surtout pas mes parents sans qui rien ne m'aurait été possible.

Table de Matières

Introduction	5
1 La spectroscopie de l'ion calcium	13
1.1 Les projets scientifiques de l'équipe CIML	13
1.2 Les termes spectraux de l'ion calcium.....	14
1.2.1 Les niveaux d'énergies	14
1.2.2 Le choix de l'isotope pour le projet de la réalisation d'un étalon de fréquence....	16
1.3 Le choix des lasers pour les différentes transitions.....	18
1.3.1 Le laser de refroidissement	18
1.3.1.1 Le laser titane saphir pour refroidissement	18
1.3.1.2 La diode laser à 794 nm doublée.....	19
1.3.1.3 La diode laser bleue.....	20
1.3.2 Le laser repompeur.....	20
1.3.3 Le laser d'horloge.....	21
1.3.3.1 La diode laser à 729 nm	21
1.3.3.2 Le laser titane saphir pour la transition d'horloge	22
2 Généralités sur les diodes lasers	25
2.1 Quelques rappels de la physique des semi-conducteurs	25
2.1.1 Les bandes d'énergie d'un semi-conducteur	25
2.1.2 La jonction PN	26
2.2 Fonctionnement d'une diode laser	26
2.2.1 Emission de la lumière	26
2.2.2 Les conditions d'oscillation laser.....	28
2.3 Quelques technologies de diodes lasers	30
2.3.1 Les diodes lasers à hétérojonctions	30
2.3.2 Les diodes lasers DFB et DBR.....	31
2.4 Les caractéristiques statiques des diodes lasers	32
2.4.1 La puissance émise.....	32
2.4.2 Les caractéristiques spatiales du faisceau des diodes lasers.....	34
2.4.2.1 Le champ proche	34
2.4.2.2 Le champ lointain.....	35
2.4.3 Accordabilité en fréquence d'une diode laser	36
2.4.3.1 Accordabilité avec la température.....	36
2.4.3.2 Accordabilité avec le courant.....	37
2.4.4 Spectre, bruits et largeur de raie des diodes lasers	37
2.4.4.1 Densité spectrale de puissance du champ laser	38
2.4.4.2 Largeurs de raie des diodes lasers	39
2.4.4.3 Facteur d'élargissement de la raie	40
2.4.4.4 Quelques expressions théoriques de largeur de raie.....	41
2.5 Caractéristiques expérimentales des diodes lasers de l'expérience du "refroidissement sympathique" des molécules.....	42

2.5.1	Le laser de refroidissement des ions calcium.....	42
2.5.2	Le laser repompeur.....	44
3 Mise en cavité étendue de diodes lasers 49		
3.1	Avantages.....	49
3.2	Description théorique	50
3.3	Les régimes de fonctionnement.....	52
3.4	Quelques configurations de cavités étendues.....	53
3.5	Réalisations expérimentales	55
3.5.1	Disposition des éléments de la cavité étendue	55
3.5.2	La stabilisation en température des diodes lasers.....	56
3.5.3	L'alignement de la cavité étendue.....	57
3.5.4	Quelques techniques pour aligner la cavité étendue	59
3.5.4.1	Alignement de la cavité étendue avec un générateur BF	59
3.5.4.2	Alignement de la cavité étendue avec une caméra.....	60
3.5.4.3	Alignement avec une caméra et un Fabry-Perot	61
3.5.5	Les caractéristiques spectrales des diodes lasers en cavité étendue.....	61
3.5.5.1	Le dispositif expérimental d'analyse	61
3.5.5.2	L'accordabilité en fréquence avec la longueur de la cavité externe.....	63
3.5.5.3	Mise en évidence des sauts de mode	63
3.5.5.4	Plage d'accord continu monomode.....	65
3.5.5.5	Accordabilité avec la rotation du réseau	68
3.5.5.6	Accordabilité avec le courant.....	68
3.5.6	Mesure des largeurs de raie des diodes lasers	70
3.5.6.1	Mesure des largeurs de raie avec des cavités Fabry-Perot.....	70
3.5.6.2	Mesure de largeur par battement avec un autre laser	71
3.5.7	Les variations temporelles des longueurs d'onde des diodes lasers	73
4 Stabilisation en fréquence des diodes lasers 77		
4.1	Rappels sur les asservissements des systèmes physiques.....	77
4.1.1	Définitions et fonctions de transfert	77
4.1.2	La stabilité des systèmes physiques asservis.....	80
4.1.3	La précision des systèmes asservis.....	80
4.1.4	Les corrections d'un système asservi.....	81
4.2	Les techniques d'asservissement en fréquence des diodes lasers.....	82
4.2.1	Les techniques optiques	82
4.2.2	Les références de fréquence	82
4.2.2.1	L'interféromètre Fabry-Perot	83
4.2.2.2	La raie atomique ou moléculaire	85
4.2.3	Les techniques électroniques.....	85
4.2.3.1	Asservissement d'un laser à flanc de frange d'un pic d' Airy d'une cavité Fabry-Perot.....	85
4.2.3.2	Asservissement au sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot en transmission à l'aide d'une détection synchrone.....	86
4.2.3.3	La technique d'asservissement Pound-Drever-Hall.....	87
4.3	Présentation des résultats expérimentaux	90
4.3.1	Montage optique.....	90

4.3.2	Asservissement en fréquence de la diode laser bleue à flanc de frange d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot	91
4.3.2.1	Montage électronique	91
4.3.2.2	Propriétés spectrales de la diode laser bleue asservie	92
4.3.3	Asservissement des diodes lasers au sommet des pics des cavités Fabry-Perot en transmission.....	96
4.3.3.1	Asservissement en fréquence de la diode laser bleue au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot	96
4.3.3.2	Asservissement en fréquence de la diode laser à 866 nm au sommet d'un pic de la cavité Fabry- Perot.....	99
4.3.4	Détection de la fluorescence des ions calcium avec la diode laser bleue	101

5 Piégeage, refroidissement laser des ions calcium, et refroidissement sympathique des molécules ioniques 105

5.1	Piégeage des particules	106
5.1.1	Généralités.....	106
5.1.2	Piège de Paul	107
5.1.3	Les équations de mouvement des ions piégés.....	108
5.1.4	Le diagramme de stabilité	111
5.1.5	Equation de mouvement d'un ion piégé dans la première zone du diagramme de stabilité	112
5.1.6	Les résonances non linéaires	114
5.2	Le refroidissement Doppler des atomes	117
5.3	Refroidissement sympathique des molécules ioniques.....	120
5.3.1.1	Généralités.....	120
5.3.1.2	Présentation du refroidissement sympathique des molécules ioniques en piège de Paul	121
5.4	Mise en place de l'expérience du refroidissement sympathique.....	123
5.4.1	Le piégeage des ions	123
5.4.2	Détection des ions piégés	126
5.4.3	La détection des ions par une excitation de fréquence variable.....	126
5.4.4	Transport des faisceaux lasers dans le piège.....	127
5.4.4.1	Injection des faisceaux lasers dans les fibres optiques.....	127
5.4.4.2	Injection des faisceaux lasers dans le piège	129

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

129

Introduction

Pour accéder à la compréhension de la matière, il est nécessaire d'étudier les éléments fondamentaux : les atomes. Mais il est très souvent difficile de distinguer les propriétés intrinsèques d'un atome de l'effet de son environnement. En effet dans les solides ou les liquides, les atomes interagissent fortement entre eux et ont donc tendance à avoir un comportement collectif; dans les gaz, leurs mouvements sont aléatoires à cause de l'agitation thermique qui les amène à se heurter fréquemment. Lorsque les gaz sont très dilués, on arrive à réduire considérablement les collisions entre atomes, leurs vitesses étant assez élevées. Pour pouvoir étudier l'évolution individuelle d'un atome ou d'un petit nombre d'atomes, il faut les confiner dans une très petite région de l'espace appelée piège. Pour piéger des particules chargées, on utilise deux types de pièges [PAU90]: le piège de Paul et le piège de Penning. Dans le piège de Penning le confinement des particules se fait à l'aide de l'association d'un champ magnétique et d'un champ électrique, par contre dans le piège de Paul leur confinement est réalisé par un champ électrique radiofréquence.

Le piège de Paul est capable de confiner pendant des durées allant de la seconde à plusieurs jours, des espèces ioniques (atomes et molécules) pourvu que le rapport de la charge sur la masse obéisse à certaines conditions fixées par la géométrie du piège, la tension et la fréquence du signal radiofréquence appliqué au piège. Les ions ainsi piégés ont généralement des vitesses relativement élevées, donc une température élevée. Il est donc nécessaire de les refroidir. De plus, les ions froids peuvent être observés pendant de longues durées, or une mesure est d'autant plus précise que le temps d'observation est long. Pour refroidir les ions on utilise un laser. Le principe du refroidissement laser est basé sur une force dite pression de radiation qui s'exerce sur l'ion [HAN75] [WIN75]. La fréquence du laser doit être inférieure à celle de la transition de refroidissement (décalage vers le rouge), ce qui fait l'ion absorber un photon quand il vient vers le laser et donc recule. La répétition des reculs encaissés par l'ion à chaque fois qu'il absorbe un photon crée la force de pression de radiation. Le photon absorbé a une quantité de mouvement, qu'il transfère à l'ion, provoquant ainsi une modification de la vitesse de l'ion suivant la direction du faisceau laser. L'ion subit aussi une variation de sa vitesse lors de la réémission du photon qui suit chaque absorption. Mais à la différence des reculs liés à l'absorption des photons laser, qui s'ajoutent tous dans la même direction, les reculs associés à l'émission spontanée des photons se produisent dans des directions

aléatoires; leur somme est donc nulle en moyenne. Sur un grand nombre de cycles absorption-emission, l'ion est en moyenne refroidi.

Le refroidissement laser des ions en piège de Paul a suscité le développement en cours de plusieurs étalons de fréquence à ions dans le domaine optique: Ba^+ [YU94], In^+ [BEC01], Yb^+ [BLY03], Hg^+ [DID01] [TAM04], Sr^+ [MAR03] [MAD04] et Ca^+ [TOY04]. Parmi ces différentes espèces ioniques, l'ion Ca^+ est un excellent candidat pour la réalisation d'un étalon de fréquence dans le domaine optique. Sa transition d'horloge $4^2\text{S}_{1/2} - 3^2\text{D}_{5/2}$ à 729 nm a un facteur de qualité $\nu/\Delta\nu$ (ν et $\Delta\nu$ sont respectivement la fréquence et la largeur de la transition) supérieur à 10^{15} . Il possède une transition dipolaire électrique à 397 nm permettant son refroidissement laser.

L'existence de l'isotope $^{43}\text{Ca}^+$ de spin nucléaire impair ($I=7/2$) permet de proposer un étalon de fréquence utilisant une transition hyperfine $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ qui est indépendante de l'effet Zeeman au premier ordre. De plus toutes les longueurs d'onde impliquées pour la réalisation de l'étalon optique basé sur un ion Ca^+ sont accessibles par les diodes lasers ou des lasers solides, ce qui permet d'envisager un montage d'horloge définitif compact et stable.

Pour la réalisation d'un étalon optique avec un ion unique de Ca^+ , l'équipe CIML (Confinement d'Ions et Manipulation Laser) a mis au point un piège miniature de type Paul-Straubel [CHA01]. Les premiers résultats obtenus par notre laboratoire sur ce projet d'étalon de fréquence sont le confinement d'un ion unique de Ca^+ dans le piège miniature, la préparation des lasers pour les différentes transitions [HOU1 03], [HER02] [LIS1 05], la mesure des durées de vie des niveaux métastables [KNO95] [KNO04] et l'évaluation des effets systématiques pouvant élargir la transition d'horloge [CHA04]. La prochaine étape de cette expérience est la stabilisation poussée du laser d'horloge et le refroidissement de l'ion Ca^+ jusqu'à obtenir la largeur naturelle.

Après le succès obtenu dans le refroidissement laser des ions confinés en piège de Paul, d'autres expériences sont en cours de développement pour refroidir des molécules. Les molécules froides sont très utiles pour les expériences de physique moléculaire notamment la spectroscopie à haute résolution, la manipulation de degrés de liberté internes et externes de molécules, et la réalisation de condensats de Bose-Einstein. Les molécules froides peuvent aussi être utilisées pour étudier les propriétés de la structure moléculaire, de réactions chimiques et l'optique quantique [VOG04]. Mais le refroidissement laser n'est pas applicable

sur les molécules à cause de l'existence de sous-niveaux rotationnels et vibrationnels aux états électroniques. Le "refroidissement sympathique" des molécules ioniques par la thermalisation avec un ensemble d'atomes ioniques refroidis par laser est très prometteur. Cette thermalisation se fait à l'aide des collisions coulombiennes. Ce type de refroidissement a été déjà testé avec succès dans d'autres groupes [DRE98] [EIJ99], [MØL00] et [BER04].

Nous proposons d'utiliser les compétences du refroidissement laser et du piégeage acquises sur le projet de réalisation d'un étalon de fréquence optique, au sein d'une nouvelle expérience pour réaliser et caractériser le "refroidissement sympathique" de molécules ioniques N_2^+ par les ions Ca^+ refroidis par laser. Pour cela, l'équipe dispose d'un piège de taille moyenne proche de la configuration idéale du piège Paul capable de confiner simultanément les deux espèces ioniques. Mais le refroidissement laser des ions Ca^+ basé sur la transition $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$, nécessite deux sources lasers: un laser à 397 nm et un laser à 866 nm pour recycler la population d'ions participant au refroidissement pouvant se désexciter dans le niveau métastable $3^2D_{3/2}$. L'équipe a acheté pour cette expérience deux diodes lasers: une diode laser Nichia NHL3000E multimode que nous appellerons par la suite "diode laser bleue" émettant autour de 400 nm et une diode laser SDL5412 monomode à 866 nm. L'utilisation de ces diodes lasers à des fins spectroscopiques exige une amélioration de leurs caractéristiques spectrales et spatiales. De plus elles doivent être accordables sur une plage de fréquence suffisante pour atteindre les transitions impliquées dans le refroidissement des ions Ca^+ .

Cette thèse comporte cinq chapitres. Le premier chapitre est consacré à une présentation des termes spectraux de l'ion Ca^+ et des différents lasers que l'on peut utiliser pour exciter chaque transition. Le second chapitre a pour but de rappeler quelques notions importantes sur les diodes lasers notamment, leurs principes de fonctionnement, leurs caractéristiques spatiales et leurs largeurs de raie, notion importante pour notre application. Le troisième chapitre s'intéresse à l'affinement spectral et à l'accord en fréquence des deux diodes lasers utilisées pour l'expérience du refroidissement sympathique. Ces performances passent par la mise en cavité étendue des diodes lasers. Le quatrième chapitre est consacré à la stabilisation en fréquence des diodes lasers. Nous présenterons dans ce chapitre quelques techniques d'asservissement en fréquence des diodes lasers et les résultats obtenus sur les techniques utilisées. Enfin le cinquième chapitre fait l'objet de la présentation des premiers résultats

obtenus dans cette expérience à savoir le piégeage et la détection électronique des ions Ca^+ , l'injection des faisceaux lasers dans les fibres optiques et la fabrication des faisceaux quasi-gaussiens au centre du piège en vue du refroidissement et d'une détection optique du signal de fluorescence des ions calcium.

1 La spectroscopie de l'ion calcium

1.1 Les projets scientifiques de l'équipe CIML

L'équipe Confinement d'Ions et Manipulation Laser (CIML) du laboratoire de Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires (PIIM) de l'Université de Provence travaille sur deux projets scientifiques portant sur le piégeage et le refroidissement des particules dans des pièges radiofréquences. Le premier projet porte sur la réalisation d'un étalon de fréquence optique sur une transition ultra fine d'un ion calcium unique confiné dans un piège miniature de type de Paul-Straubel mise en œuvre au laboratoire en 1995. Le but final de ce projet est d'asservir la fréquence d'un laser à 729 nm (411THz) sur la transition quadripolaire $4^2S_{1/2}$ - $3^2D_{5/2}$ de 200 mHz de largeur naturelle [CHA01] d'un ion unique de calcium, débarrassé des principales causes de l'élargissement de la transition. Pour réaliser cet asservissement, l'ion doit se trouver dans le régime de Lamb-Dicke, c'est-à-dire que l'amplitude de son mouvement doit être inférieure à la longueur d'onde interrogation [DIC53]. Pour réduire cette amplitude, l'énergie de l'agitation thermique de l'ion doit être réduite par un refroidissement laser efficace [BER98].

Le facteur de qualité Q est défini comme le rapport entre la fréquence et la largeur de la transition ($Q = \nu / \Delta\nu$). Pour cette transition $\nu = 411\text{THz}$ et $\Delta\nu = 200\text{mHz}$ le facteur de qualité de la transition d'horloge est supérieur à 10^{15} .

La stabilité en fréquence de l'oscillateur local qui est dans ce cas le laser à 729 nm est donnée par la variance d'Allan $\sigma(\tau)$ [ALL66]:

$$\sigma(\tau) = \frac{1}{Q \times S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (1.1)$$

avec Q le facteur de qualité, S/N est le rapport signal sur bruit de la détection de la transition atomique effectuée en un temps T_c et τ le temps de la mesure. La stabilité en fréquence de l'oscillateur local que l'on peut atteindre est de $\sigma(\tau) \approx 2,5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ [CHA04]. La stabilité actuelle des étalons de fréquence au césium qui travaillent dans le domaine des micro-ondes est de $\sigma(\tau) = 3,5 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ dans un jet de césium [MAK01] et de $\sigma(\tau) = 1,6 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$

[VIA05] dans les fontaines atomiques. La stabilité d'un étalon de fréquence avec un ion unique Ca^+ (dans le domaine optique) est de l'ordre 10 à 150 fois meilleure que les stabilités atteintes pour les étalons de fréquence dans le domaine micro-onde avec le césium!

L'un des principaux intérêts du projet d'étalon de fréquence utilisant comme référence un ion unique de calcium réside dans la potentialité d'un montage "tout -diode laser", ce qui permettra d'envisager un montage final compact.

Le second projet qui est encore dans une phase préliminaire, est le refroidissement "sympathique" de molécules ioniques dans un piège de Paul de taille moyenne. Dans ce projet, il s'agit de piéger simultanément les ions Ca^+ et les molécules ioniques N_2^+ . Les ions Ca^+ sont refroidis par laser et servent de "bain thermique" aux ions N_2^+ qui, eux, n'interagissent pas avec le laser de refroidissement. La thermalisation des molécules ioniques N_2^+ se fait par des collisions avec les ions Ca^+ refroidis par laser. Dans ce type de refroidissement, la température des molécules ioniques après les interactions coulombiennes avec les ions refroidis par laser peut atteindre l'ordre de 10mK [BOW99].

Les deux projets nécessitent des sources lasers adaptées. Dans ce chapitre, je présente les différents types de lasers utilisés pour la spectroscopie de l'ion Ca^+ .

1.2 Les termes spectraux de l'ion calcium

1.2.1 Les niveaux d'énergies

L'ion calcium (Ca^+) appartient au groupe d'ions alcalino-terreux dont la structure de premiers niveaux d'énergie est en Λ . Le schéma des premiers niveaux d'énergie (figure 1.1) comprend un niveau fondamental $4^2\text{S}_{1/2}$, des niveaux excités $4^2\text{P}_{1/2}$ et $4^2\text{P}_{3/2}$ de durées de vie respectives de $7,07 \pm 0,07$ ns et $6,87 \pm 0,06$ ns [GOS88]. Ce schéma de premiers niveaux d'énergie comprend également des niveaux métastables $3^2\text{D}_{3/2}$ et $3^2\text{D}_{5/2}$. Les durées de vie de ces niveaux métastables ($3^2\text{D}_{5/2}$ et $3^2\text{D}_{3/2}$) sont de l'ordre de la seconde et ont été mesurées plusieurs fois [URA93], [ARB94], [KNO95], [BIE96], [BLO99], [BAR00] [KNO04] [KRE04] et [KRE05]. La transition qui lie le niveau fondamental $4^2\text{S}_{1/2}$ au premier niveau excité $4^2\text{P}_{1/2}$ est une transition dipolaire électrique interne qui permet d'une part

l'observation de l'ion en détectant la fluorescence à 397 nm et d'autre part le refroidissement laser de l'ion. Cependant la population du niveau P possède une probabilité non nulle de se désexciter dans le niveau métastable D. Le taux de branchement est [GAL67]:

$$P_B = \frac{A(4P - 4S_{1/2})}{\sum_j A(4P - 3D_j)} = 17,9 \quad (1.2)$$

avec A la probabilité de la transition et j les différents niveaux de structure fine.

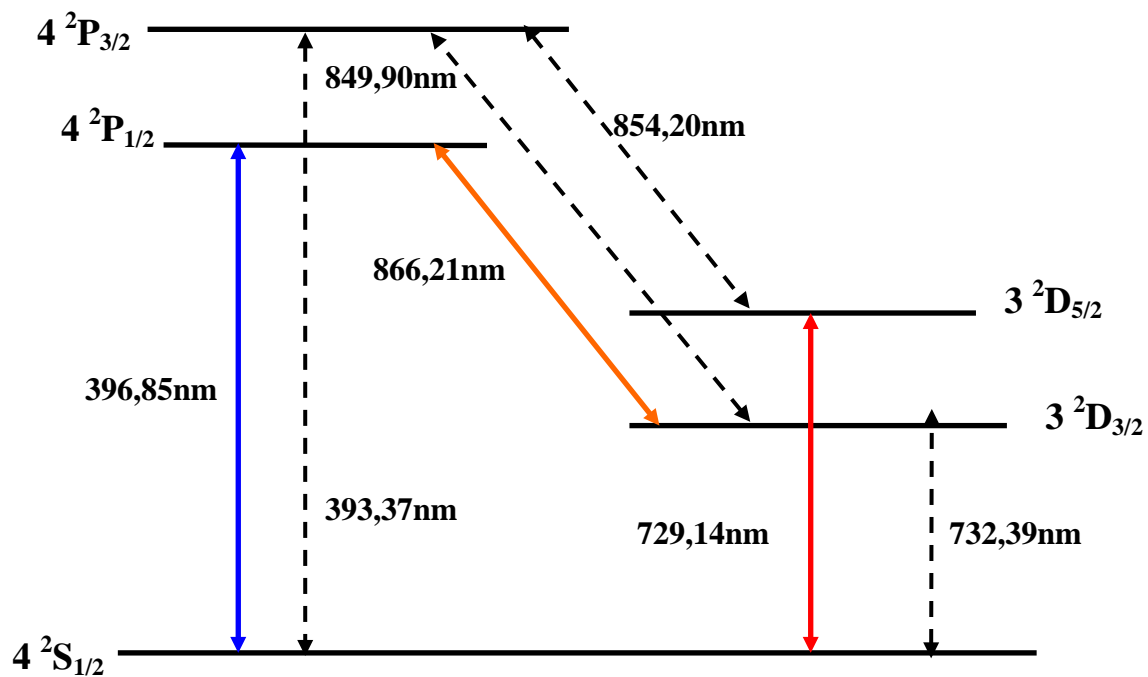


Fig1.1 : Le schéma des premiers niveaux d'énergie de l'ion calcium ($^{40}\text{Ca}^+$)

La valeur de cette probabilité indique que plus de 5% de la population du niveau P relaxent dans l'un des états métastables. La durée de vie du niveau $4^2P_{1/2}$ est très courte (7ns) par rapport à la durée de vie des niveaux métastable (1s), "le pompage optique" vers le niveau $3^2D_{3/2}$ est donc important pendant les durées d'observation. Pour un refroidissement laser continu et efficace, il est donc nécessaire de recycler les ions piégés dans le niveau $3^2D_{3/2}$ à l'aide d'un laser à 866 nm. Enfin la transition d'horloge $4^2S_{1/2}-3^2D_{5/2}$ est accessible par un laser à 729 nm. Les longueurs d'onde des différentes transitions se situent dans le domaine du visible et peuvent être en principe accessibles par des diodes lasers. Les durées de vie τ , les largeurs naturelles ainsi que les longueurs d'onde de quelques transitions de cet ion sont indiquées dans le tableau 1.1. Les durées de vie sont extraites des références

[GOS88], [KNO04] et [KRE05]. Les largeurs naturelles sont calculées à partir de la formule suivante:

$$\Gamma(\text{MHz}) = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (1.3)$$

Transition	τ	Γ	Longueur d'onde
$4^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$	$7,07 \pm 0,07 \text{ ns}$ [GOS88]	23MHz	397 nm
$4^2P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$	$6,87 \pm 0,06 \text{ ns}$ [GOS88]	23MHz	393nm
$3^2D_{5/2} - 4^2S_{1/2}$	$1152 \pm 46 \text{ ms}$ [KNO04]	140mHz	729 nm
$3^2D_{3/2} - 4^2S_{1/2}$	$1176 \pm 11 \text{ ms}$ [KRE05]	135mHz	732nm

Tableau1.1: Les durées de vie de quelques niveaux et les largeurs naturelles des transitions de l'ion calcium. τ désigne la durée de vie du niveau supérieur et Γ est la largeur naturelle de la transition.

1.2.2 Le choix de l'isotope pour le projet de la réalisation d'un étalon de fréquence

Pour étudier la faisabilité de l'étalon de fréquence avec un ion unique, l'équipe CIML utilise l'isotope $^{40}\text{Ca}^+$. Il représente 97% du calcium que l'on rencontre dans la nature (tableau 1.2).

Nombre de masse	40	42	43	44	46	48
Abondance relative(%)	96,941	0,647	0,135	2,086	0,004	0,187

Tableau 1.2. Abondance relative des différents isotopes de l'atome calcium à l'état naturel [WEA80]

Il n'a pas de spin nucléaire et par conséquent ne possède pas de structure hyperfine et chacun de ses niveaux d'énergie est dégénéré $2J+1$ fois où J est le moment cinétique total. La présence d'un champ magnétique lève complètement la dégénérescence et l'énergie des sous

niveaux correspondant aux différents m_J ($-J \leq m_J \leq +J$) est une fonction linéaire du champ magnétique B . Cette dépendance est une source d'incertitude sur la transition d'horloge. Pour l'éviter, l'équipe CIML envisage d'utiliser l'isotope $^{43}\text{Ca}^+$. Il possède un spin nucléaire $I=7/2$ et par conséquent il a une structure hyperfine (figure 1.2). Malheureusement, l'abondance de $^{43}\text{Ca}^+$ dans le mélange isotopique est très faible (0,135%). Dans la perspective de la mise en place de l'étalon de fréquence optique, il sera nécessaire d'utiliser un échantillon de $^{43}\text{Ca}^+$ enrichi ou de créer les ions par ionisation sélective en isotope de l'échantillon neutre, comme la photoionisation. Le principal avantage du $^{43}\text{Ca}^+$ est que toutes les transitions entre niveaux de $m_F = 0$ peuvent être utilisées comme transition d'horloge puisqu'elles ne sont pas perturbées par l'effet Zeeman au premier ordre. C'est dans cette optique que deux transitions ont été proposées :

- $^2S_{1/2}, F=4, m_F=0 - ^2D_{5/2}, F=2, m_F=0$ [PLU93]
- $^2S_{1/2}, F=4, m_F=0 - ^2D_{5/2}, F=6, m_F=0$ [CHA04]

Le tableau 1.3 indique la séparation en fréquence des niveaux hyperfins des différents états de l'ion $^{43}\text{Ca}^+$ [PLU93].

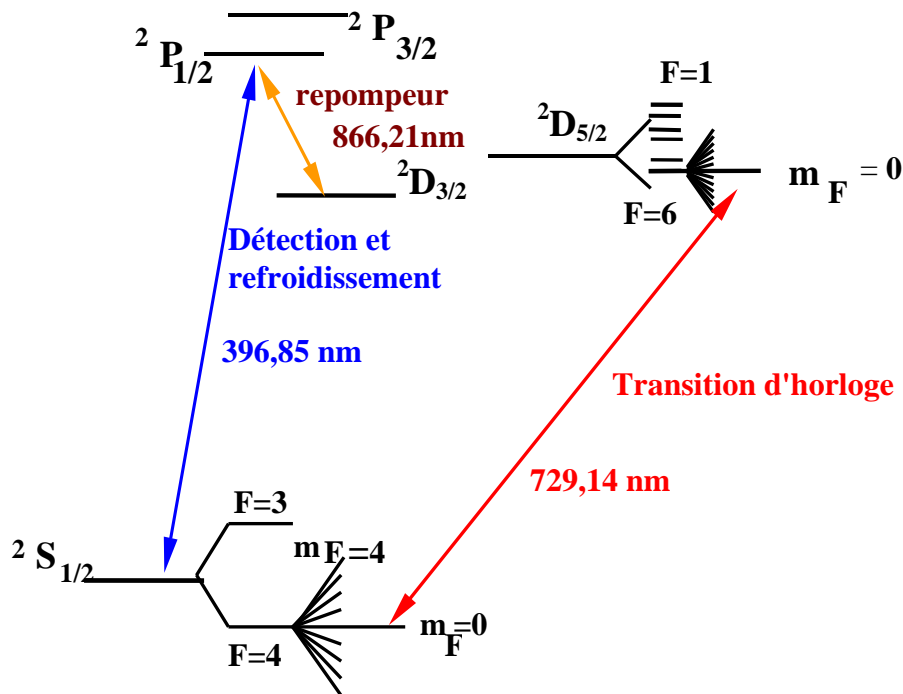


Fig.1.2: Le schéma des niveaux d'énergies de l'ion $^{43}\text{Ca}^+$: présence de la structure fine

Etats	Séparation des niveaux hyperfins
$^2S_{1/2}$ (F=3 et F=4)	3GHz
$^2P_{1/2}$ (F=3 et F=4)	592MHz
$^2D_{3/2}$ (F=2,3, 4, 5)	153MHz; 207MHz; 263MHz
$^2D_{5/2}$ (F=1, 2, 3, 4, 5, 6)	9,1MHz;14MHz;19,8MHz;26,1MHz;33,7MHz

Tableau 1.3: La séparation en fréquence entre les niveaux hyperfins du $^{43}\text{Ca}^+$ [PLU93].

Pour atteindre une précision et une exactitude extrêmes sur la transition d'horloge, C. Champenois et al. [CHA04] ont évalué les effets systématiques qui conduisent à des déplacements de fréquence et à la dégradation de la largeur naturelle. Ces effets systématiques sont: l'effet Zeeman du second ordre, l'effet Stark quadratique, les déplacements lumineux et l'effet Doppler du second ordre. La réalisation de l'étalon de fréquence sur un ion unique de Ca^+ exige le contrôle de tous ces effets.

1.3 Le choix des lasers pour les différentes transitions

1.3.1 Le laser de refroidissement

La longueur d'onde de la transition $^2S_{1/2}-^2P_{1/2}$ nécessaire pour la détection par la fluorescence et le refroidissement de l'ion calcium est de 397 nm. Cette longueur d'onde peut être obtenue par exemple à l'aide de lasers titane- saphir commerciaux, de diodes lasers à 794 nm doublées en fréquence [HAY94] [RIT98] [KAI98] et de diodes lasers à 397 nm que nous nommerons diodes lasers bleues [HAY00] [TOY01] [LAN03].

1.3.1.1 Le laser titane saphir pour refroidissement

Dans des nombreuses équipes (Institut für Experimentalphysik Universität Innsbruck, Kansai Advanced Research center...) travaillant sur l'ion Ca^+ , le laser de refroidissement est un laser solide à titane- saphir. Au sein l'équipe CIML, le laser titane -saphir utilisé pour l'expérience

de métrologie est un laser commercial Coherent 899-21 doublé en fréquence. Il est pompé par un laser argon délivrant une puissance maximale de 11 W. La puissance du laser titane- saphir pour les longueurs d'onde comprises entre 700 nm et 800 nm est de 1.4 W. Pour obtenir la longueur d'onde requise pour le refroidissement des ions Ca^+ (397 nm), la fréquence fondamentale est doublée intra-cavité dans un cristal non linéaire d'iodate de Lithium (LiIO_3). La puissance obtenue après le doublage est de quelques milliwatts. Par un des miroirs de la cavité laser, quelques milliwatts sortent et une partie est injectée dans une cavité Fabry-Perot de référence stabilisée en température. La fréquence du laser est asservie sur un des modes de cette cavité via une électronique commerciale de Coherent. Avec cet asservissement, la largeur de raie du laser après le doublage en fréquence est de l'ordre 1MHz. Il est aussi possible de balayer la fréquence de ce laser sans saut de mode sur une plage de 40 GHz.

La détection de la fluorescence d'un ion Ca^+ est obtenue par un photomultiplicateur et une caméra. La précision requise sur cette détection n'est compatible qu'avec la stabilité de l'intensité délivrée par le laser à 397 nm au centre du piège. L'asservissement en intensité du laser titane-saphir est indispensable. Pour réaliser cet asservissement, on envoie le faisceau laser doublé en fréquence dans un modulateur acousto-optique (AOM) à simple passage, commandé en tension. Le contrôle de l'intensité laser se fait par l'intermédiaire de l'amplitude de l'onde radiofréquence envoyée à l'AOM.

1.3.1.2 La diode laser à 794 nm doublée

Le refroidissement des ions Ca^+ peut se faire également avec une diode laser à 794 nm doublée en fréquence. Au Max- Born-Institute for Non-Linear Optic and Short pulse spectroscopy à Berlin, la source à 397 nm nécessaire pour le refroidissement des ions Ca^+ a été générée par une diode laser SDL 5410C ou une diode laser Mitsubishi ML60114R à 794 nm dont la fréquence est doublée dans un cristal de LBO et de plus asservie sur la cavité de doublage [RIT98]. De même au Kansai Advanced Research Center à Kobe au Japon, la source à 397 nm a été obtenue en doublant la fréquence d'une diode laser SDL-5410-G1 dans un cristal de LiIO_3 . Avec une puissance de 1,8 mW obtenue après le doublage, un nuage de 100 ions de calcium a été refroidi [HAY94].

Depuis quelques années, on ne trouve plus de diodes lasers monomodes à 794 nm dans le commerce suffisamment puissante pour réaliser le doublage. Il faut donc se tourner vers les diodes à ruban large (BAL: Broad Area Laser). Malheureusement, ces diodes sont

multimodes avec une largeur de raie de plusieurs nanomètres. Pour améliorer les caractéristiques spatiales et spectrales de la diode BAL, une solution a été la réalisation de l'injection d'une diode à ruban large Coherent S-81-500C-100Q émettant 500 mW, par une diode laser Mitsubishi ML64110 montée en cavité étendue [PAW00]. Ce montage a permis l'obtention d'un laser à 794 nm pour le doublage de fréquence, de puissance 120 mW, monomode spatialement et spectralement.

1.3.1.3 La diode laser bleue

Aujourd'hui la longueur d'onde de la transition de refroidissement (397nm) de l'ion Ca^+ est directement accessible par diode laser bleue. Pour le projet du refroidissement sympathique des molécules, notre équipe possède une diode laser bleue. La description et la préparation de cette diode pour l'expérience de refroidissement sympathique sont développées par la suite.

1.3.2 Le laser repompeur

Le repompage des ions dans le cycle de refroidissement pour le projet de métrologie avec un ion unique de Ca^+ est assuré par une diode laser SDL5402 à 866nm. Pour plus de renseignements sur la préparation de cette diode, le lecteur pourra consulter la thèse de C. Lisowski [LIS1 05] et la thèse de Mustapha Saïd Herbane [HER02]. Elle est montée en cavité étendue et stabilisée en température. Les exigences de cette expérience imposent que sa largeur de raie soit comparable à celle de la transition (1,7 MHz) et sa fréquence doit être stable pendant plusieurs heures. Ainsi elle est stabilisée en fréquence sur une cavité Fabry-Perot de 300 MHz d'intervalle spectral libre et de finesse 200. Les dérives de la longueur de la cavité Fabry-Perot sont limitées à l'aide d'un asservissement de l'un de ses modes sur la fréquence d'un second laser stabilisé sur une raie atomique du césium. Ce second laser est une diode laser SDL5420 à 852 nm montée aussi en cavité étendue et stabilisée en température. La longueur de la cavité Fabry-Perot est asservie à partir du signal de sortie de la diode à 852 nm démodulé et filtré à l'aide d'une seconde détection synchrone. Ce signal est envoyé vers la cale piézoélectrique soutenant l'un des miroirs de la cavité Fabry-Perot. La stabilité en fréquence de la transition de césium est ainsi transférée à la diode 866 nm via la diode à 852 nm et la cavité Fabry-Perot.

Dans la mise en œuvre de l'expérience du refroidissement sympathique des molécules, l'équipe CIML a acquis un second laser repompeur. Celui-ci est une diode laser SDL5412. Ses

caractéristiques données par le constructeur et sa préparation pour cette expérience sont développées par la suite.

1.3.3 Le laser d'horloge

L'objectif final du projet métrologique est de stabiliser la fréquence du laser à 729 nm sur la transition d'horloge d'un ion unique de Ca^+ . Pour cela, l'équipe CIML dispose de deux sources lasers : une diode laser et un laser titane saphir.

1.3.3.1 La diode laser à 729 nm

Le premier laser d'horloge utilisé dans ce projet est une diode laser à ruban large (BAL) AOC 730-100-T3 émettant une puissance de 100 mW pour un courant de 780 mA et à une température de 25° C. Sa largeur spectrale est de 2 nm (1,1 THz). Pour plus des renseignements concernant la préparation de cette diode, le lecteur pourra consulter la référence [HOU1 03]. Pour obtenir l'émission monomode et l'accordabilité autour de la transition d'horloge, cette diode est montée en cavité étendue (configuration de Littrow). La correction de l'astigmatisme et la construction d'un faisceau circulaire sont réalisées par un système quasiment afocal comprenant deux lentilles cylindriques.

Dans une phase préliminaire, les exigences de l'expérience imposent que la largeur de raie de cette diode n'excède pas une centaine de kilohertz et sa stabilité en fréquence soit de l'ordre de quelques hertz sur une seconde. C'est pour cela qu'elle a été stabilisée sur une cavité ULE de 1,5 GHz d'intervalle libre et de finesse 15000 par la technique Pound-Drever-Hall [DRE83] utilisant un modulateur électro-optique (EOM) résonant à 40 MHz qui crée des bandes latérales dans le spectre. La longueur de cette cavité Fabry-Perot est fixe (les miroirs sont fixés par contact optique). La largeur de raie de la diode laser obtenue avec les différentes boucles d'asservissement est de l'ordre de 50 kHz.

Cependant cette diode laser bien qu'en cavité étendue et stabilisée en fréquence, présente un fond d'émission spontanée d'une largeur d'une vingtaine de nanomètres [KNO05]. Un tel fond est très gênant dans les expériences de spectroscopies, puisqu'il couple les deux niveaux 3D à l'état fondamental et par conséquent entre eux. La diode BAL est aussi limitée en puissance. En effet les asservissements en fréquence, en intensité et l'injection de la fibre exigent une puissance utile de quelques mW. Toute augmentation de la puissance entraîne une augmentation du courant et par conséquent une réduction de la plage d'accord continu monomode. C'est pour ces deux raisons que l'équipe CIML s'est tournée vers le

remplacement de cette diode laser par un laser titane- saphir. Celui-ci présente l'avantage d'avoir un fond d'émission spontanée très faible et étant moins bruyant libre de pouvoir être asservi en fréquence avec des performances bien meilleures.

1.3.3.2 Le laser titane saphir pour la transition d'horloge

Le laser titane- saphir utilisé pour la transition d'horloge est pompé par un laser Néodyme-YAG (Nd : YAG Verdi de coherent) de classe 4, doublé en fréquence et délivrant une puissance de 5 W. La cavité de doublage est une cavité en anneau et est définie par six miroirs. Les différents éléments permettant sa sélectivité en fréquence sont : le filtre de Lyot, la lame mince, le rotateur Faraday et le Fabry-Perot dont l'intervalle entre les modes est de l'ordre de 19 GHz (voir figure 1.3).

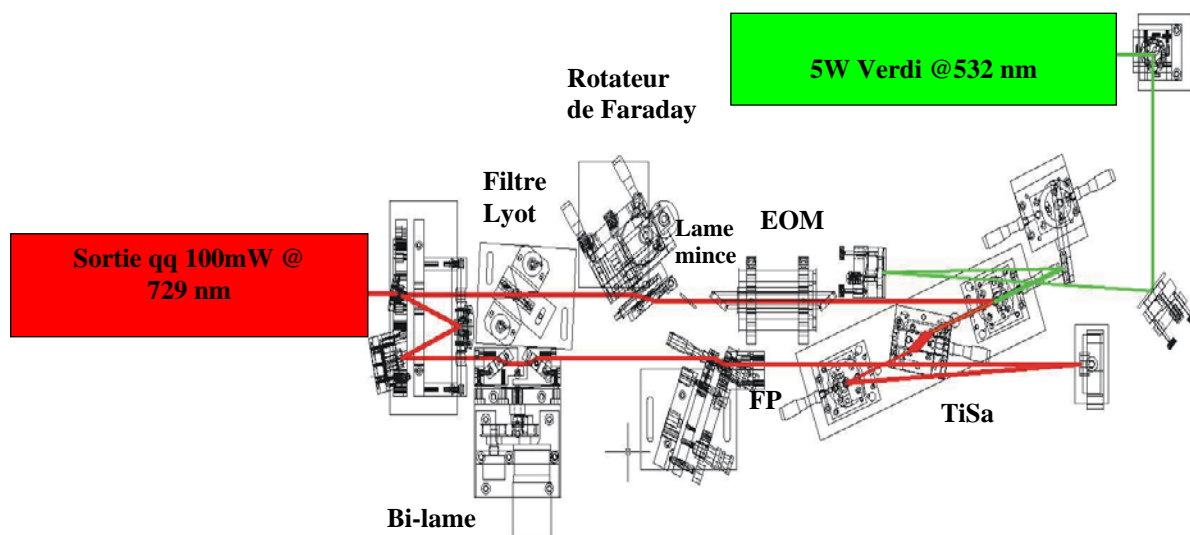


Fig.1.3 : La disposition des différents du laser titane saphir

La longueur de la cavité est de 1,6 m soit d'intervalle spectral libre 0,18 GHz. Toute la cavité est enfermée dans une boîte en surpression. En optimisant le réglage des différents éléments de la cavité, la puissance obtenue à 729 nm est de l'ordre de 100 mW pour 5 W de faisceau de pompe.

Dans un premier temps, ce laser est stabilisé en fréquence par la méthode de Pound-Drever-Hall [DRE83] sur une cavité en Invar de finesse de l'ordre de 1000. Afin de limiter l'influence des vibrations acoustiques, des changements d'indice et de la température sur la longueur de la cavité de référence, elle est mise sous vide et stabilisée en température. Elle est

montée de façon à ce qu'elle soit isolée au maximum de l'influence des vibrations, donc posée sur des blocs en V dans l'enceinte à vide, elle-même posée sur des blocs en V.

La largeur spectrale du laser obtenue avec cet asservissement est inférieure à 150 kHz. Pour avoir les performances spectrales poussées de ce laser nécessaires à l'interrogation de la transition d'horloge (atteindre les largeurs spectrales inférieures au kHz), l'équipe CIML envisage sa stabilisation sur une cavité ULE de haute finesse ($F \cong 100000$) placée sous vide, en isolation thermique et vibrationnelle.

Conclusion

Je viens dans ce chapitre de présenter les différentes sources lasers que l'on peut utiliser pour la spectroscopie de l'ion Ca^+ . La réalisation d'un étalon de fréquence optique avec un ion unique de Ca^+ nécessite trois sources lasers: un laser de refroidissement, un laser de repompage et un laser pour l'interrogation de la transition d'horloge. Par contre pour l'expérience du refroidissement sympathique des molécules ioniques, nous avons besoin de deux sources lasers : une diode laser à 397 nm (diode laser bleue) pour le refroidissement laser des ions Ca^+ et une diode laser à 866 nm pour éviter que les ions Ca^+ soient isolés du cycle de refroidissement. L'utilisation de ces diodes lasers nécessite un travail de préparation. Ce travail permettra d'améliorer leurs caractéristiques spectrales et spatiales. Avant de présenter ce travail de préparation, je vais dans le chapitre 2 rappeler les principes de fonctionnement des diodes lasers, les grandeurs les caractérisant, en limitant les détails théoriques et présenter la notion de largeur de raie qui est importante pour notre application. Ce chapitre 2 s'adresse aux novices dans l'utilisation des diodes lasers et fournit quelques références bibliographiques pour une étude plus poussée si nécessaire.

2 Généralités sur les diodes lasers

Introduction

Les lasers utilisés pour l'expérience du refroidissement sympathique des molécules sont deux lasers à semi-conducteurs: une diode laser bleue et une diode laser à 866nm.

L'effet laser utilisant les semi-conducteurs fut démontré pour la première fois en 1962[CHO94] [FAB96]. Les lasers à semi-conducteurs appelés diodes lasers sont devenus un composant optoélectronique très classique. Comme tout laser, elles sont constituées d'un milieu amplificateur et d'une cavité résonante. Le milieu amplificateur est le matériau semi-conducteur. Les faces clivées du semi-conducteur forment la cavité de type Fabry-Perot. Leur spectre s'étend de l'ultraviolet jusqu'à l'infra rouge lointain. Aujourd'hui elles sont employées dans un grand nombre d'applications, du lecteur et enregistreur de disques compacts ou disques vidéo aux télécommunications par fibres optiques en passant des expériences spectroscopiques, l'inscription par faisceau laser... Elles ont des propriétés spécifiques très intéressantes : petites tailles (longueur de la cavité de l'ordre de 300 μ m), robustesse et faibles coûts. Les principaux inconvénients de ces types de laser sont notamment la grande largeur de raie, le caractère multimode de la plupart d'entre elles, les fluctuations de fréquence (quelques MHz pour les diodes monomodes à quelques THz pour les diodes multimodes) et la structure du mode spatial qui n'est pas rigoureusement un mode gaussien. C'est pour cela que leur utilisation en spectroscopie exige une amélioration des caractéristiques spatiales et spectrales. Dans ce chapitre, je me propose de faire un bref rappel du fonctionnement des diodes lasers. Le lecteur souhaitant avoir plus de renseignements sur ce fonctionnement pourra consulter les références [CHO94] [FAB96], [IKE95], [DAN98], [DEM98], [TOF01] et [CAG02]. Ensuite, je décris quelques structures de diodes lasers et je présente également quelques grandeurs permettant de les caractériser spatialement et spectralement (structure du mode spatial, largeur de raie...).

2.1 Quelques rappels de la physique des semi-conducteurs

2.1.1 Les bandes d'énergie d'un semi-conducteur

La compréhension du fonctionnement des diodes lasers exige que l'on rappelle quelques propriétés électroniques des semi-conducteurs.

Dans les semi-conducteurs on distingue deux bandes d'énergie occupées par les électrons: la bande de valence et la bande de conduction. Les électrons dans la bande de valence sont liés, tandis que dans la bande de conduction les électrons sont libres. L'écart énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction est appelé gap et noté E_g . L'énergie E_g (gap) est l'énergie qu'il faut pour arracher un électron de la structure. Le gap est aussi un paramètre fondamental déterminant les propriétés électroniques des semi-conducteurs. En particulier il permet de distinguer quantitativement les isolants des semi-conducteurs, ces derniers ayant un gap inférieur à quelques électrons volts. Par conséquent l'agitation thermique est suffisante pour arracher des électrons au semi-conducteur. Ce qui n'est pas le cas des isolants.

2.1.2 La jonction PN

Une diode laser est formée par une jonction de deux semi-conducteurs l'un dopé N et l'autre P. Le semi-conducteur de type N est dopé par des atomes donneurs d'électrons. Ces atomes ont chacun un électron de plus sur leur couche périphérique et peuvent le céder à un autre atome. Au cours de ce processus, il y a modification de la conductivité du matériau. Le semi-conducteur de type P est dopé des atomes accepteurs d'électrons possédant un électron en moins sur leur couche périphérique. Lorsque ces atomes captent des électrons, ils créent donc des places libres appelées les "trous". Ces trous ont le comportement de charges positives et attirent les électrons. Lors de la fabrication de la jonction PN, les électrons diffusent de N vers P et puis se recombinent dans P avec les trous présents dans la zone. Dans le même temps, des trous migrent de P vers N. A l'interface entre les deux semi-conducteurs apparaît une zone vide de charges mobiles aux bornes de laquelle règne un champ électrique orienté de N vers P.

2.2 Fonctionnement d'une diode laser

2.2.1 Emission de la lumière

La description faite ici concerne une diode laser à homojonction. Cette description est quasi-identique pour les autres diodes lasers. Une diode laser à homojonction est une jonction de deux semi-conducteurs dopés P et N. A l'équilibre thermodynamique, la jonction étant non polarisée, les électrons et les trous sont séparés par la barrière de potentiel et ne peuvent pas se recombiner(figure 2.1 (a)).

Lorsqu'on polarise la jonction dans le sens direct c'est-à-dire en appliquant une tension positive aux bornes de P-N avec P relié à la borne + et N au -, il y a diminution de cette barrière de potentiel.

Les électrons provenant du semi-conducteur N et arrivant dans la bande de conduction, ne sont plus à l'équilibre thermodynamique. Ils vont se recombinier avec les trous au voisinage de la jonction. Pour certains matériaux, chaque recombinaison électron-trou s'accompagne d'une émission spontanée de photons (voir figure 2.1 (b)).

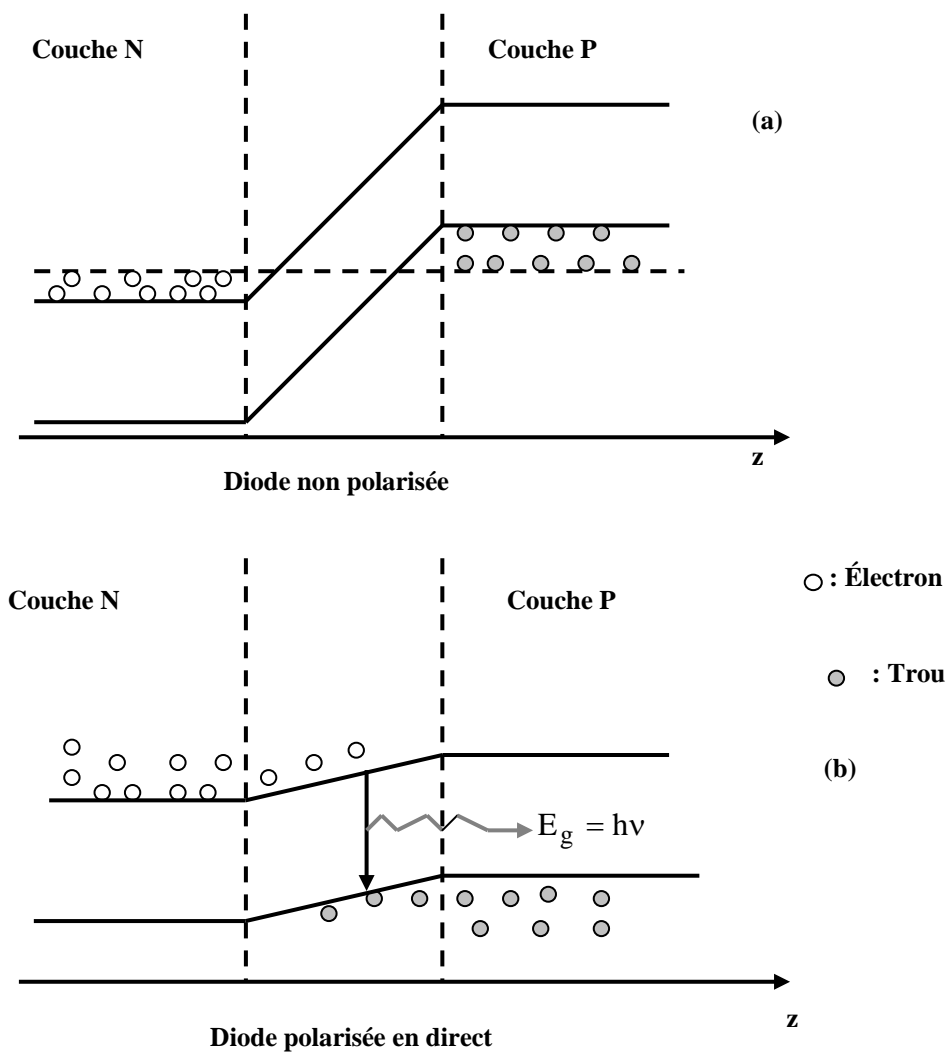


Fig.2.1: Comportement de la jonction PN en absence (a) et en présence d'une polarisation (b) [FAB96]

La longueur d'onde (dans le vide) λ du rayonnement émis est reliée au gap par l'équation:

$$\lambda = \frac{hc}{E_g} \quad \text{soit} \quad \lambda(\mu\text{m}) \cong \frac{1.24}{E_g(\text{eV})} \quad (2.1)$$

λ , c et h désignent respectivement la longueur d'onde, la célérité de la lumière et la constante

de Planck.

2.2.2 Les conditions d'oscillation laser

Comme dans les autres lasers, l'émission stimulée devient prédominante avec l'augmentation de l'intensité du pompage c'est-à-dire ici de l'intensité du courant électrique qui traverse la jonction. Pour augmenter l'efficacité du processus d'émission stimulée, il faut piéger la lumière dans une cavité pour qu'elle soit amplifiée [DAN98]. La différence des indices optiques entre la zone active et l'air conduit à considérer que les faces du semi-conducteur sont équivalentes à deux miroirs semi réfléchissants de coefficient de réflexion r_1 et r_2 (figure 2.2)[IKE95] [TOF01].

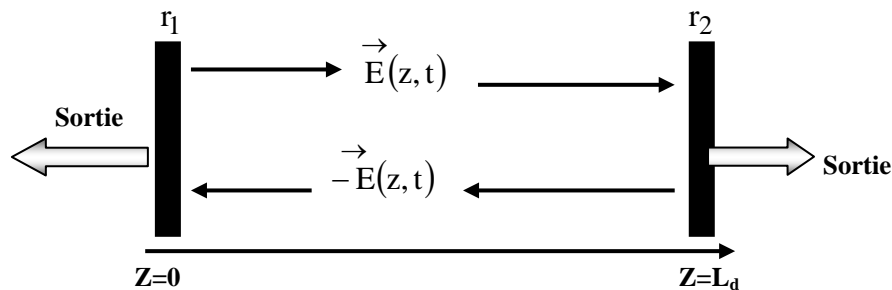


Fig.2.2: La cavité laser formée par les faces clivées du semi-conducteur

Le facteur de réflexion correspondant en intensité est :

$$R = r_1 r_2 = \left(\frac{n_d - n_{\text{air}}}{n_d + n_{\text{air}}} \right)^2 \quad (2.2)$$

avec n_d et n_{air} désignant respectivement les indices de la zone active et de l'air. Par exemple, pour une diode dont l'indice de la zone active est de 3,5, le coefficient de réflexion correspondant en intensité est de 30%. Dans certaines applications, on traite les faces afin de modifier R .

Cet ensemble de miroirs séparés par une longueur L_d définit une cavité Fabry-Perot. On suppose que le matériau semi-conducteur présente un coefficient d'absorption dépendant de la longueur d'onde λ et noté α_i . Le pompage des électrons dans la bande de conduction est assuré par le courant d'intensité I qui traverse la jonction. Il engendre un gain g dans la cavité. Le rayonnement dans la cavité est représenté par une onde électromagnétique qui dépend du temps t et de la position z , de vecteur d'onde k , d'amplitude E_0 , de pulsation ω_0 et dont l'expression est donnée par la relation suivante [TOF01] :

$$E(z, t) = E_0 \exp(i(\omega_0 t - kz)) \exp\left((g - \alpha_i) \frac{z}{2}\right) \quad (2.3)$$

La condition d'oscillation laser se traduit se traduit par le fait qu'après un aller-retour de l'onde dans la cavité, le gain g est supérieur aux pertes α_i . A l'équilibre (au seuil) $g = \alpha_i$ (gain = pertes) on a:

$$E(0, t) = r_1 r_2 E(2L_d, t) \quad \text{c'est-à-dire :}$$

$$r_1 r_2 \exp((g - \alpha_i)L_d) \exp(-2ikL_d) = 1 \quad (2.4)$$

Le module et l'argument de l'équation (2.4) permettent de déterminer la condition sur le gain et la phase pour que l'oscillation laser ait lieu :

$$g = \alpha_i + \frac{1}{L_d} \ln\left(\frac{1}{r_1 r_2}\right) \quad (2.5)$$

$$kL_d = 2m\pi \quad m \in \mathbb{N}^+ \quad (2.6)$$

Les équations (2.5) et (2.6) constituent ce qu'on appelle les conditions de résonance ou les conditions d'oscillations laser.

De l'équation (2.6), on déduit que les longueurs d'onde potentielles du laser sont :

$$\lambda(m) = \frac{2n_d L_d}{m} \quad (2.7)$$

L'intervalle en longueur d'onde entre deux modes laser longitudinaux consécutifs vaut alors [IKE95] :

$$\Delta\lambda = \lambda(m+1) - \lambda(m) = \frac{2n_d L_d}{m(m+1)} \approx \frac{\lambda^2}{2n_d L_d} \quad (2.8)$$

Soit en fréquence :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2n_d L_d} \quad (2.8')$$

Les modes laser qui peuvent osciller sont ceux pour lequel le gain g est supérieur aux pertes α_i . La figure 2.3 illustre l'écart en fréquence entre les modes longitudinaux d'une diode laser. La longueur de la cavité laser étant petite (300 μ m à 1mm), ces modes longitudinaux sont espacés en fréquence (40 GHz à 140 GHz).

Dans les diodes lasers à homojonctions que nous venons de décrire, les pertes des modes sont dues aux miroirs formant la cavité et sont égales pour tous les modes longitudinaux. A cause de la large bande de gain du semi-conducteur (une trentaine de nm), il est possible d'avoir plusieurs modes longitudinaux dans la courbe de gain (figure 2.3). Plusieurs modes qui

entourent le mode central peuvent osciller. Le laser est de ce fait multimode. Il existe des technologies qui fournissent une émission monomode longitudinal (DFB, DBR,). Je me propose par la suite de décrire quelques structures de diodes lasers.

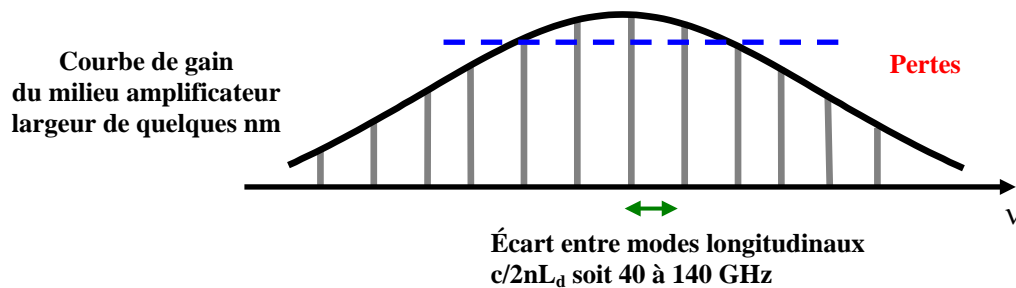


Fig.:2.3: L'écart en fréquence entre les modes longitudinaux d'une diode laser

2.3 Quelques technologies de diodes lasers

2.3.1 Les diodes lasers à hétérojonctions

Le confinement électronique d'une diode laser à homojonction est mauvais. L'épaisseur de la zone active (zone où se produit l'émission laser) dans les diodes à homojonctions est déterminée par les mécanismes de diffusion et de recombinaison [FAB96] [DAN98] [TOF01]. Elle est de l'ordre de la somme des longueurs de diffusion des électrons et des trous, soit quelques microns. Il en résulte une dilution spatiale des paires électrons-trous et un faible gain optique. De plus dans ce type de diode laser, l'absence de condition de guidage de la lumière dans la zone active entraîne des pertes optiques importantes. Pour ajuster l'épaisseur de la zone active, une solution a été de réaliser par épitaxie des structures à hétérojonctions [DAN98] [TOF01]. La largeur transverse de la zone active d'une diode laser à hétérojonction est limitée au moyen d'un guidage latéral du gain ou d'indice (figure 2.4). Ce guidage (gain ou indice) permet au faisceau laser d'être moins étendu.

Dans les diodes lasers à guidage par le gain, les électrons sont injectés à l'aide d'un ruban conducteur de faible largeur (5 à 10 μm). Celui-ci est placé au contact des couches de confinement P et N. Le passage du courant est limité à la région du ruban par une implantation locale de protons qui a pour effet de rendre le matériau isolant. Il en résulte que la densité d'électrons injectés et le gain sont maximaux au centre du ruban. En ce qui concerne les diodes lasers à guidage par l'indice, la création d'un saut d'indice en "enterrant" la zone active entre deux couches à bande interdite plus large renforce le guidage optique latéral. Les dimensions de la zone active sont choisies de façon à avoir une émission monomode spatial.

Par exemple pour un guidage monomode latéral de type TE, la largeur du ruban doit être de l'ordre du micromètre.

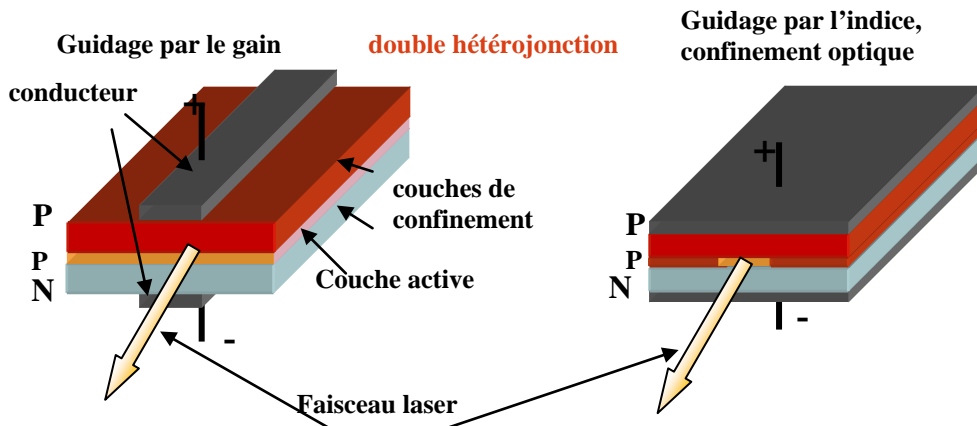


Fig.2.4: Les structures des diodes lasers à guidage par le gain et à guidage par l'indice

2.3.2 Les diodes lasers DFB et DBR

Dans les diodes lasers DFB (Distributed Feedback) et DBR (Distributed Bragg Reflector) la cavité résonante est un réseau gravé interne. Ce réseau assure une sélection de modes. Le pas du réseau gravé Λ vérifie la condition de Bragg [IKE95] [TOF01]:

$$2n_d \Lambda = m\lambda \tag{2.9}$$

avec n_d et m étant respectivement l'indice de la diode laser et l'ordre du réseau. Par exemple pour $\lambda=1550$ nm à l'ordre $m=1$, $n_d = 3,5$, alors $\Lambda=230$ nm

Pour les diodes lasers DFB, le réseau de Bragg se trouve au niveau de la zone active (figure2.5). Leur spectre est monomode et leur largeur spectrale est de l'ordre de quelques mégahertz. Elles sont bien adaptées aux transmissions sur les fibres optiques à longue distance.

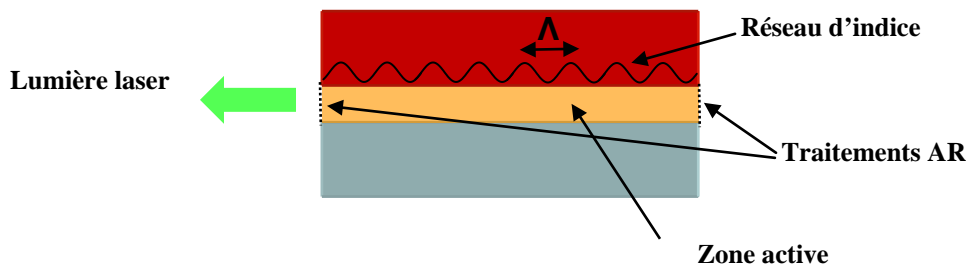


Fig.2.5: Structure d'une diode laser DFB

Dans les diodes lasers DBR, le réseau est gravé dans une zone passive en dehors de la zone active (figure 2.6). Ce réseau fonctionne comme un réflecteur externe. Le facteur de réflexion

en intensité R_B de diodes lasers DBR à la longueur d'onde centrale sélectionnée par le réseau est typiquement de 50%, soit supérieur à celui des diodes lasers à faces clivées (30%). Toutefois, les pertes par couplage entre le milieu actif et le miroir de Bragg réduisent sa valeur effective, et augmente d'autant le courant seuil.

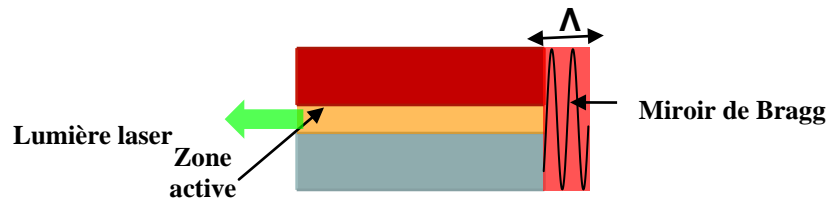


Fig.2.6 : Structure d'une diode laser DBR

2.4 Les caractéristiques statiques des diodes lasers

2.4.1 La puissance émise

La caractéristique de la puissance en fonction du courant traversant la jonction pour une température donnée d'une diode laser comprend deux régions (figure 2.7):

La première région correspond aux intensités inférieures à l'intensité I_s dite courant seuil. Elle est caractérisée par une faible variation de puissance en fonction du courant. L'émission des photons est principalement spontanée dans cette région.

Le courant seuil I_s est la valeur du courant pour laquelle le gain optique, par émission stimulée compense les pertes (absorption par la couche active, transmission des faces clivées, recombinaisons non radiatives d'électrons avec des trous...) sur un aller-retour de l'onde laser dans la cavité. Il vaut [MÚR97]:

$$I_s = \frac{1}{\gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{L_d} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) \right) + I_{tr} \quad (2.10)$$

avec γ est une constante indépendante de la fréquence qui caractérise l'efficacité du processus de pompage dans la zone active, I_{tr} est le courant de transparence de la diode, α_i les pertes par absorption dans la cavité pour un aller-retour de l'onde dans la cavité, r_1 et r_2 sont des coefficients de réflexion des faces clivées et L_d la longueur de la cavité laser.

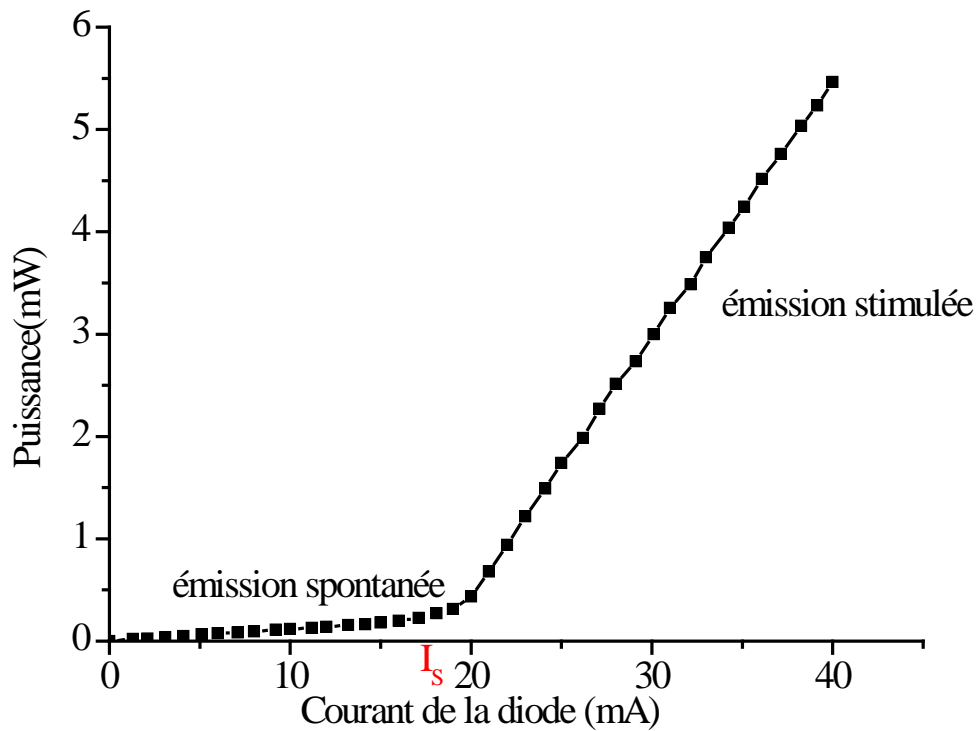


Fig:2.7: La caractéristique "puissance en fonction du courant "de la diode SDL5412 à 866 nm pour T=23 °C

La seconde région est caractérisée par des courants supérieurs au courant seuil ($I > I_s$). Dans cette région l'émission stimulée devient prédominante. Toute recombinaison électron-trou donne naissance à un photon d'émission stimulée. La puissance en sortie de diode est une fonction linéaire du courant et vaut alors :

$$P_0 = \frac{h\nu}{e} \eta_{\text{ext}} (I - I_s) \quad (2.11)$$

avec e la charge électrique, ν la fréquence et h la constante de Planck. Le coefficient η_{ext} est appelé le rendement quantique externe et vaut [MÚR97] :

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{\eta_{\text{int}}}{1 + \frac{\alpha_i L}{\ln(r_1 r_2)}} \quad (2.12)$$

η_{int} est le rendement quantique interne et définit la probabilité de recombinaison radiative pour les porteurs injectés dans la région active au dessus du seuil. Cette probabilité est proche de l'unité. Les valeurs typiques du rendement quantique externe sont de l'ordre de 0.1% à 1% et dépendent de la structure de la diode et de sa cavité.

2.4.2 Les caractéristiques spatiales du faisceau des diodes lasers

La diffraction inhérente à la propagation d'une onde de dimensions limitées dans l'espace libre impose que l'aspect du faisceau n'est pas la même au proche voisinage de la diode et à grande distance.

2.4.2.1 Le champ proche

La zone où se produit l'émission laser dans une diode est une section rectangulaire (zone active). Ces dimensions sont de l'ordre 0,1µm et 0,3µm. La forme dans un plan transverse de la répartition spatiale d'énergie du faisceau laser est donnée par la théorie des guides d'ondes diélectriques de section rectangulaire [LUC98]. Les faisceaux des diodes lasers que nous utilisons (diode laser bleue et diode laser à 866 nm) sont polarisés rectilignement selon la direction verticale (parallèle à l'orientation de la jonction). En effet, la forme rectangulaire du guide d'onde formé par la zone active n'autorise que la propagation des modes polarisés dans la grande dimension de la zone active. La polarisation du faisceau est une donnée importante lorsqu'une diode laser est montée en cavité étendue avec un réseau de diffraction, car la puissance dispersée par le réseau dépend de la polarisation de l'onde incidente.

La lumière émise est une tache étroite et qui pour le mode fondamental a la forme d'une ellipse. Plusieurs modes transverses peuvent aussi exister lors de la propagation du faisceau laser. La divergence du faisceau impose que la structure du mode spatial fondamental n'est pas rigoureusement gaussien; mais en général pour choisir les éléments permettant d'améliorer les caractéristiques spatiales d'un faisceau d'une diode laser, par exemple en vue de l'injection dans une fibre optique ou dans une cavité Fabry-Perot, on n'hésite pas à faire l'approximation que ce faisceau est gaussien. On considère que l'intensité lumineuse est alors à peu près répartie selon un mode fondamental TEM₀₀ dans les deux directions, et est définie par [CAG02]:

$$I(x) = I_0 e^{-2 \frac{x^2}{w^2}} \quad (2.13)$$

avec I_0 l'intensité lumineuse maximale émise par la diode laser et w est un paramètre qui caractérise l'extension transversale de l'amplitude du champ laser (demi- largeur du faisceau)

La puissance lumineuse est donc:

$$P = I_0 \frac{\pi w_x w_y}{2} \quad (2.14)$$

où w_x et w_y sont les demi-largeurs des faisceau dans les deux directions.

A l'extérieur de la cavité laser, le mode transverse obéit aux équations de propagation des faisceaux gaussiens. La demi-largeur du faisceau $w(z)$ et le rayon de courbure de $R(z)$ à la distance z de la face de sortie de la diode laser sont définis par les relations suivantes [LUC98]:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{L_R^2}} \quad (2.15)$$

$$R(z) = z \sqrt{1 + \frac{L_R^2}{z^2}} \quad (2.16)$$

avec w_0 et $L_R = \pi w_0^2 / \lambda$ désignant respectivement la demi-largeur du faisceau à la face de sortie de la diode et la longueur de Rayleigh. w_0 est de l'ordre de grandeur de la taille de la jonction. Par exemple pour une diode laser bleue: $w_{0x} \cong 0,7\mu\text{m}$ et $w_{0y} \cong 0,5\mu\text{m}$, avec w_{0x} et w_{0y} les dimensions minimales du faisceau en champ proche dans le plan de la face de sortie de la diode laser.

2.4.2.2 Le champ lointain

Dans la pratique c'est au domaine du champ lointain que l'on a accès. Il correspond aux grandes longueurs z devant la longueur de Rayleigh L_R . Les équations (2.15) et (2.16) se simplifient alors en:

$$w(z) \cong \frac{\lambda}{\pi w_0} z \quad (2.17)$$

$$R(z) \cong z \quad (2.18)$$

Pour les grandes longueurs, les dimensions du faisceaux sont inversement proportionnelles à la taille du faisceau en sortie de diode. La répartition transverse en champ lointain de la lumière laser est une répartition gaussienne, suivant une ellipse dont le grand axe est perpendiculaire à la direction de la jonction (figure 2.8).

L'onde lumineuse est sphérique, centrée sur la face de sortie. Le faisceau est divergent. Cette divergence est caractérisée par les angles θ_x et θ_y . La diffraction fixe ces angles par les relations suivantes [LUC98] :

$$\theta_x = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_{0x}}\right) \cong \frac{\lambda}{\pi w_{0x}} \quad (2.19)$$

$$\theta_y = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_{0y}}\right) \cong \frac{\lambda}{\pi w_{0y}} \quad (2.20)$$

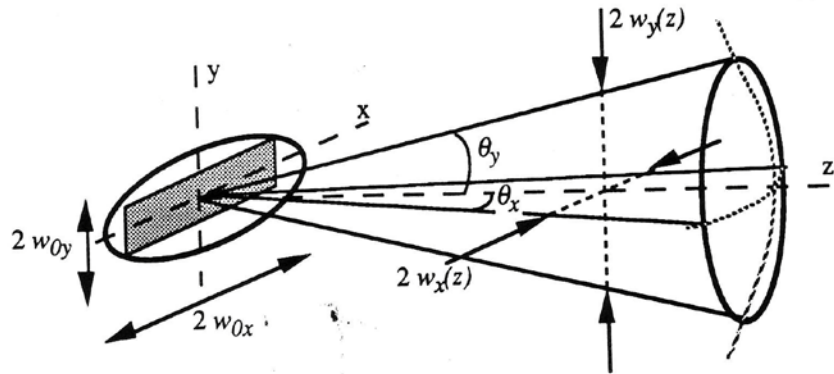


Fig.2.8 : Les dimensions du faisceau d'une diode laser en champ proche et en champ lointain [LUC98]

2.4.3 Accordabilité en fréquence d'une diode laser

La fréquence d'émission d'une diode laser est fixée par la longueur optique de sa cavité formée par les faces clivées suivant la relation :

$$\nu(m) = m \frac{c}{2n_d L_d} \quad (2.21)$$

où m est un entier.

Cette fréquence est extrêmement sensible aux variations de l'indice ou de la longueur géométrique de la couche active. Par ailleurs, la fréquence du mode sélectionné dépend de la position du maximum de la courbe de gain qui se déplace avec la température et le courant aux bornes de la diode.

2.4.3.1 Accordabilité avec la température

La variation de la température provoque un déplacement de la courbe de gain (figure 2.9), une dilatation de la zone active : changement de la longueur de la cavité [WIE91]

Cette variation de la longueur de la cavité entraîne des variations des fréquences des modes longitudinaux. De même la variation de température entraîne aussi un changement de l'indice optique. Le déplacement en fréquence $\Delta\nu$ induit par la variation de température est défini par la relation suivante [DEM98] :

$$\Delta\nu = \left(\frac{\partial\nu_q}{\partial n_d}\right) \frac{dn_d}{dT} \Delta T + \left(\frac{\partial\nu_q}{\partial L_d}\right) \frac{dL_d}{dT} \Delta T = -\nu_q \left(\frac{1}{n_d} \frac{dn_d}{dT} + \frac{1}{L_d} \frac{dL_d}{dT}\right) \Delta T \quad (2.22)$$

Parmi tous les effets provoqués par la variation de température d'une diode laser, le déplacement de la courbe de gain est prépondérant.

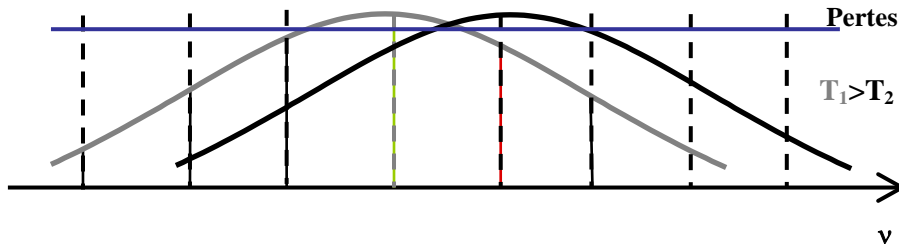


Fig.2.9 : Le déplacement de la courbe de gain d'une diode laser après une variation de température

La dépendance de la longueur d'onde avec la température permet de balayer facilement une gamme de longueurs d'onde de plusieurs nanomètres. A une température fixée, on choisit ensuite la longueur d'onde grâce au courant, ce qui donne une grande souplesse dans l'accordabilité des diodes lasers.

2.4.3.2 Accordabilité avec le courant

Les principaux effets du courant sur une diode laser sont :

- La variation de l'indice optique et donc la variation de la fréquence.
- Le déplacement de la courbe de gain.
- L'échauffement de la jonction.

En dessous du courant seuil de la diode, les effets de la variation de l'indice et de déplacement de la courbe de gain sont prépondérants. Tandis qu'au dessus du courant seuil, l'effet de l'échauffement de la jonction domine. L'ordre de grandeur du balayage en longueur d'onde avec le courant $\Delta\lambda / \Delta I \approx 6 \times 10^{-3}$ nm/mA pour une diode laser à 800 nm [LUC98].

2.4.4 Spectre, bruits et largeur de raie des diodes lasers

L'objectif de ce paragraphe est de rappeler les définitions utilisées pour décrire le spectre d'émission d'une diode laser, de préciser les différents bruits qui élargissent ce spectre et de définir la notion de la largeur de raie.

2.4.4.1 Densité spectrale de puissance du champ laser

On définit le spectre d'un oscillateur par la répartition spectrale de son énergie. Dans le cas des lasers, on s'intéresse souvent à la densité spectrale $S_E(\nu)$ du champ électrique E . Elle est définie comme la transformée de Fourier de sa fonction d'autocorrélation [FAB94]:

$$S_E(\nu) = \text{T.F.} \left\langle \left\langle E^*(t)E(\tau+t) \right\rangle \right\rangle \quad (2.23)$$

avec $E^*(t)$ le conjugué du champ complexe $E(t)$ de fréquence ν .

En première approche, la largeur de raie du laser $\Delta\nu_L$ est la largeur à mi-hauteur de $S_E(\nu)$. Si considérait que le champ laser est un oscillateur idéal (sans diverses sources de bruit, et émission monomode), le spectre se réduirait à un pic de Dirac à la fréquence ν . Dans la réalité, le champ laser est perturbé par différents types de bruit qui élargissent le profil de raie.

Dans les diodes, il existe deux principales sources de bruit limitant leur pureté spectrale : les bruits intrinsèques et les bruits extrinsèques. Les bruits extrinsèques responsables des fluctuations de fréquences sont des bruits provenant de l'extérieur de la diode et de sa structure. Il s'agit essentiellement des fluctuations de températures externes, des vibrations mécaniques et acoustiques et des fluctuations de courant. Ces bruits peuvent être contrôlés à l'aide d'un ou plusieurs asservissements.

Les sources de bruits intrinsèques proviennent essentiellement des mécanismes physiques liés à la fabrication de la diode. Elles peuvent être influencées de l'extérieur en faisant varier les paramètres de fonctionnement (longueur de la cavité, la température, courant...) mais elles ne peuvent pas être complètement éliminées. Les bruits intrinsèques sont: l'émission spontanée existant en même temps que le processus d'émission stimulée responsable de l'effet laser, les fluctuations de la densité des porteurs des charges et les variations de la température interne.

Le type de bruit prédominant dans les diodes lasers est l'émission spontanée. Le champ correspondant à l'émission spontanée, d'amplitude E_{SP} et de phase aléatoire vient s'ajouter au champ laser E qui subit alors une fluctuation de phase et d'amplitude. Les fluctuations d'amplitude sont corrigées par le gain qui agit comme une force de rappel. En revanche, l'absence de force de rappel sur la phase fait que les fluctuations de phase persistent et s'accumulent. Le bruit d'amplitude étant faible pour les diodes lasers [VAH1 83] [VAH2 83] et par conséquent le champ laser est représenté par:

$$E(t) = E_0 e^{j(2\pi\nu t + \varphi(t))} \quad (2.24)$$

avec $\varphi(t)$ la phase aléatoire, E_0 l'amplitude et ν la fréquence (ν est dans le domaine optique)

Le spectre laser s'écrit alors :

$$S_E(\nu) = E_0^2 \text{T.F.} \left(e^{2\pi j \nu \tau} \left\langle e^{j \Delta_\tau \varphi(t)} \right\rangle \right) \quad (2.25)$$

avec
$$\Delta_\tau \varphi(t) = \varphi(t + \tau) - \varphi(t) \quad (2.26)$$

Les fluctuations de la phase ont une valeur moyenne nulle, et suivent un processus gaussien, car elles sont induites par un très grand nombre d'événements. Les calculs faits par Vahala et al. [VAH1 81] [VAH2 83] montrent que la densité spectrale de puissance du champ laser s'écrit:

$$S_E(\nu) = E_0^2 \text{T.F.} \left(e^{2\pi j \nu \tau} \cdot e^{-\frac{1}{2} \langle \Delta_\tau \varphi^2 \rangle} \right) \quad (2.27)$$

La variance $\langle \Delta_\tau \varphi^2 \rangle$ est liée à la densité spectrale de phase $S_\varphi(f) = \text{T.F.}(\langle \varphi(t)\varphi(t + \tau) \rangle)$ par:

$$[\text{LUC98}] \quad \langle \Delta_\tau \varphi^2 \rangle = 2 \int_0^{+\infty} S_\varphi(f) \sin^2(\pi \tau f) df \quad (2.28)$$

avec f la fréquence que l'on accède par les instruments électroniques.

Le terme $e^{2\pi j \nu \tau}$ dans l'équation (2.27) décale simplement le spectre d'émission du laser $S_E(\nu)$ autour de la fréquence centrale. Ainsi $S_E(\nu)$ est déterminée par la connaissance du spectre de bruit de phase $S_\varphi(f)$.

Expérimentalement, on accède plutôt au spectre de bruit de fréquence du laser $S_\nu(f)$ par l'intermédiaire d'une cavité Fabry-Perot ou d'un signal d'erreur dans un asservissement. La relation (2.28) s'écrit aussi:

$$\langle \Delta_\tau \varphi^2 \rangle = 2\pi^2 \tau^2 \int_0^{+\infty} S_\nu(f) \frac{\sin^2(\pi \tau f)}{(\pi \tau f)^2} df \quad (2.29)$$

avec
$$S_\nu(f) = f^2 S_\varphi(f) \quad (2.30)$$

2.4.4.2 Largeurs de raie des diodes lasers

Les premières théories sur les largeurs spectrales des lasers ont été élaborées par Schawlow et Townes. Ces théories montrent que le profil de la raie d'un laser est une lorentzienne et sa

largeur à mi-hauteur (largeur de raie) $\Delta\nu_L$ est inversement proportionnelle à la puissance P

$$[\text{SHA58}]: \quad \Delta\nu_L \propto \frac{1}{P} \quad (2.31)$$

Les premières mesures expérimentales de largeurs de raie des diodes lasers ont été faites par Fleming et Mooradian [FLE81]. Comme le prévoit la théorie, ils montrent que le profil de raie d'une diode laser est une lorentzienne et que la largeur de raie est inversement proportionnelle à la puissance. Par contre la valeur de cette largeur de raie est 30 fois plus grande que la valeur prédite à partir des calculs de Schawlow-Townes. L'explication donnée à cette différence entre la valeur attendue de la largeur de raie et celle mesurée, est que dans les diodes lasers il y a facteur d'élargissement de la raie supplémentaire noté α . Ce facteur (α) provient des fluctuations de l'indice de réfraction avec la densité des porteurs, qui couple la phase et les fluctuations d'intensité du champ laser. La raie est élargie la raie d'un facteur multiplicatif de $1 + \alpha^2$ [HEN81].

2.4.4.3 Facteur d'élargissement de la raie

Dans les lasers à semi-conducteurs, le facteur d'élargissement de la raie α est un paramètre clé qui caractérise leurs largeurs spectrales. Il explique la différence de la largeur spectrale des diodes laser aux autres lasers. Il est défini par la relation suivante [VAH83]:

$$\alpha = - \frac{\frac{d\chi_R(n)}{dn}}{\frac{d\chi_I(n)}{dn}} \quad (2.32)$$

Dans cette expression (2.32), $\chi_R(n)$, $\chi_I(n)$ et n désignent respectivement les parties réelle et imaginaire de la susceptibilité et la concentration des électrons. Le signe négatif est choisi pour rendre α positif aux longueurs d'onde des diodes lasers. Bien que cela ne soit pas montré explicitement dans la relation (2.32), les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité dépendent de l'énergie du photon.

Le coefficient α dépend de la température, de la densité des porteurs et de la structure de la diode [OSI87]. Il est de 1,5 à 1,7 pour les diodes à puits quantiques [OGA85], de 4,6 pour la diode AlGaAs [HAR83] et 4 à 6 pour des diodes hetero-structures AlGaAs/GaAs [HEN81] et [ARA85].

2.4.4.4 Quelques expressions théoriques de largeur de raie

Le problème d'élargissement de la largeur de raie dû au couplage de la phase et de l'intensité du champ dans une diode laser est mathématiquement identique au problème des désaccords en fréquence dans les lasers à gaz où les fréquences de résonance de la cavité et celles de transitions optiques ne coïncident pas. Ce problème a été résolu par Lax [LAX67]. Le facteur correctif est $1 + \alpha^2$ avec α le paramètre de désaccord. Pour les diodes lasers, la largeur de raie peut être obtenue en adaptant les équations de Lax sur les semi-conducteurs [HEN81]. Ainsi pour une diode laser monomode, elle est [SCH83] :

$$\Delta\nu_L = \frac{\beta}{4\pi\tau_p(I/I_s - 1)}(1 + \alpha^2) \quad (2.33)$$

β , τ_p , I_s et I représentent respectivement le nouveau taux d'émission spontanée, le temps de vie des photons dans la cavité, le courant seuil et le courant de la diode.

La formule généralisée de la largeur de raie $\Delta\nu_{Li}$ du mode i d'une diode laser multimode a été donnée par Adam [ADA83]:

$$\Delta\nu_{Li} = \frac{\beta}{4\pi\tau_p(I/I_s - 1)} \frac{\sum_j N_j}{N_i} \left[1 + \alpha^2 \frac{N_i \sum_j N_j^3}{\left(\sum_j N_j^2\right)^2} \right] \quad (2.34)$$

N_i est la densité de photons dans le mode i . Comparée à la formule de la largeur de raie d'une diode laser monomode, l'équation (2.34) ajoute une petite correction supplémentaire de l'ordre de 10% par rapport à (2.33)

Dans les différentes expressions des largeurs de raie de diodes lasers (monomodes et multimodes), beaucoup de paramètres interviennent. Mais les plus importants sont la durée de vie des photons dans la cavité τ_p et la puissance en sortie de la diode à travers les courants I et I_s . La durée de vie des photons dans la cavité est responsable de la valeur assez élevée des largeurs de raie des diodes lasers car les cavités des diodes lasers sont courtes. Pour les expériences de spectroscopie nécessitant des sources lasers fines, une solution sera d'augmenter les temps de vie des photons dans la cavité, en montant les diodes lasers en cavité étendue. Typiquement la largeur de raie d'une diode laser libre AlGaAs près de l'infrarouge est de l'ordre de 10MHz tandis qu'elle est de l'ordre de 200MHz pour une diode AlGaInP dans le domaine du visible [HOL96].

2.5 Caractéristiques expérimentales des diodes lasers de l'expérience du "refroidissement sympathique" des molécules

Le projet "refroidissement sympathique" des molécules ioniques nécessite deux sources lasers: un laser à 397 nm pour refroidir et détecter la fluorescence des ions Ca^+ et un autre à 866 nm pour "repomper" les ions du niveau métastable $3^2\text{D}_{3/2}$ vers le niveau $4^2\text{P}_{1/2}$ et les remettre donc dans le cycle de refroidissement. Pour la réalisation de ce projet, l'équipe CIML possède deux diodes lasers: une diode laser à 397 nm que nous appellerons par la suite "diode laser bleue" et une diode laser à 866nm. La première étape de mon travail a été de réaliser leur câblage électrique et leur stabilisation en température.

2.5.1 Le laser de refroidissement des ions calcium

Le laser de refroidissement des ions Ca^+ pour le projet refroidissement sympathique des molécules ioniques est une diode laser Nichia NHL3000E multimode et émettant autour de 397 nm (figure 2.10). Son spectre comporte 40 modes espacés de 0,033 nm soit une longueur de la cavité de l'ordre de 180 μm [HAY00].

Cette diode laser a été déjà utilisée comme laser de refroidissement des ions Ca^+ par K.Hayasaka et al. [HAY00], K.Toyoda et al. [TOY01] et G.P.T. Lancaster et al. [LAN03].

La durée de vie cette de diode est estimée à 14000 heures lorsqu'elle fonctionne à 4 mW et 500 heures à 30 mW. Elle possède trois fiches de connection dont l'anode et la cathode comme nous le montre la figure 2.11 (a). Elle est alimentée dans le sens direct (figure 2.11 (b)) par un générateur de courant Laser Diode Controller LDC200 de Thorlabs dont les caractéristiques sont indiquées dans le tableau 2.1. Ce générateur de courant est utilisé pour l'alimentation des diodes lasers à faible puissance et dont le courant seuil est compris entre 35mA et 70mA. Dans le montage d'alimentation de la diode laser (figure 2.11b), l'interrupteur K a pour rôle de court-circuiter la diode lorsqu'on arrête le générateur de courant. Il permet aussi d'éviter tout potentiel flottant et tout décharge électrostatique dans la diode. Afin d'éviter sa détérioration lors de sa mise en cavité étendue, le courant délivré par le

générateur est limité à 45 mA c'est-à-dire le courant seuil de la diode seule. Les caractéristiques de cette diode données par le constructeur sont indiquées dans le tableau 2.2.

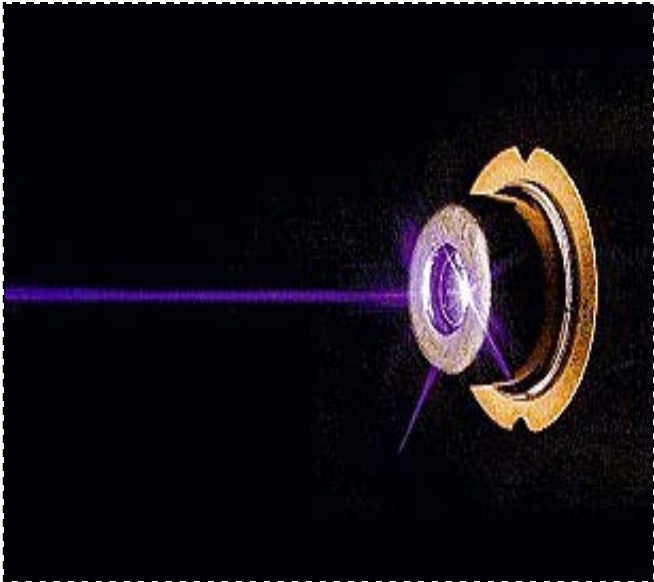


Fig.2.10: La diode laser Nichia NHL3000E

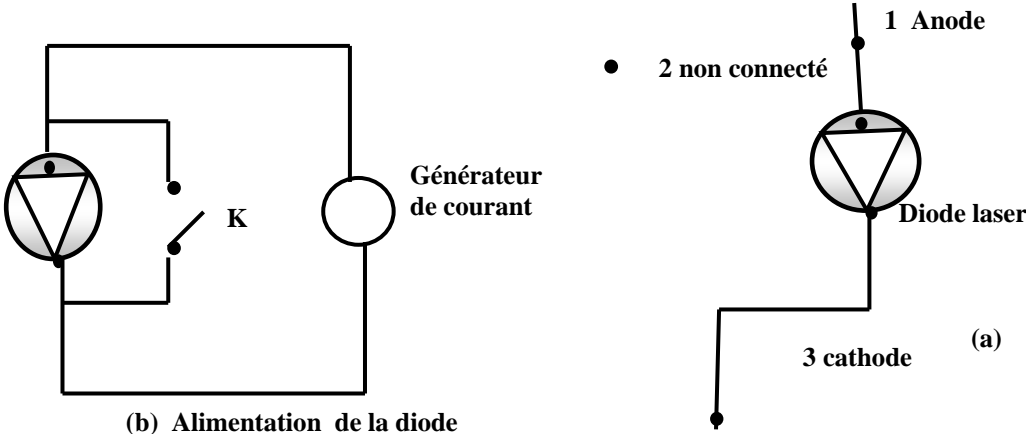


Fig.2.11: (a) Les fiches de connection et (b) l'alimentation de la diode laser bleue Nichia NHL3000E

Grandeurs	Valeurs
Courant limite	0...>20 mA
Précision	$\pm 20 \mu\text{A}$
Résolution	1 μA
Bruit (10Hz...10 MHz)	$\ll 1,5\mu\text{A}$
Fluctuations de courant à court terme (15s, 0...10Hz)	$<5\mu\text{A}$
Dérives (30 min, 0...10Hz)	$\leq 2\mu\text{A}$
Entrée modulation	-10V...+10V
Puissance de consommation maximale	20VA
Résistance d'entrée	10k Ω

Tableau 2.1. Les caractéristiques du générateur de courant Laser Diode Controller LDC 200 de la diode laser bleue

Grandeurs	symbole	Valeurs minimales	Valeurs typiques	Valeurs maximales	unités
Puissance	P_0		30		mW
Longueur d'onde	λ_0		397		nm
Courant seuil	I_S		45	65	mA
Rendement	η	0.7	1,2	1.8	W/A
Divergence du faisceau	θ_x	6	10	14	degrés
	θ_y	19	25	31	degrés

Tableau 2.2. Les caractéristiques de la diode laser bleue Nichia 3000E

2.5.2 Le laser repompeur

Le laser repompeur pour l'expérience du "refroidissement sympathique" des molécules est une diode laser SDL5412. Elle est monomode. Elle est équipée de modules Peltier permettant de

réguler sa température au milli- kelvin. Comme le montre la figure 2.12, son boîtier électronique comprend huit fiches : deux fiches placées derrière la diode représentant les modules Peltier internes (TEC- et TEC +), deux fiches pour la photodiode permettant d'évaluer la puissance en sortie de diode, deux fiches pour la thermistance dont le rôle est de mesurer la température de la diode, et enfin les deux dernières fiches sont l'anode et la cathode.

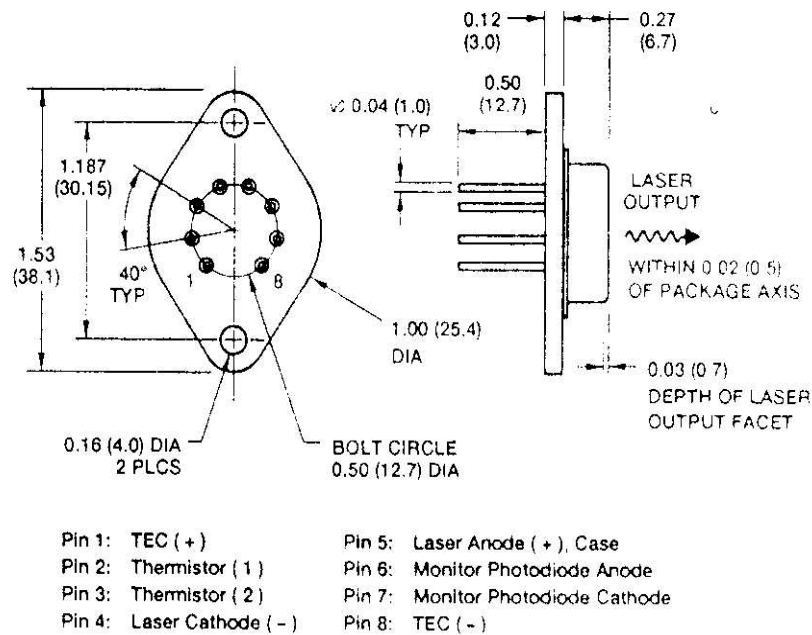


Fig.2.12 : Les pins de connection de la diode SDL5412 à 866 nm

Cette diode laser est alimentée par un générateur de courant Diode laser Controller LDC201 de Thorlabs. Ce générateur de courant est utilisé pour alimenter des diodes lasers de puissance. Les caractéristiques du générateur de courant Diode Laser Controller LDC201 et celles de la diode laser SDL5412 sont indiquées respectivement dans les tableaux 2.3 et 2.4.

Afin d'éviter la détérioration de la diode lors de sa mise en cavité étendue, le courant de l'alimentation est limité à 45 mA c'est-à-dire le courant seuil maximal de la diode seule. Les deux fiches représentant la photodiode sont reliés à un microampèremètre permettant d'estimer la puissance en sortie de la diode à travers la relation suivante :

$$P = \frac{I}{S} \quad (2.35)$$

avec P la puissance en mW, I la valeur du courant lu au microampèremètre en μA et S la sensibilité ou le rendement de la photodiode en $\mu\text{A/mW}$.

Grandeurs	Valeurs
Courant limite	0...>100 mA
Précision	$\pm 50\mu\text{A}$
Résolution	0,01mA
Bruit (10Hz...10 MHz)	$\ll 0,2\mu\text{A}$
Fluctuations de courant à court terme (15s, 0...10Hz)	$<5\mu\text{A}$
Dérives (30 min, 0...10Hz)	$\leq 2\mu\text{A}$
Entrée modulation	-10V...+10V
Puissance de consommation maximale	20VA
Résistance d'entrée	10k Ω

Tableau 2.3. Les caractéristiques du générateur de courant Laser Diode Controller LDC 2001 de la diode laser à 866nm

Grandeurs	symbole	Valeurs minimales	Valeurs typiques	Valeurs maximales	unités
Puissance	P_0			100	mW
Longueur d'onde	λ_0		866		nm
Courant seuil	I_S	35		45	mA
Rendement	η	0,75	0,85		W/A
Divergence du faisceau	θ_x		9		degrés
	θ_y		30		degrés
Sensibilité de la photodiode	S	0,1		20	$\mu\text{A}/\text{mW}$
Largeur spectrale		3		5	nm

Tableau 2.4 : Les caractéristiques de la laser SDL5412 à 866 nm.

Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai décrit le fonctionnement des diodes lasers, j'ai présenté quelques structures de diodes lasers et les paramètres qui influencent leurs fréquences d'émission et leurs largeurs spectrales. Enfin j'ai défini les grandeurs permettant de caractériser leur profil spectral et leur structure de mode spatiale. Il ressort de ce chapitre que l'utilisation des deux diodes lasers (diode laser bleue et diode laser à 866nm) pour le refroidissement des ions Ca^+ exige une amélioration des caractéristiques spectrales et spatiales. L'amélioration des caractéristiques passe par leur mise en cavité étendue.

3 Mise en cavité étendue de diodes lasers

3.1 Avantages

L'utilisation de diodes lasers à des fins spectroscopiques exige une réduction de leur largeur de raie. De plus, elles doivent être monomodes à la fréquence de la transition atomique étudiée et accordables sur une plage de fréquence suffisante pour couvrir cette transition.

Dans le cas du refroidissement laser des ions Ca^+ , une plage d'accordabilité de l'ordre de 2 GHz des lasers est suffisante.

Pour obtenir ce comportement monomode et une réduction de la largeur de raie des diodes lasers, une condition préalable est de les utiliser en cavité étendue [OLE86] [AGR88] c'est-à-dire d'allonger la longueur de la cavité laser par un élément passif, sélectif en longueur d'onde, et renvoyant une partie de la lumière vers le laser. Cet élément peut être un réseau de diffraction ou un miroir [TRO84]. Ce type de montage fournit un mode laser qui a des caractéristiques spatiales et spectrales meilleures que celles de la diode libre. De plus, il découple la forte dépendance de la fréquence d'émission d'une diode laser avec l'indice [FLE81]. En effet la longueur optique de la cavité étendue est $n_d L_d + n_{\text{air}} L_{\text{ext}}$ avec n_d, L_d, L_{ext} , et n_{air} désignant respectivement l'indice dans la zone active du semi-conducteur, les longueurs de la cavité de la diode et de la cavité externe et l'indice de l'air, les fréquences des

modes sont :

$$v_m = \frac{mc}{2(n_d L_d + n_{\text{air}} L_{\text{ext}})}, \quad m \in \mathbb{N}^+ \quad (3.1)$$

La variation relative de la fréquence avec l'indice de la zone active est alors dans ce cas [FLE81]:

$$v_m^{-1} \left(\frac{\partial v_m}{\partial n_d} \right) = - \frac{1}{n_d \left[1 + \left(\frac{n_{\text{air}} L_{\text{ext}}}{n_d L_d} \right) \right]} \quad (3.2)$$

Pour $L_{\text{ext}} \gg n_d L_d$ ($n_{\text{air}} \cong 1$) les variations de la fréquence d'un mode due aux variations de l'indice sont réduites d'un facteur $\frac{L_{\text{ext}}}{n_d L_d}$. Les diodes lasers montées en cavité étendue ont

donc une sensibilité réduite aux variations d'indice et donc des fluctuations de fréquence moins importantes.

Montée en cavité étendue, la largeur de raie d'une diode laser est inversement proportionnelle au carré de la longueur de la cavité externe [LAU89]:

$$\frac{\Delta\nu_{\text{ext}}}{\Delta\nu_{\text{d}}} \propto \left(\frac{n_{\text{d}}L_{\text{d}}}{L_{\text{ext}}} \frac{F_{\text{d}}}{F_{\text{ext}}} \right)^2 \quad (3.3)$$

où $\Delta\nu_{\text{ext}}$ et $\Delta\nu_{\text{d}}$ sont respectivement les largeurs de raie de la diode en cavité étendue et de la diode laser libre, F_{ext} et F_{d} sont les finesses de la cavité étendue et de la cavité de la diode laser. En cavité étendue, la largeur de raie d'une diode laser passe de 10 MHz à quelques dizaines de kilohertz [HOL96] [KAZ87].

Je vais dans ce chapitre présenter une description théorique des diodes lasers couplées avec une cavité externe, décrire quelques configurations et enfin m'attarder sur les résultats expérimentaux de la configuration (configuration Littrow) que j'ai réalisée sur le laser de refroidissement (diode laser bleue) et sur le laser de repompeur (diode laser à 866nm).

3.2 Description théorique

Dans la direction de l'axe optique du montage, la cavité étendue peut être modélisée par deux cavités couplées [ZOR87] [HOU2 03] : la petite cavité (cavité laser) formée par le matériau semi-conducteur et la cavité externe.

La petite cavité est caractérisée par ses coefficients de réflexion de la face arrière r_0 et de la face de sortie de la diode r_{d} , sa longueur optique $n_{\text{d}}L_{\text{d}}$ et par son gain g sur un aller-retour de l'onde. Le gain g est défini par :

$$g = \exp(2(\gamma - \alpha_{\text{m}})) \quad (3.4)$$

avec γ et α_{m} désignant respectivement le gain spatial et les pertes.

La cavité externe est caractérisée par sa longueur optique $n_{\text{air}}L_{\text{ext}}$, son coefficient de réflexion r_{ext} et sa sélectivité en longueur d'onde $f(\nu)$. Ce facteur assure la sélection du mode longitudinal. Il est défini par son amplitude f_0 , par la fréquence centrale ν_0 et la largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$. Dans la configuration de Littrow, $f(\nu)$ tient compte aussi des pertes qui sont principalement dues à la lentille de collimation du faisceau en sortie de la diode laser et on suppose qu'il a la forme d'une gaussienne :

$$f(\nu) = f_0 \exp\left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)^2\right] \quad (3.5)$$

Par un calcul basé sur le model des ondes planes, on peut montrer que ces deux cavités sont équivalentes à une seule cavité (figure3.1)

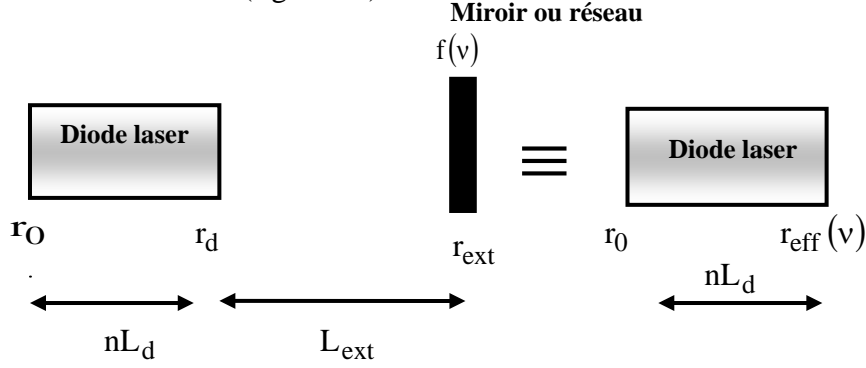


Figure 3.1 : Le modèle des cavités couplées

La longueur de la cavité équivalente est la longueur optique de la petite cavité c'est-à-dire nL_d , les coefficients de réflexion sont r_0 et $r_{\text{eff}}(\nu)$ avec $r_{\text{eff}}(\nu)$ définit par :

$$r_{\text{eff}}(\nu) = \frac{r_d - r_{\text{ext}} f(\nu) \exp(i\varphi_e)}{1 - r_d r_{\text{ext}} \exp(i\varphi_e)} \quad (3.6)$$

Dans cette expression (3.6), φ_e est une fonction de la fréquence et représente le déphasage acquis par l'onde laser pour un aller-retour dans la cavité externe et vaut :

$$\varphi_e = \frac{4\pi\nu L_{\text{ext}}}{c} \quad (3.7)$$

Pour des paramètres physiques de la cavité étendue fixés, les modes laser sont déterminés par la condition d'oscillation de la cavité équivalente :

$$r_0 r_{\text{eff}} g_{\text{th}} \exp(i\varphi_d) = 1 \quad (3.8)$$

avec g_{th} le gain seuil pour un aller retour de l'onde dans la cavité et φ_d le déphasage subit par le champ laser pour un aller-retour dans la cavité , φ_d vaut :

$$\varphi_d = \frac{4\pi\nu n L_d}{c} \quad (3.9)$$

La phase de l'équation 3.8 définit les fréquences d'oscillation des modes laser. En effet, ces modes correspondent à une différence de phase pour un aller-retour de la lumière à l'intérieur de la cavité équivalente égale à un multiple de 2π :

$$\text{Arg}(r_{\text{eff}}) + \varphi_d = 2q\pi \quad q \in \mathbb{N}^+ \quad (3.10)$$

La fréquence émise par laser est alors :

$$\nu = \nu_q - \frac{c}{4\pi n L_d} \text{Arg}(r_{\text{eff}}) \quad (3.11)$$

où $\nu_q = \frac{qc}{2nL_d}$ est la fréquence du $q^{\text{ème}}$ mode longitudinal. Quant au module de l'équation

3.8, il permet de déterminer le gain moyen pour chaque mode qui oscille :

$$g_{\text{th}}(\nu) = \frac{1}{r_0 |r_{\text{eff}}(\nu)|} \quad (3.12)$$

Ainsi chaque mode est déterminé par un couple fréquence de résonance- gain moyen.

3.3 Les régimes de fonctionnement

Lorsqu'une diode laser est montée en cavité étendue, elle peut fonctionner selon cinq régimes [LUC98] classées par ordre croissant de puissance réinjectée dans le milieu amplificateur, et pour une cavité externe L_{ext} donnée :

1. L'émission laser reste monomode, si elle l'était déjà (diode libre), mais la puissance, la fréquence et la largeur de raie du mode laser évoluent périodiquement avec la phase du champ réfléchi par la cavité externe.
2. A proximité d'un mode de la diode laser, il peut exister plusieurs modes de la cavité externe. Leur nombre et leurs caractéristiques respectives dépendent de la phase de l'onde laser.
3. L'émission laser est à nouveau monomode, sur un mode de largeur de raie plus étroite, indépendamment de la phase du champ laser réfléchi.
4. Le laser a un comportement extrêmement instable et bruyant. Il présente des fluctuations aléatoires de la puissance et une largeur de raie très élargie : le couplage optique provoque une perte de cohérence du champ laser.
5. La cavité externe impose son fonctionnement à la diode : l'émission est alors généralement monomode, et la largeur de raie est réduite.

Les régimes 1 à 3 sont une conséquence du faible couplage de la diode avec la cavité externe, tandis que le dernier régime (régime 5) de fonctionnement est décrit par le fort couplage ($r_{\text{ext}} > r_0$). Le régime 5 est obtenu dans une cavité étendue idéale c'est-à-dire une cavité étant construite avec une diode dont la face de sortie est traitée anti-reflet.

Le passage d'un régime à l'autre dépend des caractéristiques de la diode et en particulier du coefficient de réflexion de sa face de sortie et de la cavité externe.

3.4 Quelques configurations de cavités étendues

Plusieurs configurations de cavités étendues ont été élaborées par de nombreuses équipes travaillant avec des diodes lasers. Parmi ces configurations, on peut citer par exemple: la cavité en configuration de Littman [LIT78], les cavités auto-alignées [DIM94], [FER98], et la configuration de Littrow [WYA83] [LAB85] [BOS91]

Dans la configuration de Littman, l'ordre 1 du faisceau réfléchi par le réseau se projette partiellement sur un miroir (figure 3.2). L'ordre 1 du faisceau est de nouveau renvoyé vers la diode par l'intermédiaire du réseau.

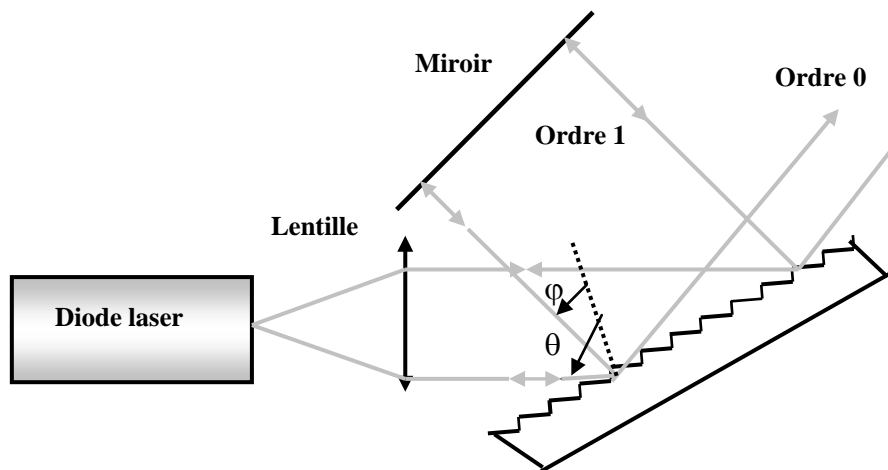


Fig.3.2: La cavité en configuration de Littman

La longueur d'onde renvoyée vers la diode est donnée par:

$$\lambda = a(\sin \theta + \sin \varphi) \approx a(1 + \sin \varphi) \tag{3.13}$$

avec a le pas du réseau, θ l'angle d'incidence ($\theta \cong 90^\circ$) et φ l'angle entre la normal au réseau et la direction du faisceau réfléchi par le miroir. Le changement de la longueur d'onde émise par la diode dans la configuration Littman se fait par la rotation du miroir et non par la

rotation réseau. La configuration de Littman est compacte et facile en mettre en œuvre. Cependant elle présente plusieurs inconvénients. En effet, la double diffraction du réseau pour un aller-retour de la lumière dans la cavité provoque une diminution de la puissance réinjectée vers la diode et une augmentation de la longueur de la cavité, donc une plage d'accord en fréquence plus étroite. De plus la configuration de Littman est très sensible aux perturbations extérieures et au désalignement de l'un de ses éléments (diode, lentille, réseau et miroir).

Les cavités auto-alignées consistent à créer un système optique appelé "œil de chat" qui renvoie le faisceau laser parallèlement à lui-même quelque soit la direction du faisceau incident [DIM94] [FER98]. "L'œil de chat" peut être formé d'une lentille cylindrique et d'un réseau (cavité repliée), d'une lentille cylindrique et d'un miroir dans son plan focal (cavité dépliée) et enfin d'une lentille sphérique et d'un miroir composé d'un fil d'or. Ces configurations sont stables mécaniquement. Cependant "l'œil de chat" introduit de l'astigmatisme et dégrade la qualité spatiale du faisceau utile. De plus, les pertes dans ces configurations sont importantes.

La cavité externe fermée par un réseau de diffraction en réflexion placé en configuration de Littrow est la plus compacte et la plus utilisée. Toutes les diodes utilisées au sein de l'équipe CIML sont montées dans cette configuration. Sur cette configuration (figure 3.3), le faisceau en provenance de la diode est en général collimaté par une lentille sphérique à grande ouverture afin de récupérer la plus grande partie de la lumière émise par le laser. L'ordre zéro du faisceau diffracté par le réseau est le faisceau de sortie (faisceau utile) tandis que l'ordre 1 est renvoyé vers la diode.

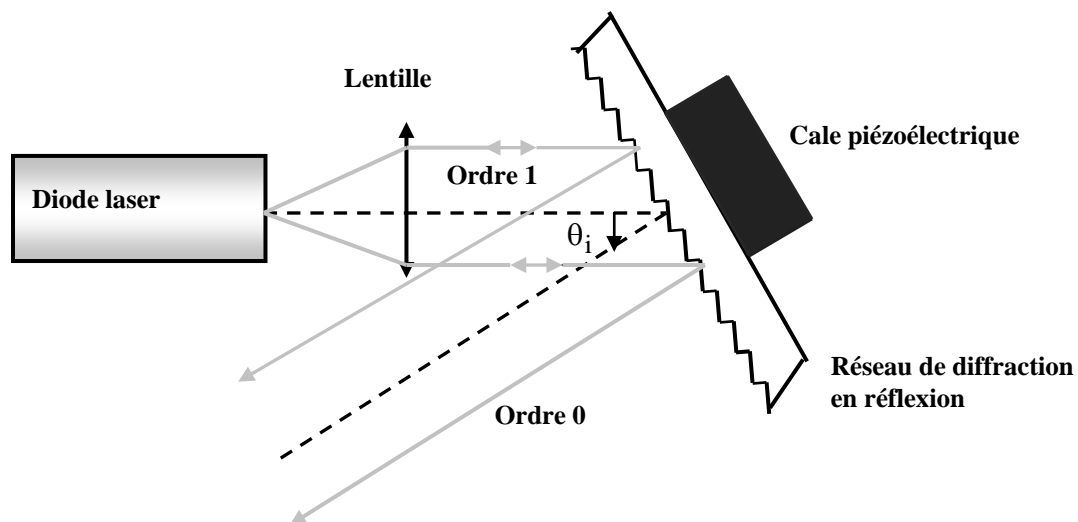


Figure 3.3. La configuration de la cavité externe fermée par un réseau réflexion (configuration Littrow)

La dispersion spectrale par le réseau permet de sélectionner la longueur d'onde souhaitée dans la courbe de gain d'émission de la diode.

La longueur d'onde renvoyée vers la diode est :

$$\lambda_0 = 2a \sin(\theta_i) \quad (3.14)$$

où a est le pas du réseau et θ_i est l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau.

L'angle du réseau n'assure qu'une sélection grossière de la longueur d'onde. La sélection fine est obtenue par la condition de résonance de la cavité externe. Mais la configuration de Littrow est sensible aux perturbations extérieures.

La configuration de Littrow peut être réalisée également avec un réseau de diffraction en transmission comme l'ont fait T.Laurilla et al. [LAU02] sur une diode laser GaInP-AlGaInP à 650 nm. La configuration de Littrow avec un réseau en transmission est très délicat à réaliser et très peu utilisée à cause de la difficulté de fabrication des réseaux en transmission.

3.5 Réalisations expérimentales

3.5.1 Disposition des éléments de la cavité étendue

Les expériences de spectroscopies menées au sein de l'équipe CIML se déroulent dans un environnement calme et de température à peu près constante. Par conséquent, nous utilisons les cavités étendues en configuration de Littrow. La figure 3.4 montre la disposition des différents éléments de la cavité étendue (diode laser, lentille de collimation et réseau de diffraction).

Ces éléments sont fixés sur le socle de la cavité afin d'avoir une bonne rigidité et une stabilité mécanique de l'ensemble. Le socle de la cavité repose sur une plaque de base. Cette plaque de base est fendue horizontalement sur la moitié ce qui permet de régler avec une vis l'orientation verticale du réseau. Une fente verticale similaire existe sur le support réseau, et permet d'orienter horizontalement le réseau au moyen d'une vis. Ces deux vis permettent d'optimiser l'alignement de la cavité étendue et de régler la longueur d'onde une fois la lentille de collimation collée sur son support. Les cavités externes ont des longueurs de l'ordre de 4 cm, (soit un intervalle spectral de l'ordre de 4 GHz) et celles-ci peuvent varier de quelques centaines de nanomètres par l'application d'une tension continue sur la cale piézoélectrique collée à la face arrière du réseau. La diode laser est montée sur support fixe, par conséquent seules les positions du réseau et de la lentille de collimation pour réglage peuvent être modifiées.

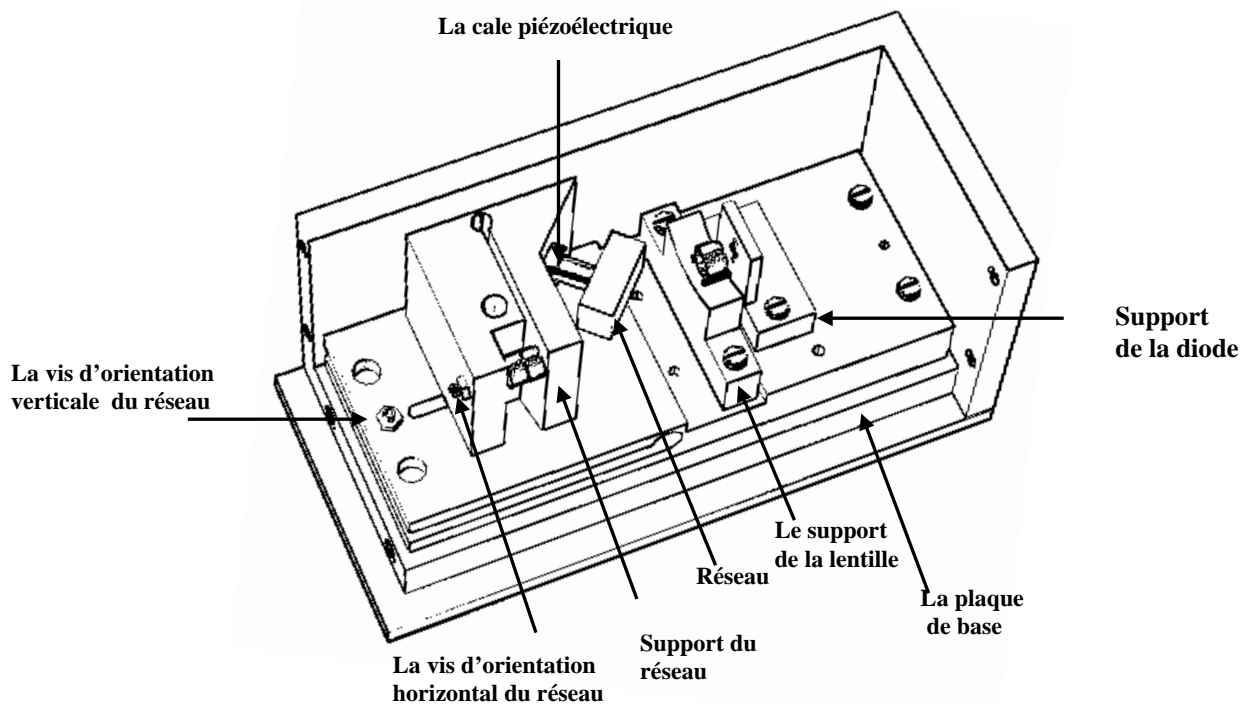


Figure 3.4 : Le montage mécanique de la cavité étendue

3.5.2 La stabilisation en température des diodes lasers

Dans le montage en cavité étendue, la diode laser doit être stabilisée en température. De plus pour éviter une dérive thermique à long terme, il faut aussi stabiliser thermiquement la plaque de base. Pour cela, nous disposons de deux régulateurs de température l'un pour la diode et l'autre pour la plaque de base de la cavité.

Les stabilisations thermiques sont réalisées par des modules à effet Peltier, commandés par des boîtiers de régulations d'asservissement proportionnel intégral (PI) pour la diode laser bleue et proportionnel (P) pour la diode laser à 866 nm. Les modules à effet Peltier placés en dessous de la plaque de base et servant à sa stabilité thermique ont pour rôle de pomper la chaleur du socle de la cavité et de l'évacuer vers le fond et les parois de la boîte contenant l'ensemble des éléments. Quant aux modules à effet Peltier assurant la stabilisation thermique des diodes lasers, ils sont localisés sous le support de la diode laser dans le cas du montage de la diode laser bleue. Ils dissipent la chaleur du support de la diode vers le socle de la cavité. La stabilisation en température de la diode à 866 nm se fait par ses modules à effet Peltier intégrés. Les contacts thermiques sont assurés par une pâte de très bonne conductivité thermique. On optimise l'asservissement en faisant varier le coefficient de proportionnalité et en changeant la constante d'intégration des boîtiers de régulation. Les boîtiers de régulation

sont alimentés par des alimentations $\pm 5V$, 3A pour les modules Peltier et des alimentations $\pm 12V$ pour l'électronique. Dans le cas du montage de la diode laser bleue, la mesure de la température de la plaque de base et celui de la diode s'opère par l'intermédiaire des thermistances à Coefficient de Température Négatif (NTC). Ces thermistances ont un gain résistif proportionnel à leur température et sont alimentées par un courant de référence de $100\mu A$. Par contre dans le montage de la diode à 866nm, la mesure de la température de la diode se fait à l'aide d'une thermistance interne et celle de la plaque de base est alors réalisée par une thermistance placée sur la plaque de base de la cavité. Les différents éléments de régulations sont reliés à un connecteur DB15. On s'arrange pour fixer la température des diodes autour de $21^{\circ}C$ afin de limiter leur vieillissement. Afin d'éviter un écart trop important entre la température ambiante et la température du socle de la cavité qui pourrait perturber la fréquence d'émission de la diode, nous fixons la température du socle de la cavité autour de la température ambiante ($23^{\circ}C$).

3.5.3 L'alignement de la cavité étendue

Une diode laser est en cavité étendue si et seulement l'ordre 1 du faisceau diffracté par le réseau appelé encore le retour réseau revient exactement dans la jonction. Ce réglage est très délicat à cause de la taille de la jonction ($0,1\mu m$ sur $0,3\mu m$ pour une diode laser AlGaAs à 670 nm). Pour régler la cavité étendue, il est important de bien positionner la lentille de collimation. Elle est montée sur la tige d'une potence pouvant se déplacer dans les trois directions de l'espace comme le montre la figure 3.5.

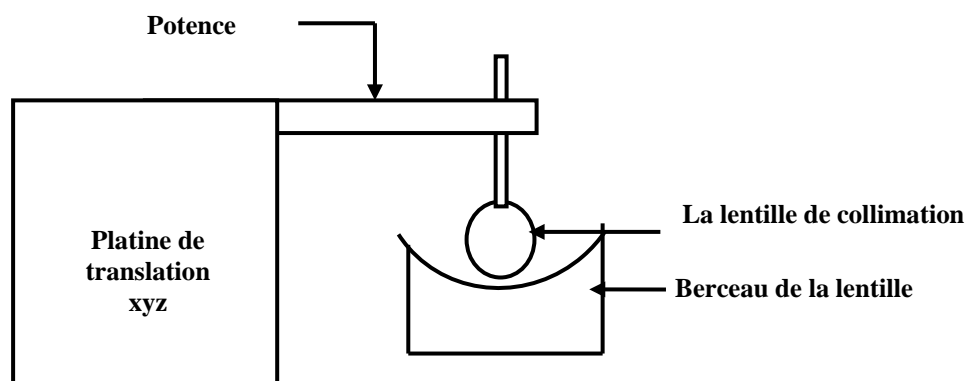


Fig.3.5 Positionnement de la lentille lors du réglage de la cavité étendue

La lentille de collimation est placée juste devant la diode de manière à avoir un faisceau parallèle. Ensuite, on oriente le réseau de manière que l'ordre 1 du faisceau diffracté revienne

vers la jonction. A courant identique, la puissance lumineuse dans zone active (zone où se réalise l'émission laser) dans une diode laser en cavité étendue est supérieure à celle d'une diode laser libre. Par conséquent le courant seuil d'une diode laser en cavité étendue est inférieur à celui d'une diode libre. La réduction du courant seuil est d'autant plus importante que le retour réseau (ordre 1 diffracté par le réseau) est intense. Le courant seuil d'une diode laser en cavité étendue est une bonne indication sur les pertes dans la cavité. Sa réduction est d'autant importante que la qualité du couplage du retour réseau avec la diode est bonne.

On optimise l'alignement de la cavité étendue en réduisant le courant seuil de la diode. Cette réduction du courant seuil se fait par le biais des vis micrométriques de la potence sur laquelle la lentille de collimation est fixée. La figure 3.6 (a) montre une réduction du courant seuil de 15% de la diode laser bleue en cavité étendue. Sur la figure 3.6 (b), la réduction du courant seuil de la diode à 866 nm en cavité étendue est 30%.

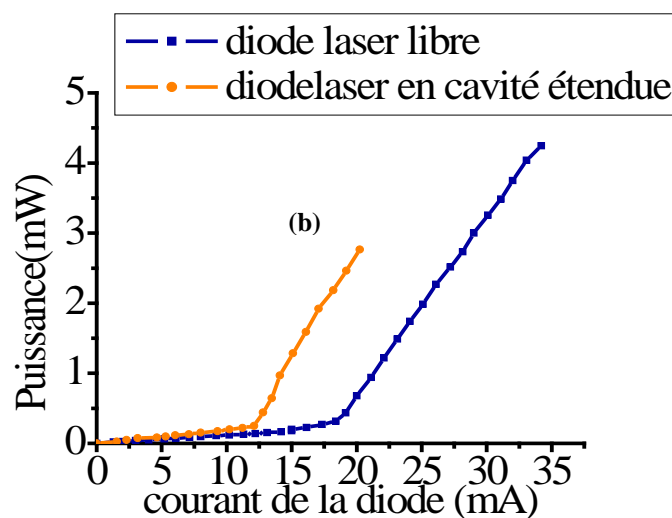
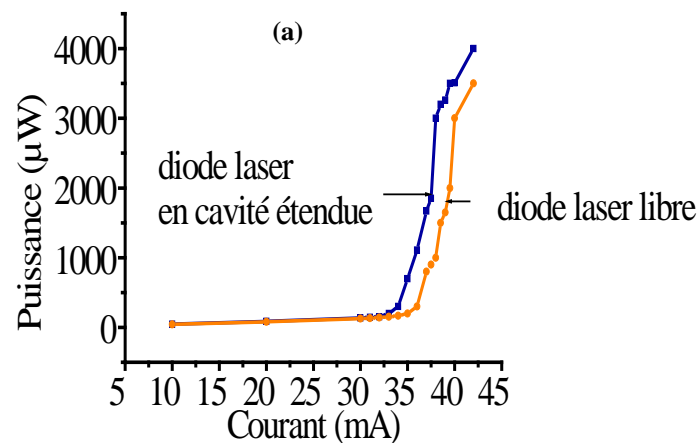


Fig:3.6 (b): Les caractéristiques puissance en fonction du courant des diodes lasers libres et en cavité étendue: (a) diode laser bleue, (b) diode laser à 866 nm.

La diode laser à 866 nm est une diode de puissance et monomode. Par conséquent lors de sa mise en cavité étendue, le couplage du retour réseau avec la jonction est meilleur que celui d'une diode multimode et de faible puissance comme la diode laser bleue.

Une fois que le courant seuil atteint une valeur minimale, on glisse des rondins en verre entre la lentille et son support. La dernière étape consiste à coller la lentille de collimation sur son support avec une colle UV, en mettant sur chaque rondin deux points de colle : l'un entre la lentille et le rondin et l'autre entre rondin et le support de la lentille. On éclaire le système pendant quelques heures avec une lampe UV, et on laisse le système se relaxer pendant deux à trois jours. Enfin on décolle la tige potence de la lentille (figure 3.7).

Au cours de ces différents processus de collage et de décollage de la lentille respectivement de son support et de la tige de la potence, il peut y avoir un petit désalignement de la cavité étendue notamment par l'augmentation du courant seuil. Aussi avant de fermer la boîte contenant les éléments de la cavité étendue, on la réaligne avec les vis d'orientation verticale et horizontale du réseau.

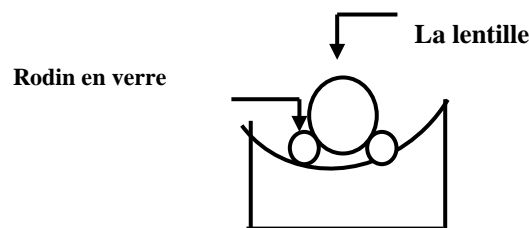


Fig:3.7: Le collage de la lentille lorsque la cavité étendue est parfaitement alignée

Pour limiter les bruits acoustiques qui peuvent perturber la fréquence d'émission de la diode, on recouvre la boîte contenant le laser et les différents éléments de la cavité étendue par une boîte en bois dont les faces internes sont recouvertes d'un matériau constitué de mousse, de plomb et du goudron appelé "barson".

3.5.4 Quelques techniques pour aligner la cavité étendue

Je présente ici quelques techniques que l'on utilise pour aligner finement une cavité étendue. Avant de procéder à l'alignement d'une cavité étendue, on oriente le réseau de manière à avoir "à l'œil" le retour (ordre 1 diffracté par le réseau) sur la jonction.

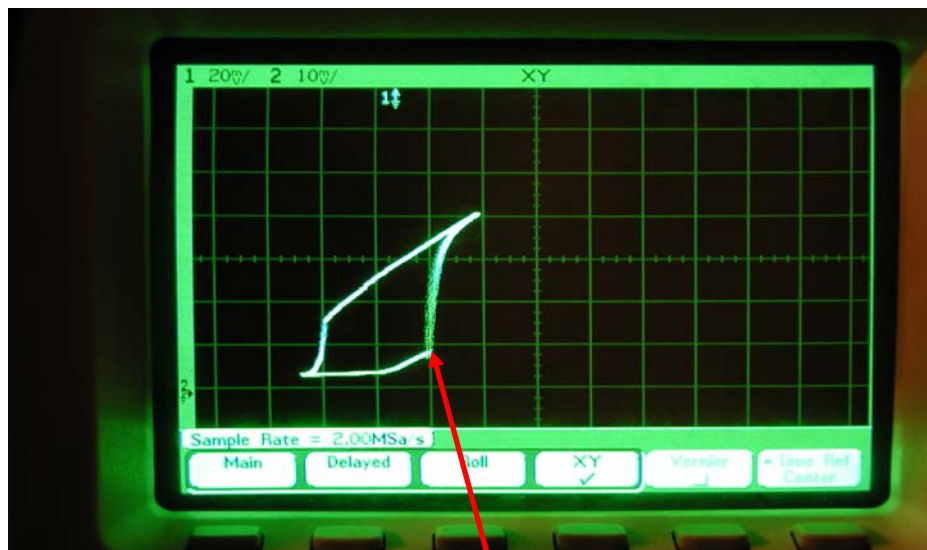
3.5.4.1 Alignement de la cavité étendue avec un générateur BF

Le principe de cette technique consiste à moduler le courant de la diode. Pour cela, on applique une tension triangulaire ou une tension sinusoïdal de 50 mV d'amplitude et de

fréquence de l'ordre 1 kHz avec un générateur BF sur l'entrée "modulation" du générateur de courant de la diode. La fréquence du générateur BF est choisie de façon à ce que l'alimentation de la diode ait le temps de suivre. Le courant moyen de la diode doit être en dessous du seuil.

Avec la lentille de collimation fixée sur la tige de la potence, on s'arrange à avoir sur une longue distance un faisceau en sortie de la cavité (ordre zéro) le mieux collimaté possible.

Une fois ce réglage terminé, on place à la sortie de la cavité étendue une photodiode. Sur la voie Y de l'oscilloscope, on relie le signal de la photodiode et sur la voie X le signal de modulation. On visualise l'ensemble en mode XY. Lorsque l'alignement de la cavité étendue est parfait, on observe une rupture de pente (coude) du signal. Cette rupture de pente (coude) est la signature du passage au seuil (figure 3.8). Le phénomène d'hystérésis que l'on observe sur la figure 3.8 est dû au couplage entre le gain et le indice de la diode laser [HOU2 03].



La rupture de la pente

Fig: 3.8: La courbe représentant le flux lumineux en fonction du courant de la diode

La dernière étape consiste à réduire le courant seuil de la diode grâce aux vis de la potence et sans perdre la rupture de pente

3.5.4.2 Alignement de la cavité étendue avec une caméra

Pour cette technique d'alignement, on place une caméra sur le trajet du faisceau utile (ordre zéro). La mise au point de la caméra est sur l'infini. Cette caméra voit donc l'image de la

jonction. Afin d'éviter l'éblouissement de la caméra, on place devant la caméra une densité neutre. L'objectif visé dans cette technique est la recherche de l'image du faisceau réfléchi par le réseau, qui apparaît sous forme de trait à cause de la dispersion du réseau. Cette recherche se fait avec les différentes vis de la potence. Au début de l'alignement, le courant de la diode doit être inférieure au seuil et le faisceau en sortie de la cavité étendue le mieux collimaté possible. Ce que l'on voit c'est l'image du retour réseau lorsqu'il se réfléchit sur le support de diode. Lorsqu'on déplace la lentille de collimation, le mouvement de l'image du retour réseau est très caractéristique car il évolue dans le sens contraire de l'image de la jonction vu par la caméra. Cette caractéristique permet de ne pas confondre le retour réseau avec les multiples réflexions parasites qui se déplacent dans le même sens que l'image de la jonction. Une fois l'image du retour réseau repéré, on baisse progressivement le courant de la diode en faisant attention de ne pas la perdre. Enfin on superpose l'image du retour réseau avec celle de la jonction. On remarque que cette superposition permet d'avoir une image définitive qui flashe et donc une augmentation de la puissance dans la jonction lorsqu'on est bien aligné.

3.5.4.3 Alignement avec une caméra et un Fabry-Perot

Cette technique d'alignement est quasi-identique à celle décrit précédemment. La seule différence est que devant la caméra on place un dépoli et un Fabry-Perot. Le dépoli nous permet d'observer des interférences à angles d'inclinaisons égales. Comme dans les autres techniques d'alignement, on s'arrange au début du réglage pour avoir un faisceau aussi parallèle possible et de même taille avec les vis de la potence et le courant la diode est réglé au dessus de son seuil. Lorsque la cavité étendue est parfaitement alignée, on observe sur l'écran relié à la caméra des anneaux concentriques. Ces anneaux caractérisent la cohérence de la lumière émise par la diode lors du processus d'émission stimulée. Le courant seuil se caractérise donc par l'apparition des anneaux. En dessous du courant seuil, l'émission laser est incohérente (émission spontanée). Baisser le courant seuil de la diode, revient à diminuer l'intensité des anneaux sans les perdre grâce aux vis de la potence.

3.5.5 Les caractéristiques spectrales des diodes lasers en cavité étendue

3.5.5.1 Le dispositif expérimental d'analyse

Pour analyser le comportement spectral des diodes lasers montées en cavité étendue, on réalise pour chaque diode laser le montage indiqué sur la figure 3.9.

Sur ce montage, le faisceau issu de la diode laser montée en cavité étendue passe dans un isolateur optique, qui est un dispositif unidirectionnel, capable de transmettre le faisceau laser dans un sens et d'isoler la diode des réflexions parasites qui perturberaient sa fréquence d'émission. Un isolateur optique est constitué de trois composants: un polariseur d'entrée, un rotateur de Faraday et un polariseur de sortie. Dans le sens direct, le polariseur d'entrée polarise linéairement le faisceau incident, puis le plan de la polarisation est tourné de 45° lorsque celui-ci traverse le rotateur de Faraday. Le polariseur de sortie faisant un angle de 45° avec le polariseur d'entrée, et laisse donc passer le faisceau laser. Dans le sens inverse, le polariseur de sortie polarise le faisceau à 45° , puis le rotateur de Faraday fait tourner le plan de la polarisation à nouveau de 45° . Le faisceau atteint alors le polariseur d'entrée avec un plan de polarisation à 90° de l'axe de transmission du polariseur, le faisceau n'est donc pas transmis.

Les isolateurs utilisés sont : isolateur optique IO-5-400-LP à 400 nm pour la diode laser bleue et GSANGER DLI-1 pour la diode laser à 866nm.

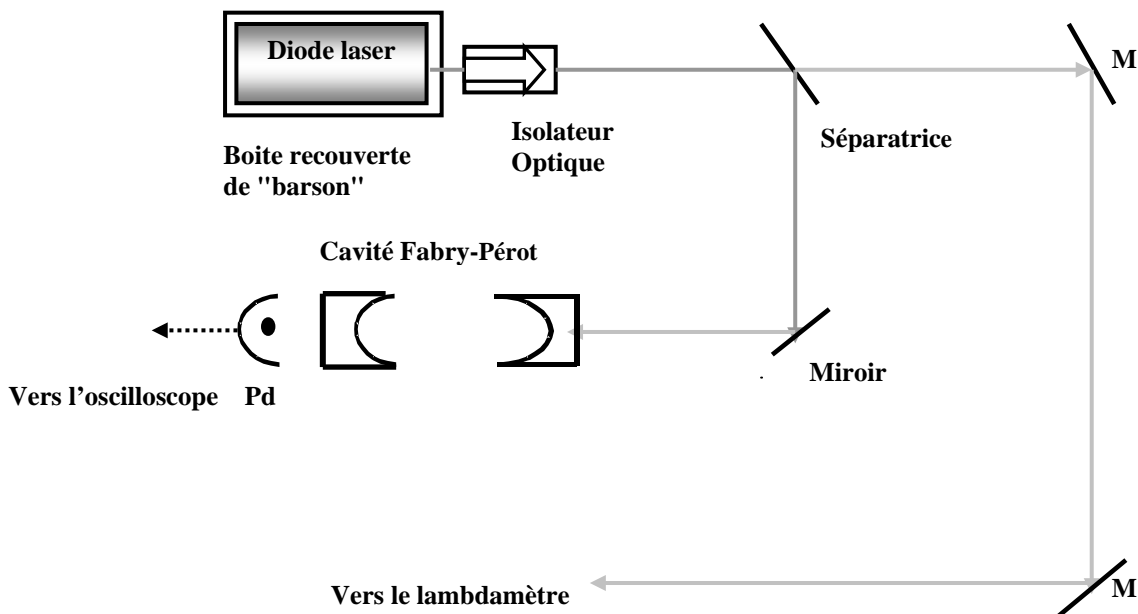


Figure 3.9 : Le dispositif expérimental pour la caractérisation spectrale des diodes lasers montées en cavité étendue. Pd désigne la photodiode placée derrière la cavité Fabry-Pérot

Sur chaque montage permettant l'analyse spectrale des diodes lasers, après l'isolateur, on place une lame séparatrice qui divise le faisceau en deux parties. La lame séparatrice est choisie de telle façon à ce que le maximum de puissance soit transmis (80% à 90%). Le faisceau réfléchi est envoyé dans une cavité Fabry-Perot pour mesurer la largeur de raie et la plage d'accord continu monomode, tandis que le faisceau transmis est pour l'instant entièrement envoyé au

lambdamètre pour mesurer la longueur d'onde en fonction du temps (les dérives en fréquences), de la tension appliquée à la cale piézoélectrique (les sauts de modes), et de la rotation du réseau (accordabilité en longueur d'onde). Une partie sera prélevée sur ce faisceau pour chercher la fluorescence des ions Ca^+ .

Pour la mesure de la largeur de raie et de la plage d'accord continu monomode des deux diodes lasers, j'ai utilisé deux cavités Fabry-Perot différentes et deux lambdamètres différents. Pour la diode laser bleue, il s'agit d'une cavité Fabry-Perot de 2 GHz d'intervalle spectral libre et de finesse de 200, dont la largeur du pic est de 10 MHz. La longueur de cette cavité est modulée par un générateur de rampe Melles-Griot. La mesure de la longueur d'onde de la diode laser bleue s'est effectuée sur un lambdamètre ayant une incertitude de 0,0001 nm. Les lambdamètres que nous utilisons mesurent les longueurs d'onde des lasers par une méthode interférométrique basée sur l'interféromètre de Michelson.

Quant à la diode laser à 866 nm, j'ai utilisé une cavité Fabry-Perot de 333 MHz d'intervalle spectral libre et de finesse de l'ordre de 310. La largeur du pic de cette cavité est de l'ordre de 1,1 MHz. La longueur de cette cavité Fabry-Perot est modulée par un générateur GBF. Le lambdamètre utilisé a une incertitude de 0,001 nm. L'injection du faisceau laser dans la cavité Fabry-Perot se fait grâce aux vis des supports miroir et de la séparatrice. Derrière chaque cavité Fabry-Perot, il y a une photodiode que l'on relie à l'oscilloscope pour visualiser les pics de résonance.

3.5.5.2 L'accordabilité en fréquence avec la longueur de la cavité externe

L'accordabilité en fréquence avec la longueur de la cavité laser fait apparaître des plages d'accord continu monomode qui sont définies comme l'intervalle en fréquence que l'on peut balayer entre deux sauts de mode, en faisant varier le courant de la diode ou la tension appliquée à la cale piézoélectrique soutenant le réseau. Ces plages sont très importantes en spectroscopie car elles permettent d'étudier le profil de la transition atomique.

3.5.5.3 Mise en évidence des sauts de mode

La mesure des sauts de mode avec le balayage de la tension continue appliquée au transducteur piézoélectrique renseigne sur le nombre de mode que l'on peut avoir et la qualité du couplage du retour réseau avec la diode. En effet la cavité laser se comporte comme une cavité Fabry-Perot et son intervalle spectral libre est :

$$\Delta v = \frac{c}{2L_d} \quad (3.15)$$

Le saut de mode intervient lorsque la longueur de la cavité laser aura varié de:

$$\Delta L_d = \frac{\lambda}{2} \quad (3.16)$$

La variation relative en fréquence est équivalente à celle en longueur d'onde :

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (3.17)$$

avec $v=c/\lambda$. De la relation ci-dessus (3.17) nous déduisons que l'intervalle spectral peut encore être défini par la relation suivante :

$$\Delta v = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda^2} \quad (3.18)$$

Les expressions (3.15) et (3.18) sont équivalentes et permettent de déterminer la longueur de

la cavité laser par :

$$L_d = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \quad (3.19)$$

On remarque dans l'expression 3.19 que la longueur de la cavité laser peut se déduire de l'écart en longueur d'onde entre deux modes consécutifs. Les courbes 3.10 et 3.11 indiquent les différents modes de la diode laser bleue et de la diode laser à 866 nm lorsqu'on fait varier les tensions appliquées aux cales piézoélectriques soutenant les réseaux de diffraction.

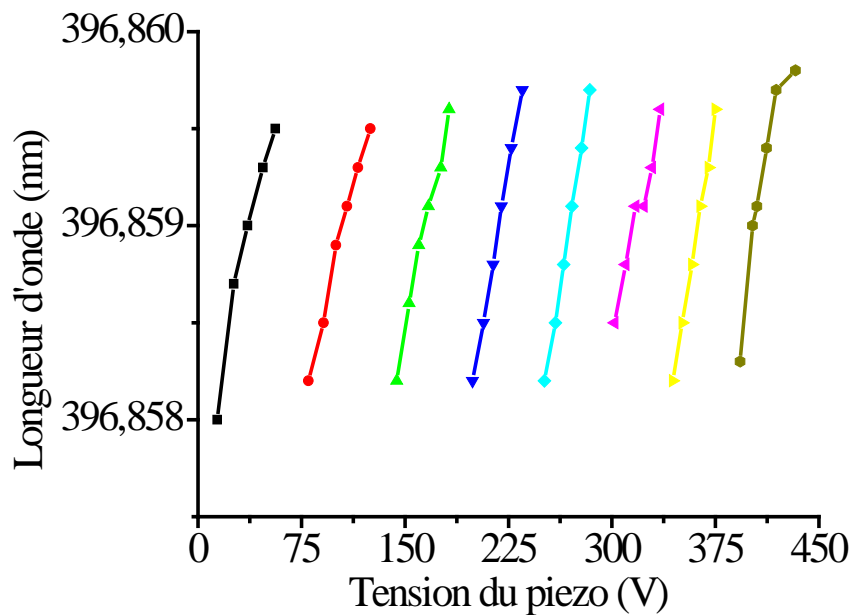


Fig.3.10: Les différents modes de la diode laser bleue lorsqu'on fait varier la tension appliquée à la cale piézoélectrique

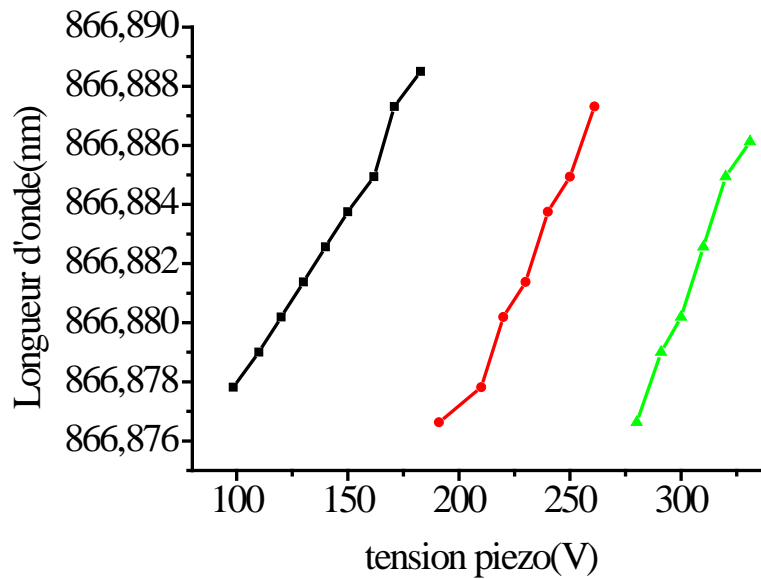


Fig.3.11: Les différents modes de la diode laser à 866 nm lorsqu'on fait varier la tension appliquée à la cale piézoélectrique

Lorsque l'écart en longueur d'onde entre deux modes consécutifs est élevé (supérieur à 0,002 nm pour la diode bleue et à 0,01 nm pour la diode à 866 nm), alors la longueur de la cavité laser est petite (de l'ordre du mm) correspondant à mauvais couplage du retour réseau dans la diode (cavité étendue mal aligné). Par contre lorsque cet écart est petit c'est-à-dire de l'ordre de 0,002 nm pour la diode bleue et 0,01 nm pour la diode à 866 nm comme nous le montre les courbes 3.10 et 3.11, il s'agit d'un fort couplage du retour réseau (ordre 1 du faisceau diffracté par le réseau) dans la diode et la longueur de cavité laser ainsi déterminée est égale à la valeur mesurée avec une règle c'est-à-dire l'ordre de 4 cm.

3.5.5.4 Plage d'accord continu monomode

Lorsque la cavité Fabry-Perot est bien injectée, on obtient sur l'écran de l'oscilloscope deux pics d'Airy consécutifs sur une demie période de la rampe. L'intervalle entre ces deux pics constitue l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Perot. Ainsi on peut transformer la graduation temporelle de l'oscilloscope en graduation en fréquentielle. L'application d'une tension continue et variable sur la cale piézoélectrique qui soutient le réseau, déplace le pic de la cavité Fabry-Pérot comme nous le montre la figure 3.12. Chaque déplacement du pic de la cavité Fabry-Perot avec la tension appliquée à la cale piézoélectrique correspond à un balayage en fréquence de la cavité étendue. Lorsque le mode sur lequel la diode émet

s'éloigne trop du maximum de la courbe de sélectivité du réseau, c'est le mode adjacent qui est favorisé. Lorsque l'émission laser passe d'un mode à l'autre, il existe une plage de balayage de la tension appliquée à la cale piézoélectrique pour laquelle l'émission est instable: il y a compétition entre deux modes adjacents de la diode. La diode est ainsi multimode. Cette compétition entre deux modes adjacents réduit la plage d'accord continu monomode.

Aux forts courants d'alimentation d'une diode laser, on observe expérimentalement une diminution de la plage d'accord continu monomode. Cette diminution de la plage d'accordabilité est dû au fait qu'à courant élevé, il y a une compétition entre les modes de la cavité étendue et les modes de la diode laser libre qui ont tendance à s'imposer au fonctionnement de la cavité étendue. La plage d'accordabilité dépend également de la précision avec laquelle la cavité étendue est alignée et du traitement anti-reflet appliqué à la face de sortie de la diode [FLE81].

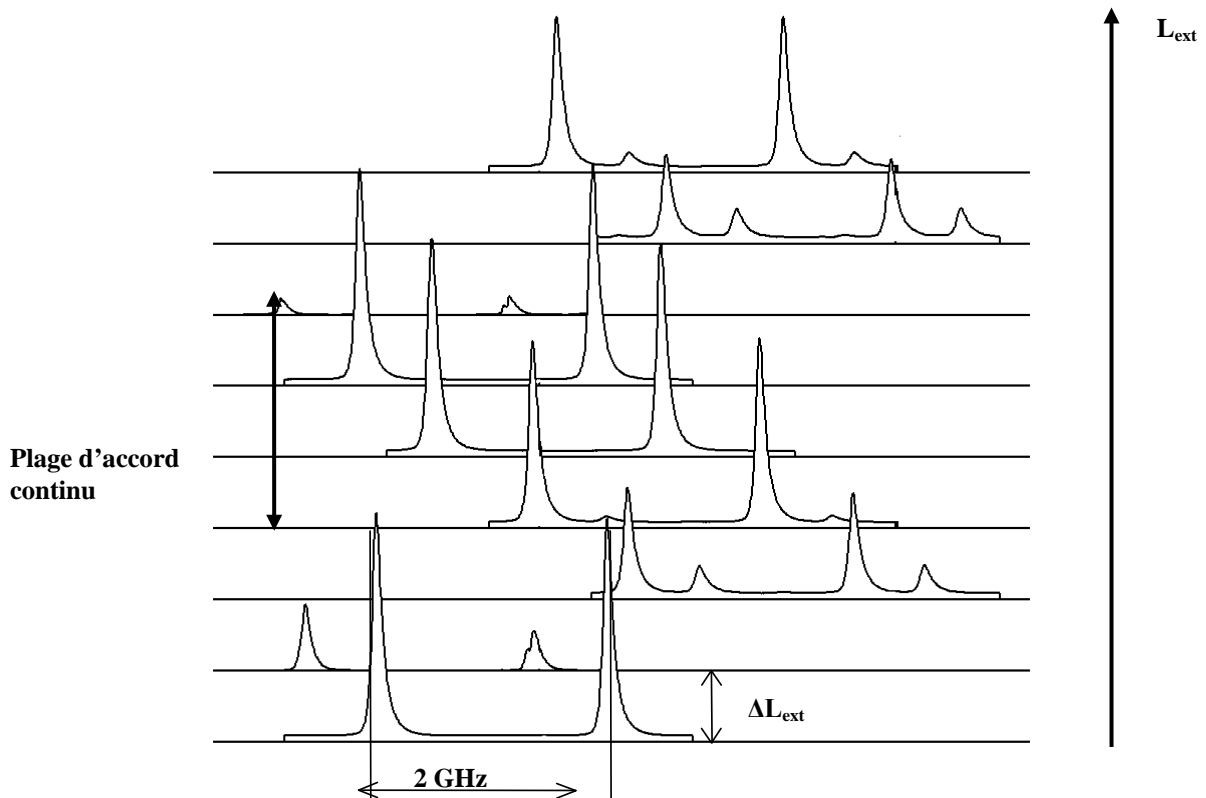


Fig. 3.12 : Le spectre d'émission de la diode laser bleue lorsqu'on fait varier la longueur de la cavité externe

La courbe 3.13 et 3.14 montrent respectivement le balayage en fréquence de la diode laser bleue et de la diode à 866nm. La plage d'accord continu monomode mesurée pour la diode laser bleue est de 3GHz soit 80% de l'intervalle spectral libre de la cavité étendue. Cette plage d'accordabilité augmente à 12 GHz lorsqu'on fait suivre la courbe de gain de la diode en

balayant le courant de la diode. Mais le fait de moduler le courant de la diode entraîne des fluctuations de puissance qui sont très gênant dans la détection du signal de fluorescence des ions. Le balayage en fréquence avec la tension appliquée transducteur piézoélectrique est de $\Delta\nu/\Delta V= 33\text{MHz/V}$.

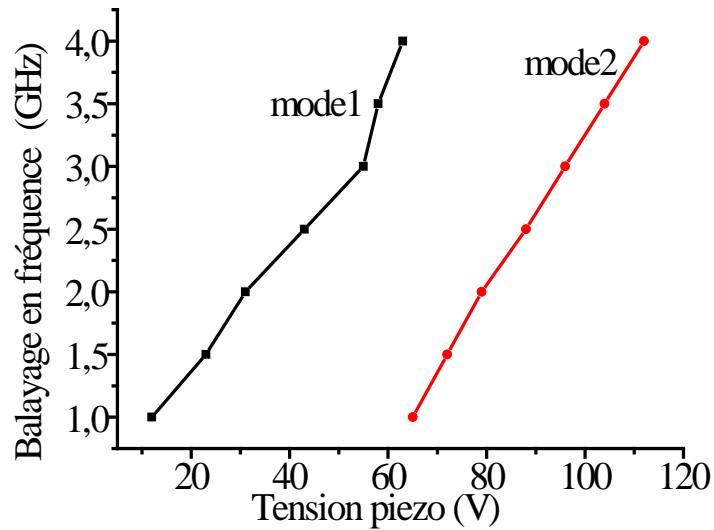


Fig.3.13: Le balayage en fréquence de deux modes consécutifs de la diode laser bleue avec la tension de la cale piézoélectrique

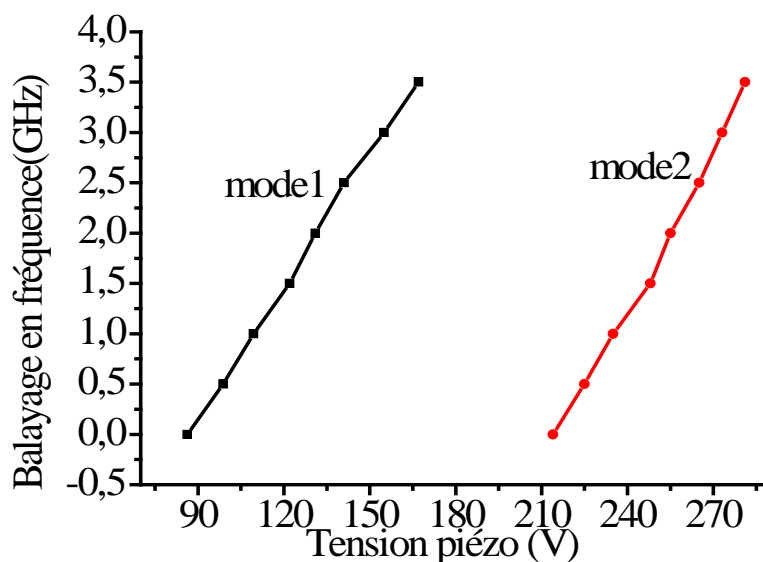


Fig:3.14: Le balayage en fréquence de deux modes consécutifs de la diode laser à 866 nm avec la tension appliquée à la cale piézoélectrique

La plage d'accord continu de la diode laser à 866 nm est de 3,5 GHz soit 93% de l'intervalle spectral libre comme nous le voyons sur la courbe 3.14 et le balayage en fréquence avec le transducteur piézoélectrique est de 50 MHz/V.

3.5.5.5 Accordabilité avec la rotation du réseau

Dans la configuration de Littrow, la rotation du réseau s'accompagne d'une variation de la longueur de la cavité externe. Cette rotation permet de sélectionner grossièrement une des fréquences dans la courbe de gain de la diode. La sélection fine de la fréquence se fait à l'aide de la température ou de la tension appliquée à la cale piézoélectrique.

La différence entre la longueur d'onde maximale et la longueur d'onde minimale obtenue par la rotation du réseau s'appelle l'accordabilité en longueur d'onde. Elle nous renseigne de combien de nanomètres on peut augmenter ou diminuer la longueur d'onde nominale d'une diode laser une fois montée en cavité étendue.

L'accordabilité de la diode laser bleue est de 2,3 nm, tandis que celle de la diode à 866 nm est de 5 nm. La plage d'accordabilité en longueur d'onde autorisée par le réseau dépend du pourcentage de lumière renvoyé (ordre 1 du faisceau diffracté par le réseau) par celui-ci, et donc de la puissance émise par la diode, ainsi que de la courbe de gain de la diode. La diode laser à 866 nm étant une diode de puissance et monomode, son accordabilité en longueur d'onde est plus important que celui d'une diode de faible puissance et multimode comme la diode laser bleue.

3.5.5.6 Accordabilité avec le courant

Le courant influence la fréquence d'émission par le changement de la position de la courbe de gain (saut de mode). De même la variation de courant provoque une variation de la longueur de la cavité externe par la contribution de la quantité $n_d L_d$. La réponse des diodes lasers aux variations de courant est très rapide dans le domaine de fréquences étudiées. Le courant permet de régler la fréquence laser autour de celle de la transition atomique et on balaye ensuite finement avec la cale piézoélectrique.

Les figures 3.15 et 3.16 indiquent respectivement les balayages en fréquence de la diode à 866nm et de la diode laser bleue. Le balayage en fréquence avec le courant de la diode laser bleue est de 2GHz/mA, tandis que celui de la diode à 866nm est de 1,2 GHz/mA. Le courant d'alimentation permet donc de moduler la fréquence de la diode laser en hautes fréquences,

grâce à la grande bande passante de modulation des diodes lasers, mais module simultanément la puissance optique.

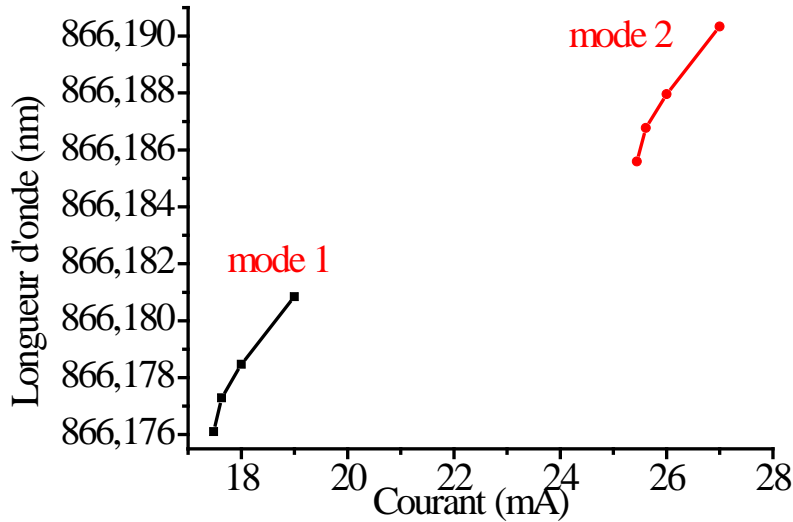


Fig3.15: Le balayage en fréquence avec le courant de deux modes consécutifs de la diode laser à 866 nm

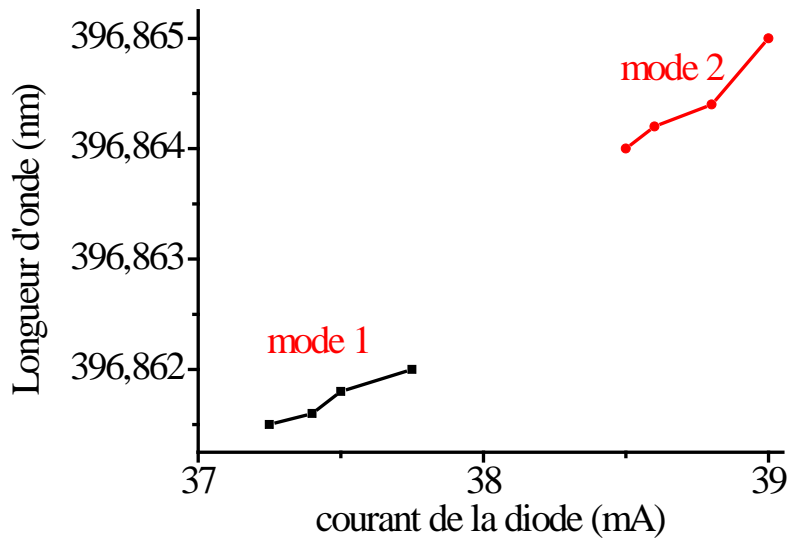


Fig3.16: Le Balayage en fréquence avec le courant de deux modes consécutifs de la diode laser bleue

Dans les montages des diodes lasers en cavité étendue, le comportement en fréquence en fonction des variations du courant d'injection, ou des variations de la longueur de la cavité externe est très important. En effet, dans la boucle d'asservissement en fréquence d'une diode laser montée en cavité étendue sur un pic d'Airy d'une cavité Fabry-Perot ou une résonance atomique, c'est par l'intermédiaire de ces paramètres que la fréquence du laser est corrigée. La

connaissance de la réponse de la cavité étendue à ces variations nous permet d'optimiser le gain et les constantes de temps de l'électronique d'asservissement.

3.5.6 Mesure des largeurs de raie des diodes lasers

3.5.6.1 Mesure des largeurs de raie avec des cavités Fabry-Perot

Pour cette mesure, on se sert des deux pics consécutifs de résonance de la cavité Fabry-Perot visualisés sur un oscilloscope numérique (figures: 3.16 et 3.17). La largeur de raie du laser est reliée à l'intervalle spectral libre ISL d'une cavité Fabry-Perot par:

$$\Delta\nu_L = \text{ISL} \frac{\Delta x}{\Delta X} \quad (3.20)$$

avec $\Delta x = x_1 - x_2$ et $\Delta X = X_1 - X_2$ désignant respectivement les positions correspondant à la largeur d'un pic et à l'intervalle spectral libre de la cavité Fabry-Perot.

Les courbes 3.16 et 3.17 ont permis de mesurer respectivement une largeur de raie de l'ordre de 1,5 MHz pour la diode laser à 866nm et 40 MHz pour la diode laser bleue.

La largeur de raie de la diode à 866 nm est de l'ordre de 30 fois plus petite que celle de la diode laser bleue. La diode laser bleue étant une diode multimode. Sa largeur de raie, lorsqu'elle est montée en cavité étendue est toujours importante qu'une diode laser monomode montée en cavité étendue comme la diode laser à 866 nm.

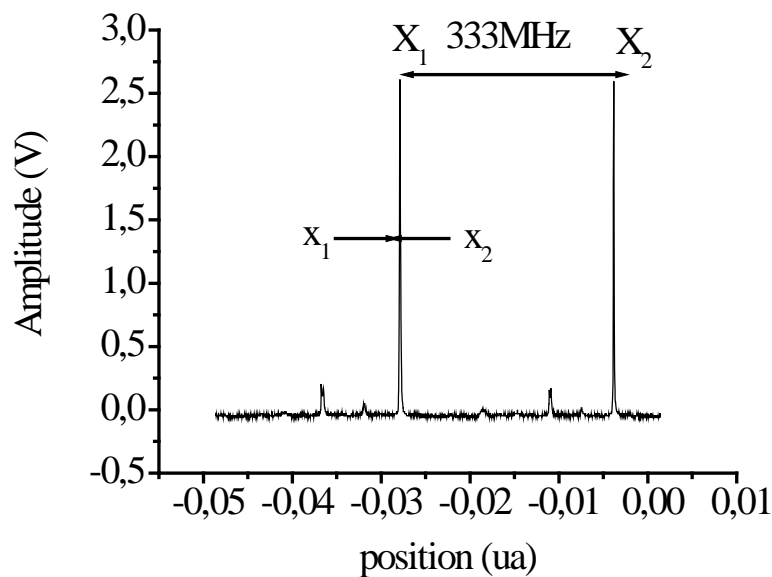


Fig: 3.17 Les pics de la cavité Fabry-Perot de 333 MHz d'intervalle spectral libre utilisés pour mesurer la largeur de raie de la diode laser à 866 nm.

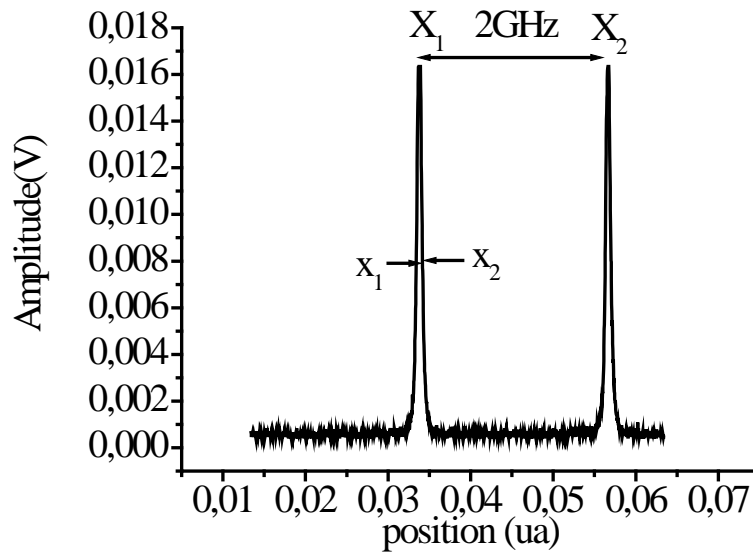


Fig.3.18: Les pics de la cavité Fabry-Perot de 2 GHz d'intervalle spectral libre utilisés pour mesurer la largeur de raie de la diode laser bleue

Cependant la mesure de largeurs de raie avec des cavités Fabry-Perot est mal adaptée aux lasers de faibles largeurs de raie. En effet, la largeur de raie que l'on obtient est une "convolution" de la largeur raie du laser et celle du pic de la cavité Fabry-Perot donnée par la relation suivante:

$$\Delta\nu_{FP} = \frac{ISL}{F} \quad (3.21)$$

avec F la finesse de la cavité Fabry-Perot. $\Delta\nu_{FP} = 10$ MHz (cavité utilisée pour mesurer la largeur de raie de la diode laser bleue) et $\Delta\nu_{FP} \cong 1,1$ MHz (cavité utilisée pour mesurer la largeur de raie de la diode à 866 nm). Vu la valeur attendue de la largeur de raie de la diode laser bleue, on a mis en doute la finesse de la cavité. Ce qui nous a conduit à faire un battement entre la diode laser bleue et le laser titane- saphir.

3.5.6.2 Mesure de largeur par battement avec un autre laser

Le principe de cette mesure, consiste à superposer les deux faisceaux des deux lasers différents, monomodes, de fréquences voisines sur une photodiode reliée à un analyseur de spectre permettant de voir et d'enregistrer le spectre du battement. Le dispositif expérimental permettant de le réaliser est sur la figure 3.19. Les sources lasers sont : la diode laser bleue de largeur de raie inconnue et le laser titane- saphir pompé par un laser argon et dont la

fréquence est doublée intra-cavité dans un cristal de LiIO_3 . Sa largeur de raie après le doublage en fréquence est de l'ordre de 1 MHz.

Le faisceau issu de la diode passe par un isolateur optique afin d'éviter les réflexions parasites qui perturberaient sa fréquence d'émission. Avec les miroirs M_1 et M_2 , on réalise la superposition du faisceau de la diode laser bleue sur celui du titane saphir. De même la superposition du faisceau du laser titane saphir sur celui de la diode laser bleue se fait grâce aux miroirs M_3 et M_4 . Grâce au cube séparateur, chaque faisceau laser est divisé en deux parties. Une des parties est envoyée au lambdamètre pour contrôler le caractère monomode chaque laser. La partie du faisceau envoyée au lambdamètre permet également de vérifier si les fréquences des deux lasers sont proches notamment par le battement des franges d'interférences visualisées au lambdamètre.

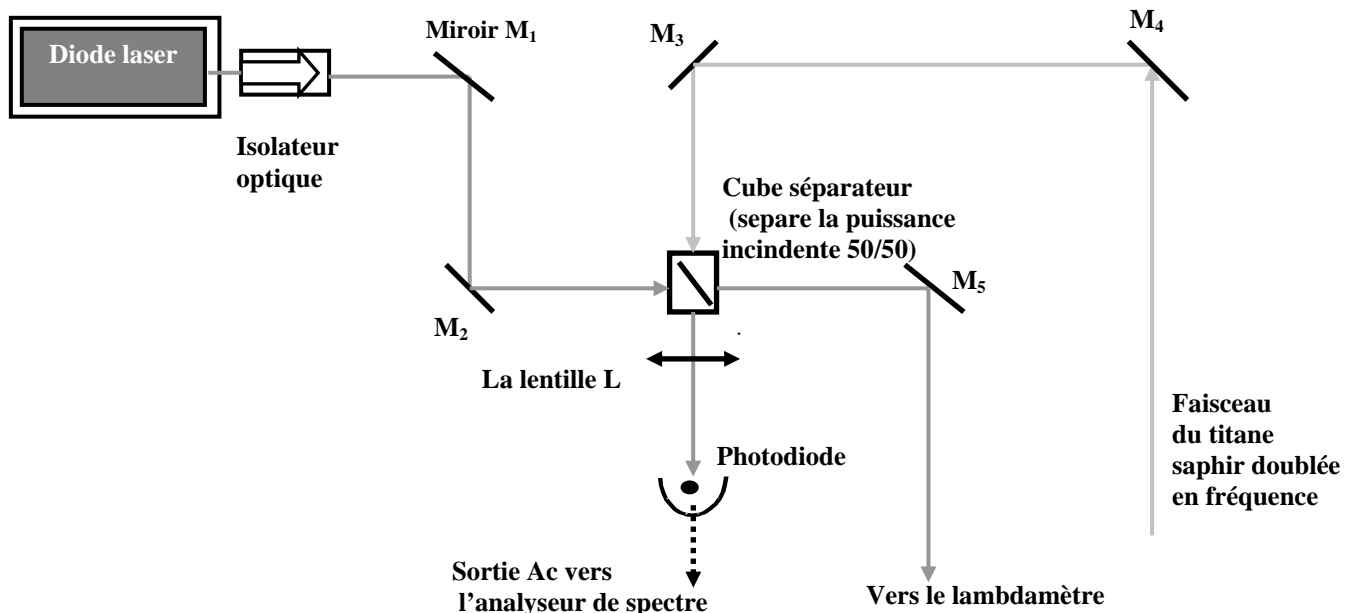


Figure 3.19 : Le schéma du montage utilisé pour faire le battement de la diode laser bleue avec le laser titane saphir

La seconde partie du faisceau est envoyée sur une photodiode rapide reliée à l'analyseur de spectre Hewlett Packard ESA-L1500A. La lentille L a pour rôle de focaliser la lumière résultant du mélange des deux faisceaux sur la photodiode. Cette photodiode est placée au foyer image de la lentille.

Le spectre du battement visualisé à l'analyseur de spectre reproduit les propriétés spectrales du laser le moins stable ou le plus bruyant, dans notre cas il s'agit de la "diode laser bleue" puisque le laser titane saphir est asservi en fréquence sur une cavité Fabry-Perot et sa largeur

est de 1MHz. Si les deux lasers sont identiques mais indépendants, les fluctuations de fréquence du battement résultant sont à parts égales.

Pour cette mesure, j'ai choisi sur l'analyseur de spectre le réglage suivant : une résolution de 1 MHz, un "span" (fenêtre) de 400 MHz et un temps d'acquisition de l'ordre de 50 ms. La figure 3.20 indique le profil du spectre du battement obtenu sur temps d'intégration court.

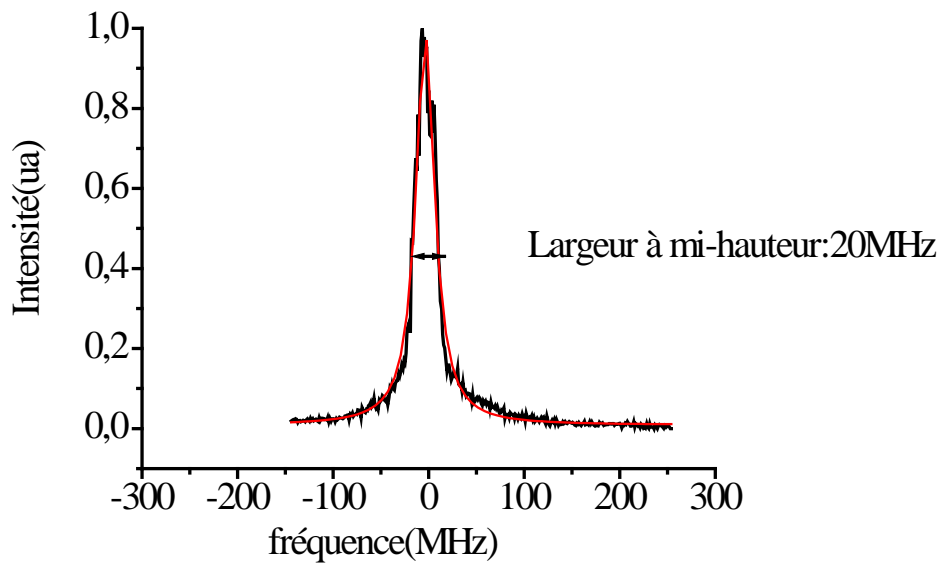


Fig3.20: Le profil du spectre de battement entre le laser titane saphir et la diode laser bleue

La largeur de raie de ce spectre est de 20 MHz. Par conséquent la diode laser bleue a une largeur de raie de l'ordre de 20 MHz puis que le laser titane-saphir asservi a une largeur de 1 MHz.

3.5.7 Les variations temporelles des longueurs d'onde des diodes lasers

Les figures 3.21 et 3.22 montrent respectivement les dérives au cours du temps de la longueur d'onde de la "diode laser bleue" et celle de la diode à 866nm. Le lambdamètre où la longueur d'onde de la "diode laser bleue" a été mesurée possède un programme en Turbo Pascal. Ce programme permet d'enregistrer la longueur d'onde moyenne pendant un temps de 10 secondes. Par contre le lambdamètre sur lequel la mesure de la longueur de la diode à 866nm a été faite ne possède pas un tel programme. Ainsi pour mesurer la longueur d'onde de cette diode laser, je prends sa valeur toutes les minutes.

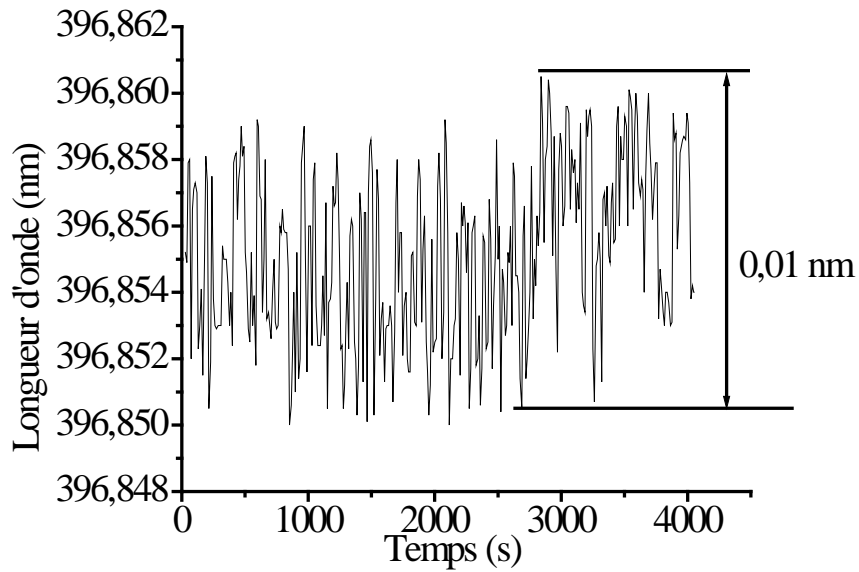


Fig.3.21 Les fluctuations temporelles de la longueur d'onde de la diode laser bleue libre

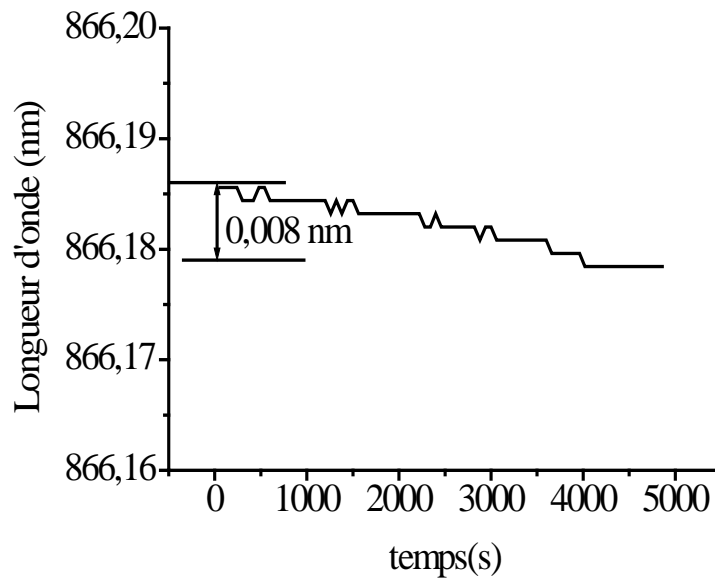


Fig.3.22: Les fluctuations temporelles de la longueur d'onde de la diode laser à 866 nm libre

On remarque que durant l'heure de la mesure, la longueur d'onde de la diode laser bleue a connu des fluctuations de l'ordre 0,01nm. Au bout d'une heure et vingt minutes, la longueur d'onde de la diode à 866nm a dérivé de 0,008nm. Ces fluctuations de fréquences sont très gênantes pour les expériences de spectroscopie comme la nôtre, nécessitant des sources lasers stables en fréquence.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes configurations de cavités étendues. Parmi elles, la plus couramment utilisée et la plus compacte est la configuration Littrow. Nous l'avons utilisée pour améliorer les caractéristiques spectrales des diodes lasers utilisées pour l'expérience "du refroidissement sympathique" à savoir la diode laser bleue et la diode laser à 866 nm.

La mise en cavités étendues des diodes lasers a permis d'avoir des sources monomodes sur une plage de fréquence suffisante pour balayer les différentes transitions utilisées pour le refroidissement laser des ions Ca^+ ($^2\text{S}_{1/2}-^2\text{P}_{1/2}$ et $^2\text{D}_{3/2}-^2\text{P}_{1/2}$). Cependant les fréquences des deux diodes lasers fluctuent au cours du temps. Pour limiter cette dérive en fréquence des diodes lasers et réduire la largeur de raie, nous devons les asservir sur des cavités Fabry-Pérot. Ce type d'asservissement confère une bonne stabilité en fréquence des diodes lasers à court ou moyen terme.

Le tableau 3.1 indique les propriétés spectrales de deux diodes lasers une fois en cavité étendue.

	Plage d'accordabilité avec l'angle du réseau	Accord continu	Balayage de la fréquence avec le courant	Balayage de la fréquence avec la tension piézo	Largeur de raie	Fluctuations de longueur d'onde sur 1 heure
Diode laser bleue	2,3 nm	3 GHz	1,2GH/mA	33 MHz/V	20MHz	0,01 nm
Diode laser à 866nm	5 nm	3,5 GHz	2GHz/mA	50 MHz/V	1,5 MHz	0,08 nm

Tableau 3.1: Les caractéristiques spectrales des diodes lasers en cavité étendue

4 Stabilisation en fréquence des diodes lasers

Introduction

La fréquence d'émission d'une diode laser dépend de la longueur optique de sa cavité. Celle-ci fluctue sous l'influence des nombreux phénomènes physiques à savoir des vibrations mécaniques, des variations de température, les variations de l'indice, et les variations du courant de la diode. Dans les expériences de spectroscopie exigeant une grande reproductibilité et une stabilité en fréquence, il est donc nécessaire de corriger ces fluctuations de fréquence à l'aide d'un asservissement.

L'asservissement en fréquence d'un laser doit être un système automatique, c'est-à-dire une fois la fréquence du laser asservie, celle-ci devra conserver sa valeur au cours du temps de façon automatique sans intervention humaine. Dans ce chapitre, je me propose de faire un rappel sur les qualités requises d'un asservissement à savoir la stabilité vis-à-vis d'une perturbation, la précision vis-à-vis de la consigne et la rapidité de la correction. On s'intéressera aux systèmes invariants dans le temps, linéaires ou linéarisables autour d'un point de fonctionnement. Ceci est vrai pour des nombreux systèmes physiques. Il existe divers ouvrages d'automatisme traitant cette notion d'asservissement, le lecteur souhaitant avoir plus des renseignements, pourra consulter les références [MAN90] [DIS94] [AZA01] [GER02]. Ensuite je présente quelques techniques d'asservissement. Je termine par les présentations des résultats expérimentaux concernant l'asservissement en fréquence de la diode laser bleue et de la diode laser à 866 nm.

4.1 Rappels sur les asservissements des systèmes physiques

4.1.1 Définitions et fonctions de transfert

La figure 4.1 représente le schéma d'un système asservi (système bouclé) sous sa forme générale. Il met en jeu plusieurs éléments:

- Le champ laser porteur d'un bruit de fréquence avant l'asservissement, et délivrant un signal $S(t)$.
- Une référence de fréquence $E(t)$ avec laquelle la fréquence laser est comparée. Cette référence peut être un laser stable de fréquence proche de celui que l'on veut asservir, une cavité Fabry-Perot ou une raie atomique.
- Un comparateur dont le rôle est de générer un signal d'erreur. Le signal d'erreur est ensuite utilisé pour corriger la fréquence du laser. Il vaut:

$$\varepsilon(t) = E(t) - r(t) \quad (4.1)$$

avec $r(t)$ l'image de la sortie fournie par le capteur. Le signal d'erreur est appliqué à un élément de rétroaction. Celui-ci peut être dans le cas d'une diode laser montée en cavité étendue un transducteur piézoélectrique pour les corrections basses fréquences ou l'alimentation de courant pour les corrections haute fréquence.

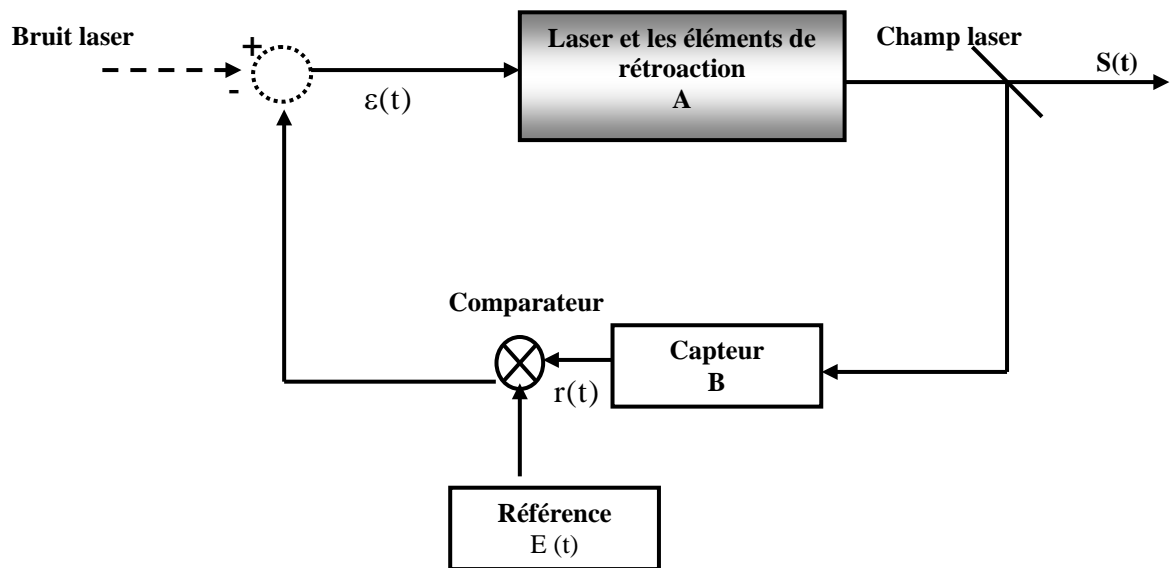


Fig.4.1 : Le dispositif de l'asservissement d'un laser

Il faut noter que sur la figure 4.1, la chaîne directe ou chaîne d'action est constituée du laser tandis que la chaîne de réaction ou chaîne de retour est constituée du capteur. Les coefficients A et B désignent respectivement le gain de la chaîne directe et de la chaîne retour.

Le but d'un asservissement est que la sortie $S(t)$ recopie la consigne imposée le plus exactement possible.

L'application des lois physiques à un système bouclé conduit en général à une équation différentielle linéaire à coefficients constants liant le signal de sortie $S(t)$ au signal d'entrée $E(t)$. Cette équation est de la forme :

$$\sum_{i=0}^n \alpha_i \frac{d^i S}{dt^i} = \sum_{i=0}^m \beta_i \frac{d^i E}{dt^i} \quad (4.2)$$

avec α_i et β_i des coefficients constants.

Pour la commodité des calculs, cette équation différentielle (4.2) peut être remplacée par un bloc fonctionnel équivalent à la fonction de transfert que nous noterons par la suite $T(p)$. De cette fonction de transfert, nous pouvons remonter, au signal de sortie :

$$S(p) = T(p)E(p) \quad (4.3)$$

Dans le domaine temporel, le signal de sortie vaut alors:

$$S(t) = E(t) * T(t) \quad (4.3')$$

avec la notation $*$ représentant le produit de convolution.

Pour simplifier la description, nous allons considérer que les grandeurs indiquées sur la figure 4.1 ($E(t)$, $r(t)$, $\varepsilon(t)$, $S(t)$, A et B) possèdent des transformées de Laplace que nous noterons par $E(p)$, $r(p)$, $\varepsilon(p)$, $S(p)$, $A(p)$ et $B(p)$. Ces grandeurs sont liées par les équations suivantes :

$$S(p) = \varepsilon(p)A(p) \quad (4.4)$$

$$r(p) = B(p)S(p) \quad (4.5)$$

$$\varepsilon(p) = E(p) - r(p) \quad (4.6)$$

La fonction de transfert d'un système bouclé est le rapport entre le signal de sortie $S(p)$ et le signal d'entrée $E(p)$. On la note $T(p)$. En combinant les équations 4.4, 4.5, 4.6, on trouve que cette fonction de transfert vaut :

$$T(p) = \frac{S(p)}{E(p)} = \frac{A(p)}{1 + A(p)B(p)} \quad (4.7)$$

La fonction de transfert en boucle ouverte que nous notons $G(p)$ quant à elle correspond simplement au produit des gains de la chaîne directe et de la chaîne retour :

$$G(p) = A(p)B(p) \quad (4.8)$$

De cette relation, on en déduit que la fonction de transfert d'un système bouclé peut se mettre sous la forme suivante :

$$T(p) = \frac{A(p)}{1 + G(p)} \quad (4.9)$$

4.1.2 La stabilité des systèmes physiques asservis

Dans ce paragraphe, on va s'intéresser aux conditions que la fonction de transfert d'un système asservi doit remplir pour que celui-ci soit stable.

Il existe plusieurs critères permettant de s'en assurer : le critère de Routh, le critère de Hurwitz, le critère de Nyquist que nous détaillerons pas ici [MAN90] [DIS94].

La notion de stabilité est très importante dans l'asservissement d'un système physique. Il existe plusieurs façons de la définir. La première consiste à dire qu'un système asservi est stable au sens strict si à une entrée constante ou bornée conduit une sortie bornée. La seconde est que lorsqu'on écarte le système de sa position d'équilibre, la sortie doit avoir tendance à revenir à sa position d'équilibre.

L'analyse théorique de la stabilité d'un système asservi passe par la connaissance de sa fonction de transfert (relation 4.6). Nous allons supposer que celle-ci a un numérateur constant et ne possède pas des pôles doubles. La décomposition en élément simple de cette fonction nous donne :

$$T(p) = \frac{A}{1 + AB(p)} = \sum_i \frac{\alpha_i}{p - p_i} \quad (4.10)$$

Les p_i sont les racines du polynôme $1 + AB(p)$ et les α_i sont des constantes. A partir de la transformée de Laplace inverse, on en déduit que le signal de sortie a pour expression :

$$S(t) = \sum_i \alpha_i e^{p_i t} E(t) \quad (4.11)$$

L'étude de la stabilité d'un système bouclé se fait par l'étude du signe des pôles p_i de sa fonction de transfert. Lorsque les p_i ont des parties réelles positives, alors le signal de sortie diverge lorsque t tend vers l'infini. Dans le cas où les parties réelles des racines sont nulles, il peut y avoir des oscillations dans le signal de sortie. Ce qui n'est pas le but d'asservissement.

4.1.3 La précision des systèmes asservis

Le système asservi doit être tel que le signal de sortie suive "le mieux possible" la consigne, le signal d'erreur doit être le plus petit possible.

La précision d'un système asservi est en général mesurée en régime permanent. Rechercher la précision d'un système bouclé, revient à chercher le comportement lorsque t tend vers l'infini de $\varepsilon(t)$.

Les équations 4.4, 4.5 et 4.6, permettent d'écrire :

$$\varepsilon(p) = \frac{E(p)}{1 + A(p)B(p)} \quad (4.12)$$

Le théorème de la valeur finale permet d'écrire :

$$\varepsilon_\infty = \lim_{t \rightarrow \infty} \varepsilon(t) = \lim_{p \rightarrow 0} p \cdot \varepsilon(p) = \lim_{p \rightarrow 0} \frac{p \cdot E(p)}{1 + A(p)B(p)} \quad (4.13)$$

L'équation 4.12 montre que la précision d'un système bouclé dépend de la consigne appliquée $E(p)$ et de la fonction de transfert en boucle ouverte $A(p)B(p)$.

Pour un signal d'entrée donnée, la précision sera donc autant meilleure que la

$\lim_{p \rightarrow 0} G(p) = \lim_{p \rightarrow 0} |A(p)B(p)|$ est grande. Autrement dit l'erreur statique d'un système asservi

est d'autant faible que le gain de la fonction en boucle ouverte est grand. C'est pourquoi il est souvent nécessaire d'avoir du gain dans un montage électronique permettant l'asservissement en fréquence d'un laser.

4.1.4 Les corrections d'un système asservi

La précision d'un asservissement d'un système physique fait intervenir la limite de la fonction de transfert en boucle ouverte $G(p)$ lorsque p tend vers zéro. Autrement dit, la précision dépend du comportement du système vis-à-vis des faibles pulsations en régime sinusoïdal permanent. Quant à la stabilité, elle dépend du comportement de la fonction de transfert en boucle ouverte aux pulsations pour lesquelles la fonction $G(p)$ passe au voisinage du point $(-1, 0)$. Ainsi donc, la stabilité et la précision d'un asservissement d'un système physique interviennent à des points différents. Il est difficile d'améliorer l'une sans trop détériorer l'autre. C'est pour cela que dans une boucle d'asservissement, il faut un correcteur qui concilie ces deux notions. Un correcteur est un circuit qui, inséré dans la chaîne directe a pour but d'améliorer les performances du système (stabilité, rapidité, précision). Dans le cas d'un asservissement en fréquence d'une diode laser montée en cavité étendue, ce circuit est placé à la fin du montage électronique (avant l'élément de contre-réaction c'est-à-dire avant la cale piézoélectrique ou le générateur de courant de la diode). On distingue trois types de correcteurs de base qui peuvent être réalisés avec des amplificateurs opérationnels: le correcteur proportionnel, le correcteur intégrateur et correcteur dérivateur. Le correcteur proportionnel permet de dilater le signal d'erreur afin qu'il réagisse brutalement aux perturbations et améliore la précision de l'asservissement. Quant au correcteur intégrateur, il annule l'erreur statique et augmente la précision et la stabilité de l'asservissement. Enfin le correcteur dérivateur améliore la stabilité de l'asservissement grâce à l'action de la dérivée aux

hautes fréquences. Il faut noter que l'on peut associer les correcteurs suivant dans un même montage afin d'apporter les qualités de chacun d'eux à l'asservissement: proportionnel - intégrateur, proportionnel - dérivateur, et proportionnel- intégrateur- dérivateur.

4.2 Les techniques d'asservissement en fréquence des diodes lasers

Les techniques d'asservissement des diodes lasers peuvent être classées en deux groupes : les techniques optiques et les technique électronique. Les techniques optiques permettent de rendre une diode laser monomode si elle ne l'est pas au départ, d'affiner sa largeur de raie et d'améliorer les caractéristiques spatiales de son faisceau.

Par contre les techniques électroniques sont utilisées pour faire un asservissement en fréquence ou en phase du champ laser, donc pour réduire la largeur de raie et améliorer la stabilité en fréquence du laser.

4.2.1 Les techniques optiques

Les diodes lasers sont sensibles aux feedback optiques et c'est cette propriété que l'on utilise dans les techniques d'asservissements optiques. Pour cela, une diode laser (laser maître) peut être injectée dans une autre diode lasers (esclave). Le laser maître doit être monomode et doit avoir des faibles fluctuations de fréquence. De plus les fréquences des deux lasers doivent être proches. Le laser maître transfère ainsi ses propriétés spectrales au laser esclave. Cette technique d'asservissement a été utilisée entre autre par V.Vassiliev et al. [VAS97], C. Feyden Boer et al. [BOE97] et T.Pawletko et al. [PAW00].

On peut également utiliser un élément externe au laser sélectif en longueur d'onde comme une cavité Fabry-Perot [FOX90] [DAH87] [HAY02] ou un réseau de diffraction (diode en cavité étendue), qui renvoie une partie du faisceau incident vers le laser. Ce renvoie d'une partie du faisceau incident vers la diode laser permet de réduire la largeur de raie d'une diode laser et de rendre la diode laser monomode si elle l'était pas au départ. Ce fut le cas de la diode laser bleue que nous avons montée en cavité étendue.

4.2.2 Les références de fréquence

La qualité de la stabilité en fréquence d'un laser dans les techniques d'asservissement électronique dépendra de la référence utilisée. Par exemple, lorsqu'on désire avoir un laser

stable à long terme, on utilise en général comme référence une transition atomique ou moléculaire et à court terme une cavité Fabry-Perot. Je présente ici les références cavité Fabry-Perot et raie atomique.

4.2.2.1 L'interféromètre Fabry-Perot

L'interféromètre Fabry-Perot a une grande importance en physique des lasers : on peut l'utiliser comme analyseur de spectre (détection de la structure des modes lasers, et mesure de la largeur de raie) et étalon de fréquence.

Il est constitué de deux miroirs séparés d'une distance d . Dans la plupart des cas, un des miroirs est collé sur une cale piézoélectrique qui permet de faire varier la longueur de la cavité. Une photodiode est souvent placée à la sortie de la cavité Fabry-Perot et sert à contrôler son injection. La cavité Fabry-Perot est placée dans une enceinte qui l'isole des vibrations mécaniques et des variations de températures. Elle présente une série de pics d'Airy (figure 4.2). Il est possible d'asservir en fréquence un laser sur la largeur ou moins de la largeur d'un pic d'Airy.

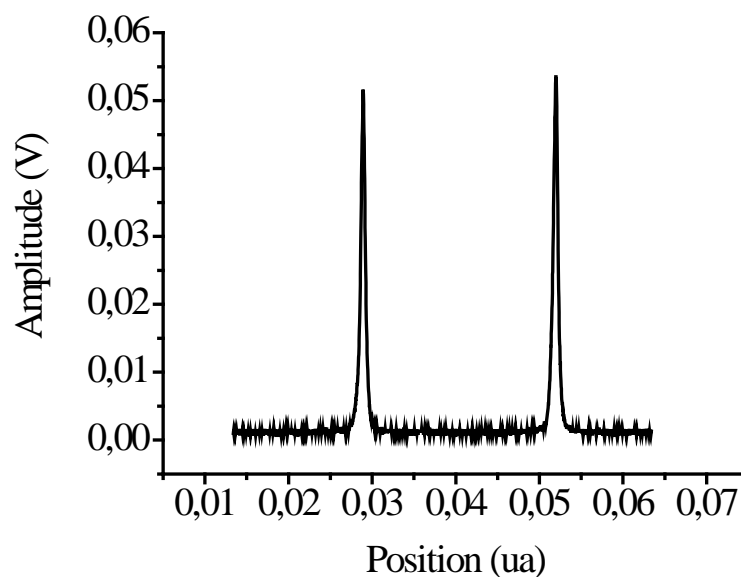


Fig.4.2: Les pics d' Airy d'une cavité Fabry- Perot

Les fréquences de modes longitudinaux d'une cavité Fabry-Perot sont données par la relation:

$$\nu_q = q \frac{c}{2d} \quad (4.14)$$

Par contre les fréquences des modes transverses d'une cavité sont définies [KOG66] :

$$v_{nmq} = \frac{c}{2d} \left[(q+1) + \frac{1}{\pi} (m+n+1) \text{Arc cos} \left(\sqrt{\left(1 - \frac{d}{R_1}\right) \left(1 - \frac{d}{R_2}\right)} \right) \right] \quad (4.15)$$

avec q, m, n des entiers, R_1 et R_2 les rayons de courbures des deux miroirs.

Le diamètre minimal ($2w_0$) du faisceau gaussien fondamental ("waist") qui est formé à l'intérieur d'une cavité Fabry- Perot est donné par :

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{d(R_1 - d)(R_2 - d)(R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \quad (4.16)$$

Les positions du waist par rapport aux deux miroirs sont définies par :

$$l_1 = \frac{d(R_2 - d)}{R_1 + R_2 - 2d} \quad (4.17)$$

$$l_2 = \frac{d(R_1 - d)}{R_1 + R_2 - d} \quad (4.18)$$

La finesse de la cavité est principalement déterminée par les coefficients de réflexion des miroirs r_1 et r_2 et vaut :

$$F = \frac{\pi \sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \quad (4.19)$$

Les finesse élevées des cavités Fabry-Perot permettent d'avoir des raies très fines. On peut asservir des lasers de n'importe quelle fréquence sur des cavités Fabry-Perot, ce qui n'est pas le cas des raies atomiques. Cependant une cavité Fabry-Perot ne présente pas un caractère de stabilité intrinsèque car sa longueur dérive au cours du temps sous l'effet la dilatation thermique. On peut néanmoins prendre des dispositions pour limiter ces dérives thermiques, en la stabilisant en température.

Pour l'asservissement en fréquence de la diode laser bleue, nous allons utiliser une cavité Fabry-Perot commerciale de Melles-Griot, dégénérée de 2GHz d'intervalle spectral libre et de finesse 200. La largeur du pic d'Airy de cette cavité est de 10 MHz. Ces miroirs sont traités anti-reflet pour des longueurs d'ondes comprises entre 390 nm et 425 nm. La cavité Fabry-Perot utilisée pour asservir en fréquence la diode laser à 866 nm est une cavité non dégénérée. Les miroirs de cette cavité sont traités anti-reflet pour les longueurs d'ondes comprises entre 720 nm et 870 nm. Les caractéristiques de cette cavité sont: Finesse: $F=310$, L'intervalle spectral libre entre les modes longitudinaux est de 333 MHz, l'intervalle en fréquence entre deux modes transverses est de l'ordre de 52 MHz, le "waist": $w_0 \cong 470\mu\text{m}$ situé sur le miroir plan. La largeur du pic d'Airy est de l'ordre de 1,1 MHz.

4.2.2.2 La raie atomique ou moléculaire

La référence basée sur une transition atomique ou moléculaire utilise l'écart entre deux niveaux d'énergie. Elle constitue une référence idéale grâce à sa stabilité intrinsèque. Cette référence est utilisée pour les lasers exigeant une stabilité à long terme.

Cependant la réalisation d'une telle référence introduit souvent des erreurs systématiques [FAB96] :

- Les déplacements lumineux dus à la présence du champ laser indispensable à la détection du signal.
- Le déplacement collisionnel dû à l'environnement.
- L'effet Doppler du second ordre qui déplace la résonance de l'atome en mouvement sondée par laser.

L'effet Doppler du premier ordre est en général éliminé expérimentalement, en réalisant un jet atomique croisé, ou du refroidissement laser ou de l'absorption saturée, ou un de l'interrogation à deux photons.

4.2.3 Les techniques électroniques

Ces techniques d'asservissement consistent à comparer la fréquence du laser avec celle d'une référence (raie atomique ou cavité Fabry-Perot) ou d'un étalon afin d'obtenir un signal électronique dont la valeur dépend de l'écart en fréquence. Ce signal électronique appelé signal d'erreur est ensuite utilisé pour corriger la fréquence du laser. Je présente par la suite quelques techniques d'asservissement en fréquence des diodes lasers.

4.2.3.1 Asservissement d'un laser à flanc de frange d'un pic d' Airy d'une cavité Fabry-Perot

L'asservissement en fréquence d'une diode laser sur un flanc de frange d'une raie atomique ou d'un pic d'Airy d'une cavité Fabry-Perot est une technique d'asservissement facile en mettre en œuvre. Elle ne nécessite pas de gros moyens tels que l'utilisation d'une détection synchrone ou d'un modulateur électro-optique.

La figure 4.3 illustre le principe de l'asservissement à flanc de frange sur un pic d'une cavité Fabry-Perot utilisée en transmission. Pour cette technique, on choisit d'asservir le laser à mi-hauteur d'un pic de résonance d'une cavité Fabry-Perot. Dans cette zone, le signal détecté par la photodiode placée derrière la cavité Fabry-Perot est une fonction quasi- linéaire de la

fréquence et la pente du signal est maximale. On compare ensuite le signal détecté par la photodiode converti en tension avec une tension de référence. La tension de référence doit être à égale à la moitié du signal détecté par la photodiode. Le signal obtenu à la suite de la comparaison appelé signal d'erreur est utilisé pour corriger les fluctuations de fréquence du laser.

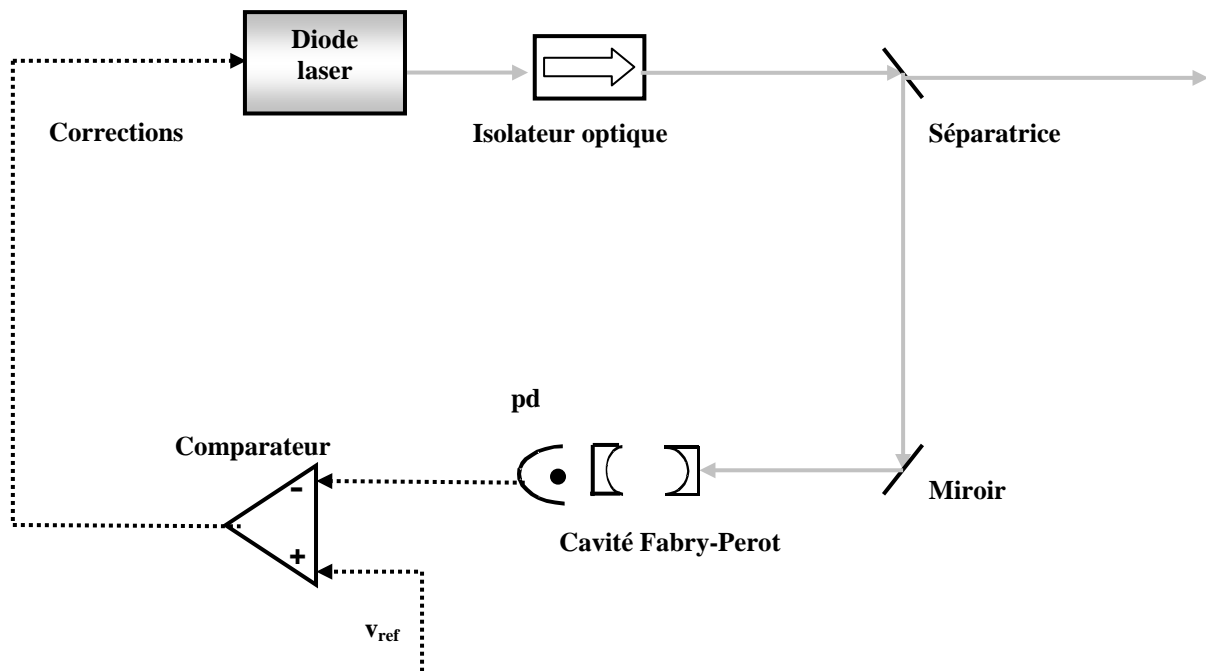


Fig.4.3: Le principe de l'asservissement à flanc de frange sur un pic d'Airy d'une cavité Fabry-Perot

Cependant dans cette technique d'asservissement les fluctuations d'amplitude du champ laser sont interprétées dans le signal d'erreur comme des fluctuations de fréquence. Ces fluctuations d'amplitude ramènent du bruit sur laser. C'est pourquoi nous avons préféré asservir nos diodes lasers (diode laser bleue et diode laser à 866 nm) au sommet des pics d'Airy des différentes cavités Fabry-Perot.

4.2.3.2 Asservissement au sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot en transmission à l'aide d'une détection synchrone

Cette technique permet de stabiliser la fréquence d'un laser au sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot à l'aide d'une détection synchrone. Pour élaborer le signal d'erreur ou le signal de correction, on module la fréquence de la diode laser (modulation du courant d'injection) ou la cavité Fabry-Perot. Lorsqu'on réalise l'asservissement en fréquence d'une diode laser au sommet d'un pic d'Airy d'une cavité Fabry-Perot en modulant son courant, on obtient un laser stabilisé mais de fréquence modulée. Cette modulation de fréquence s'accompagne d'une

modulation de puissance. C'est pourquoi en général on choisit de moduler la longueur de la cavité Fabry-Perot comme nous le montre la figure 4.4.

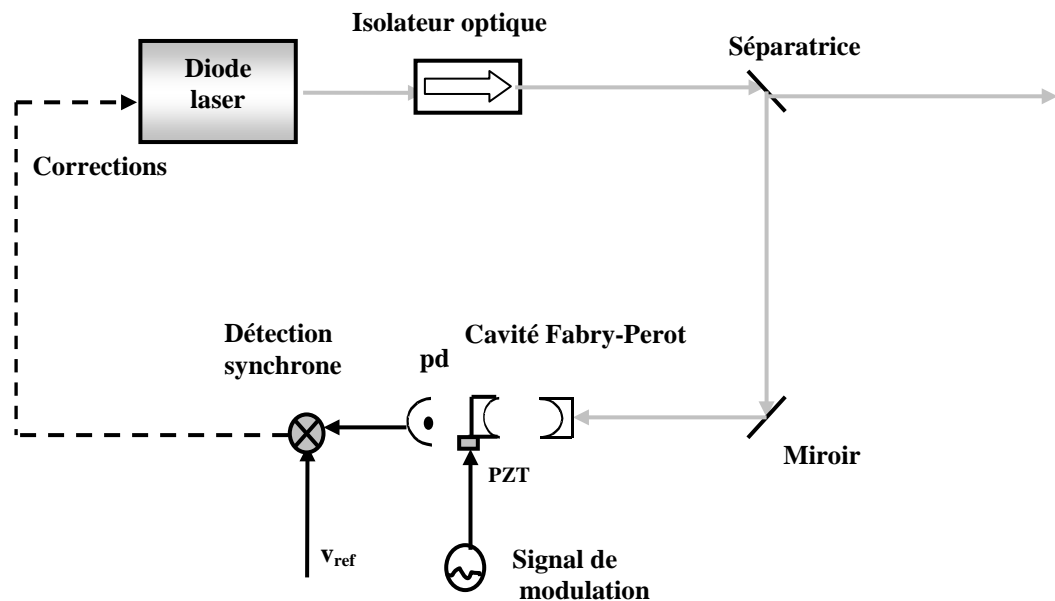


Fig .4.4: Asservissement au sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot en transmission. PZT désigne la cale piézoélectrique soutenant un des miroirs de la cavité

Le signal d'erreur est élaboré par la multiplication du signal de référence et celui de la photodiode. Cette multiplication est réalisée par une détection synchrone. Ce signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection après démodulation est proportionnel à la dérivée du coefficient de transmission de la cavité Fabry-Perot (cavité Fabry-Perot de référence) [IKE95]. Il est de symétrie impaire. Cette technique d'asservissement fournit non seulement une stabilisation en fréquence du laser, mais permet aussi de réduire considérablement sa largeur de raie ce qui n'est pas le cas d'un asservissement à flanc de frange sur un pic de la cavité.

4.2.3.3 La technique d'asservissement Pound-Drever-Hall

Cette technique d'asservissement a été inventée par R.V. Pound [POU46] pour stabiliser un oscillateur micro-onde. Elle a été ensuite généralisée au domaine optique par R.W.P. Drever et J.L. Hall [DRE83]. C'est une des techniques d'asservissement en fréquence des lasers la plus utilisée [NAK92] [CHE94] [NEV02] [HOU1 03] pour s'affranchir du bruit haute fréquence. La cavité Fabry-Perot joue deux rôles dans cette technique d'asservissement: c'est

un discriminateur de fréquence pour des fluctuations lentes et un discriminateur de phase pour des fluctuations rapides. On peut donc avec cette technique d'asservissement corriger la fréquence ou la phase d'un laser sur une grande bande passante limitée par la bande passante de l'électronique.

La figure 4.5 illustre le schéma d'un asservissement en fréquence d'une diode laser par la technique de Pound-Drever-Hall.

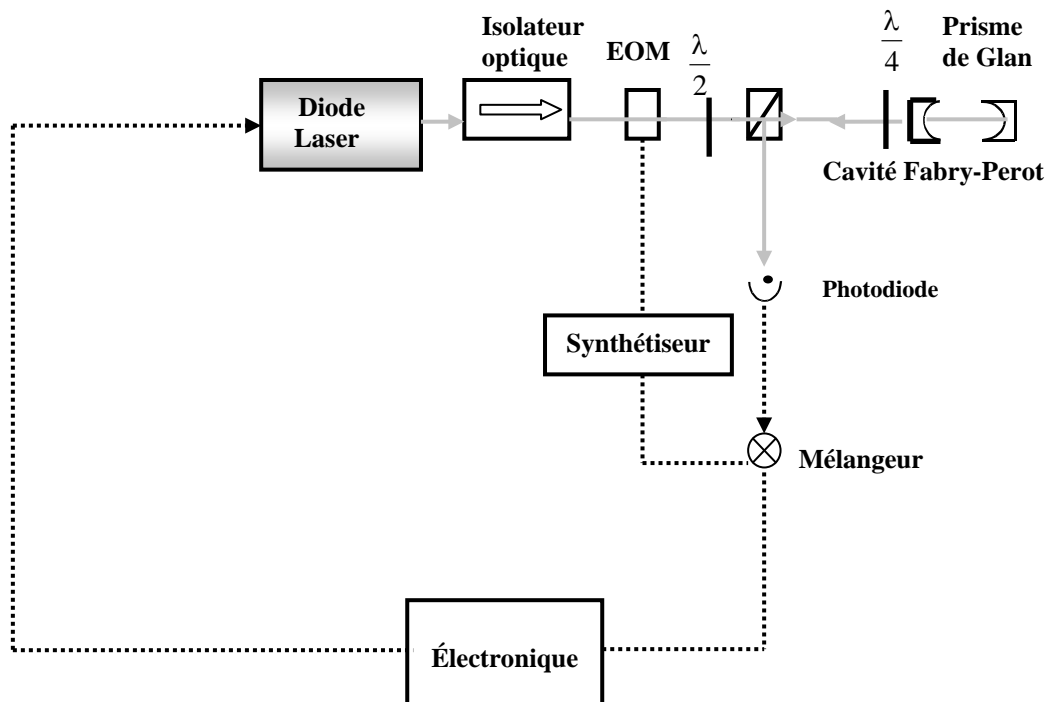


Fig.4.5 : Le schéma de l'asservissement en fréquence d'un laser par la technique de Pound-Drever-Hall.

Le faisceau issu de la diode laser est modulé en phase à la fréquence ν_m par un modulateur électro-optique (EOM) externe qui crée des bandes latérales dans le spectre. L'une d'elle est située à $\nu_0 + \nu_m$ et l'autre à $\nu_0 - \nu_m$. Ce faisceau traverse une lame $\frac{\lambda}{2}$ qui fait tourner sa polarisation horizontale afin qu'il soit transmis par le prisme de Glan. Une lame $\frac{\lambda}{4}$ est installée devant la cavité Fabry-Perot, ce qui polarise le faisceau circulairement. Le faisceau est ensuite injecté dans la cavité: la partie transmise est en général utilisée pour optimiser l'alignement de la cavité, tandis que la partie réfléchie par la cavité retransverse la lame $\frac{\lambda}{4}$ et est réfléchie par le prisme de Glan (puisque sa polarisation a tourné de 90°). Le faisceau réfléchi est recueilli sur une photodiode rapide. Le signal de la photodiode et une partie du signal délivré par le

générateur modulant l'EOM sont envoyés sur un mélangeur pour démoduler le signal. Cette démodulation fournit le signal d'erreur (fig.4.6) dont la pente est très grande autour de zéro pour des fluctuations de fréquence à l'intérieur d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot. De plus, son signe est conservé sur une plage égale à la fréquence de modulation. Ce signal étant construit à partir d'un déphasage, sa forme et la position de son zéro ne sont pas influencées par les fluctuations d'amplitude du laser. Le signal est ensuite envoyé vers la partie électronique permettant d'effectuer l'asservissement.

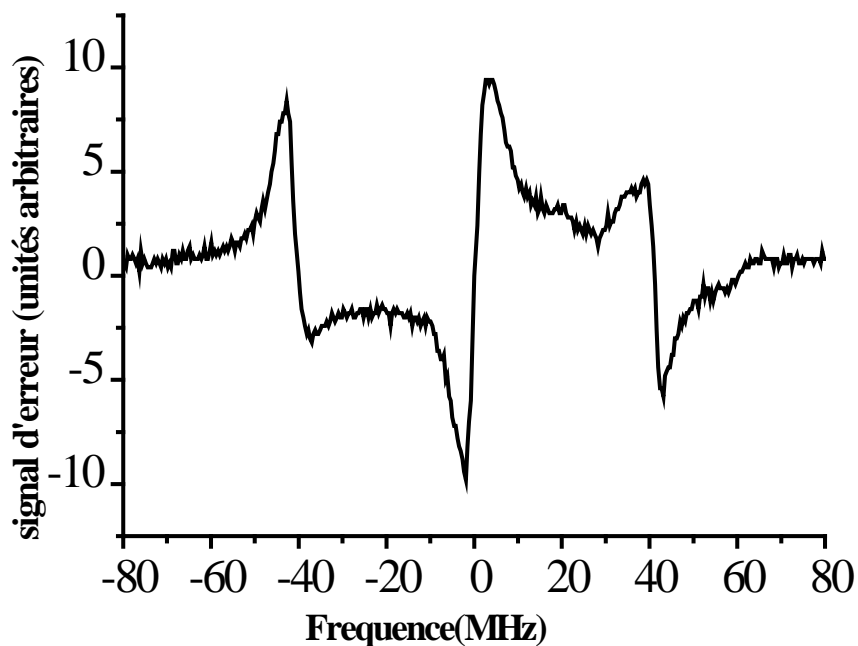


Fig.4.6: La forme du signal d'erreur de la diode laser à 729 nm utilisée pour l'interrogation des ions calcium asservie en fréquence par la technique Pound-Drever-Hall [LIS1 05].

La technique d'asservissement Pound-Drever-Hall est en général utilisée pour stabiliser en fréquence des lasers nécessitant des performances spectrales très poussées (largeur de raie de quelques centaines de Hz). Ce fut le cas de la diode laser à 729 nm utilisée pour l'interrogation de la transition d'horloge basé sur un ion unique de calcium [HOU1 03]. Les diodes lasers que nous souhaitons utiliser pour le projet du refroidissement sympathique des molécules nécessitent des largeurs de l'ordre du MHz. Cette largeur peut être obtenue par un asservissement en flanc de frange ou sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot par la détection synchrone.

4.3 Présentation des résultats expérimentaux

4.3.1 Montage optique

La figure 4.7 indique le montage que j'ai réalisé pour chaque diode laser (diode laser bleue et diode laser à 866 nm) en vue de leur stabilisation en fréquence.

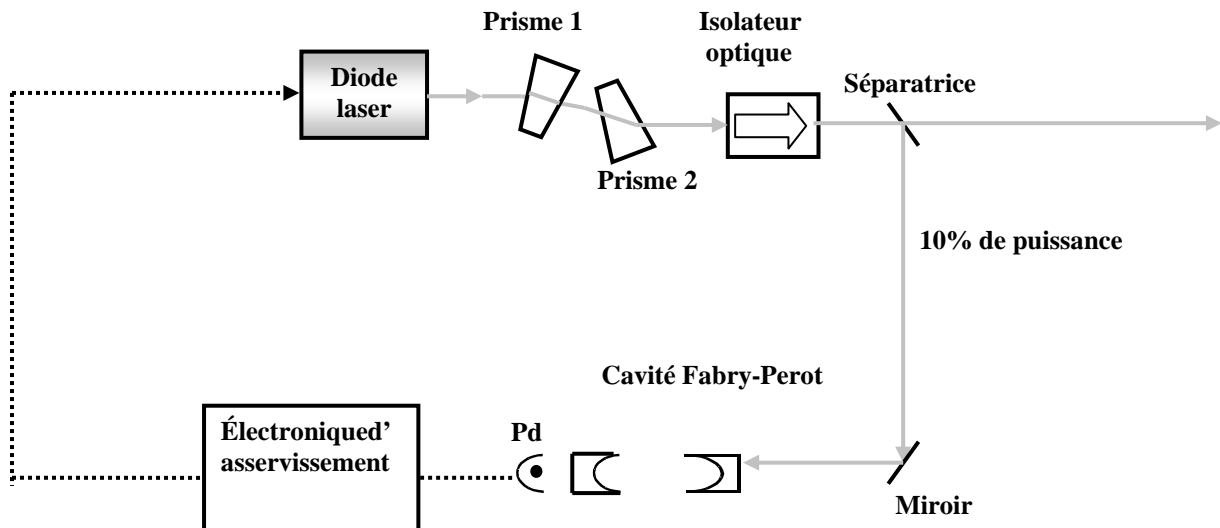


Fig.4.7 : La disposition des différents éléments optique et électronique pour asservir les diodes lasers

Sur cette figure, l'aspect spatial du faisceau est amélioré par une paire de prismes. Pour éviter les réflexions parasites qui pourraient perturber la fréquence d'émission de la diode, j'ai placé un isolateur optique. A la sortie de l'isolateur optique, le faisceau laser est divisé en deux parties par une séparatrice. 10% de la puissance sont envoyés vers une cavité Fabry-Perot. Il s'agit d'une cavité Fabry-Perot de 2 GHz d'intervalle spectral libre et de finesse 200 pour la diode laser bleue et d'une cavité de 333 MHz d'intervalle spectral libre et de finesse 310 pour la diode à 866nm. Le reste de la puissance (puissance transmise) sera utilisée dans un premier temps pour caractériser les performances spectrales des diodes lasers une fois asservies (mesure des longueurs d'ondes, mesure de largeur de raie...). Cette puissance sera ensuite utilisée pour le refroidissement des ions Ca^+ et le contrôle de la puissance au lambda-mètre.

Dans un premier temps, la diode laser est asservie en flanc de frange d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot de 2 GHz d'intervalle spectral libre et de finesse de 200. Vu que les performances spectrales de la diode laser obtenues étaient insuffisantes pour notre application

comme nous allons le voir par la suite, je l'ai ensuite asservi au sommet d'un pic de la même cavité en utilisant une détection synchrone. La diode à 866 nm a été directement asservie au sommet d'un pic d' Airy de la cavité Fabry –Perot de 333 MHz d'intervalle spectral libre et de finesse 310.

4.3.2 Asservissement en fréquence de la diode laser bleue à flanc de frange d'un pic d' Airy de la cavité Fabry-Perot

4.3.2.1 Montage électronique

Comme je l'ai décrit précédemment, le principe de cette technique d'asservissement est de comparer le signal détecté par la photodiode placée derrière la cavité à une tension de référence. L'électronique utilisée pour cet asservissement est schématisée sur la figure 4.8

Le flux lumineux détecté par la photodiode est transformé en tension par un montage trans-impédance (convertisseur courant-tension). Cette tension vaut alors :

$$U = -R_1 I_{pd} \quad (4.20)$$

avec R_1 et I_{pd} désignant respectivement la résistance de contre réaction du montage convertisseur courant tension et le courant inverse de la photodiode. Ce courant est proportionnel au flux lumineux.

Cette tension est amplifiée et rendue positive par un montage inverseur de gain G :

$$G = -\frac{R_3}{R_2} \quad (4.21)$$

A la sortie de l'inverseur la tension, le signal de la photodiode vaut:

$$V_{ph} = -GR_1 I_{pd} \quad (4.22)$$

Le signal de référence est fabriqué à partir d'un pont diviseur. Il est donc défini par :

$$V_{ref} = \frac{R_T}{R_{12} + R_T} V_{cc} \quad (4.23)$$

où

$$R_T = \frac{R_0 R_{13}}{R_{13} + R_0} \quad (4.24)$$

avec V_{cc} la tension de polarisation des amplificateurs opérationnels ($V_{cc} = 12V$ ou $15 V$).

On compare ensuite le signal détecté par la photodiode transformé en tension à la tension de

référence. Le signal obtenu à la suite de cette comparaison est appelé le signal d'erreur et il vaut :

$$\varepsilon = V_{\text{ref}} - V_{\text{ph}} \quad (4.25)$$

Les deux suiveurs de ce montage électronique jouent les rôles d'adaptateur d'impédance. Afin de supprimer certains bruits basse fréquence qui ont une influence importante dans la largeur de raie d'une diode laser, j'ai ajouté après le comparateur, un correcteur pseudo-intégrateur de gain G' et de constante de temps τ :

$$G' = -\frac{R_9}{R_7} \quad (4.26)$$

$$\tau = R_7 C$$

Le signal obtenu à la sortie du correcteur intégrateur est directement appliqué à l'entrée de l'alimentation haute tension du transducteur piézoélectrique soutenant le réseau fermant la cavité étendue.

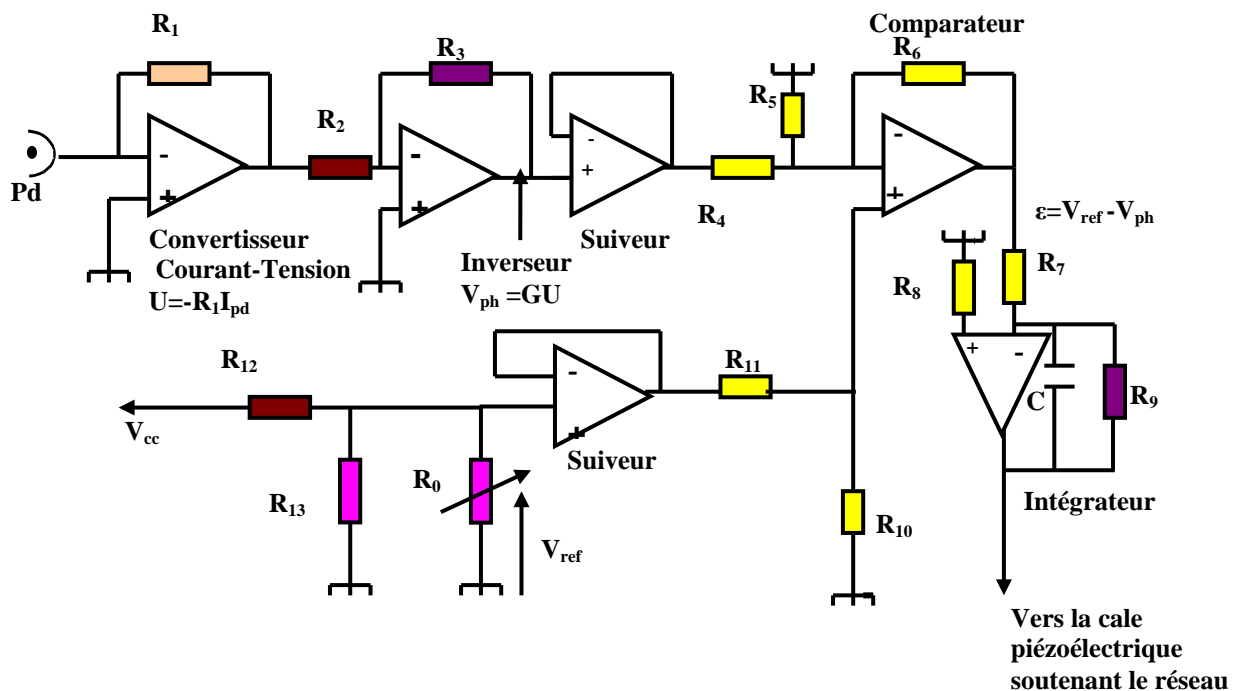


Fig.4.8 : Le montage électronique de l'asservissement de la diode laser bleue à flanc de frange d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot

4.3.2.2 Propriétés spectrales de la diode laser bleue asservie

L'analyse des propriétés spectrales de la diode laser asservie a été faite par les mesures de fluctuations instantanées de fréquence, de la longueur d'onde au cours du temps et de la largeur de raie. Pour estimer les fluctuations instantanées de fréquence une fois le laser

asservi, j'ai d'abord évalué la pente χ du flanc du pic d'Airy. La fonction d'Airy d'une cavité Fabry-Perot en transmission est définie par:

$$f(v) = \frac{1}{1 + \alpha^2 \sin^2(\beta v)} \quad (4.27)$$

avec α et β des paramètres définis par:

$$\alpha = \frac{2F}{\pi} \quad (4.28)$$

$$\beta = \frac{\pi}{ISL} \quad (4.29)$$

F et ISL désignent respectivement la finesse et l'intervalle spectral de la cavité. Au flanc du pic d'Airy ($v = v_1$) on a: $f(v) = \frac{1}{2}$. Par conséquent:

$$\alpha^2 \sin^2 \beta v_1 = 1 \quad (4.30)$$

Ainsi
$$\sin \beta v_1 = \frac{1}{\alpha} = \frac{\pi}{2F} \ll 1 \quad (F \cong 200) \quad (4.31)$$

A partir de l'équation (4.31), nous pouvons faire l'approximation suivante:

$$\sin \beta v_1 \cong \beta v_1 \text{ et donc } v_1 = \frac{1}{\alpha \beta} = \frac{ISL}{2F} \quad (4.32)$$

La pente χ du flanc du pic d'Airy est la dérivée de la fonction $I(v)$ au point $v = v_1$

$$\chi = \left[\frac{df}{dv} \right]_{v_1} = \left[\frac{-2\alpha^2 \beta \sin \beta v_1 \cos \beta v_1}{(1 + \alpha^2 \sin^2 \beta v_1)^2} \right] \quad (4.33)$$

En tenant compte de l'approximation (4.32), on en déduit une expression simplifiée de la pente du flanc d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot :

$$\chi = -\frac{1}{2} \alpha \beta = -\frac{F}{ISL} \quad (4.34)$$

Les fluctuations de fréquence de la diode laser asservie sont obtenues en multipliant le signal d'erreur ε en volt par l'inverse de la pente du flanc du pic Airy en MHz/V:

$$\Delta v = \frac{1}{\chi} \varepsilon \quad (4.35)$$

La figure 4.9 montre la répartition des fluctuations instantanées de fréquence de la diode laser bleue asservie. On peut constater que les fluctuations moyennes de fréquences sont de l'ordre 20 MHz. On peut donc s'attendre à une largeur de raie de l'ordre de 20 MHz une fois la diode laser bleue asservie.

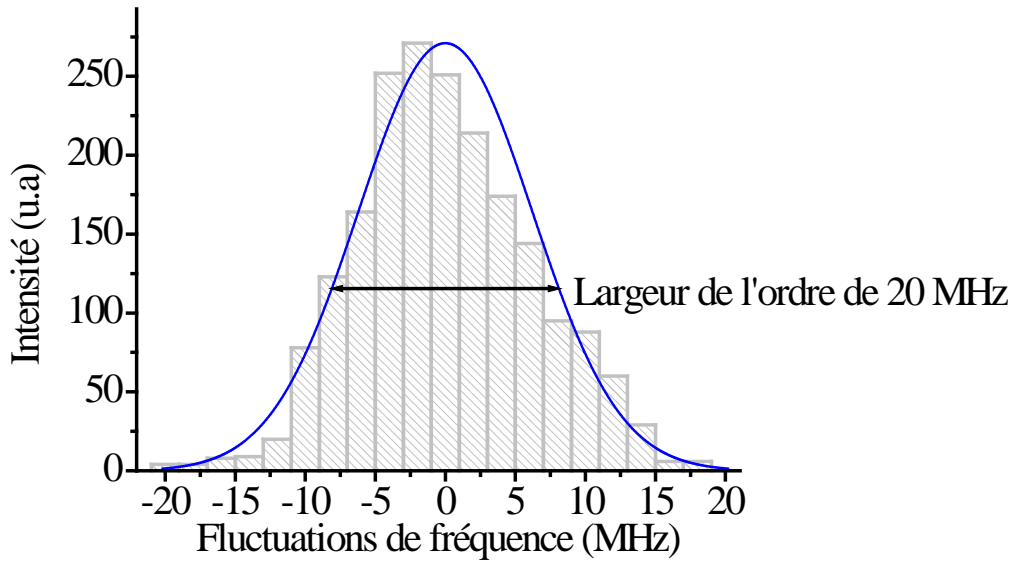


Fig.4.9: Les fluctuations instantanées de fréquence de la diode laser bleue asservie

Après avoir estimé les fluctuations instantanées de fréquence, j'ai mesuré l'évolution de la longueur d'onde au cours du temps de la diode laser libre et asservie sur la cavité Fabry-Perot de référence (intervalle spectral libre:2GHz et Finesse: 200) (figure 4.10). La figure 4.10 montre une réduction des fluctuations de fréquence obtenue grâce à cet asservissement. Cependant sur la courbe représentant la longueur d'onde de la diode laser asservie, il y a une dérive. Cette dérive en fréquence de la diode laser asservie provient de la dérive de la longueur de la cavité Fabry-Perot référence qui n'est pas stabilisée en température.

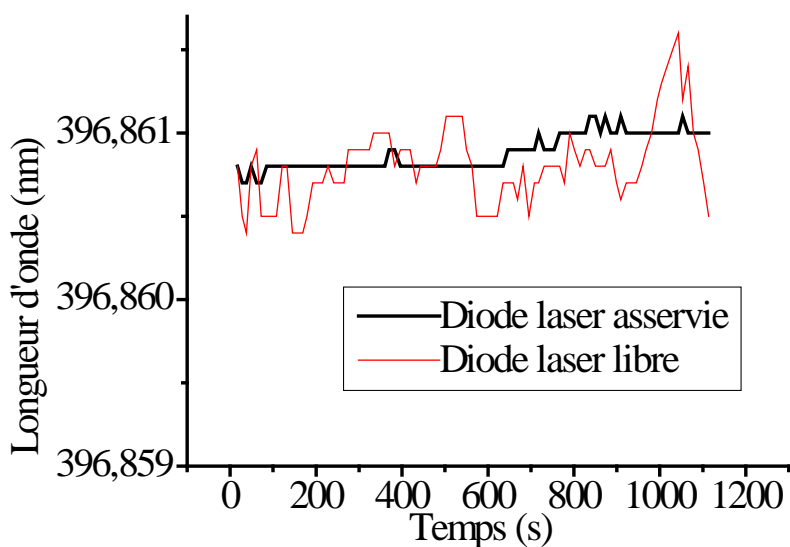


Fig.4.10 : L'évolution temporelle de la longueur d'onde émise par la diode laser asservie (trait épais) et de la diode laser libre (trait fin).

Enfin je termine l'analyse des caractéristiques spectrales de la diode laser asservie, par la mesure de sa largeur de raie (figure 4.11). Celle-ci a été faite par la technique de battement avec le laser titane saphir doublé en fréquence de largeur de l'ordre de 1MHz (voir chapitre 2). Pour cette mesure, la résolution de l'analyseur de spectre est de 1 MHz, "le span" (fenêtre) est de 400 MHz et le temps d'acquisition est l'ordre de 50 ms. La largeur à mi-hauteur du spectre de battement est de 20 MHz, soit une largeur de raie de la diode laser de l'ordre de 20 MHz.

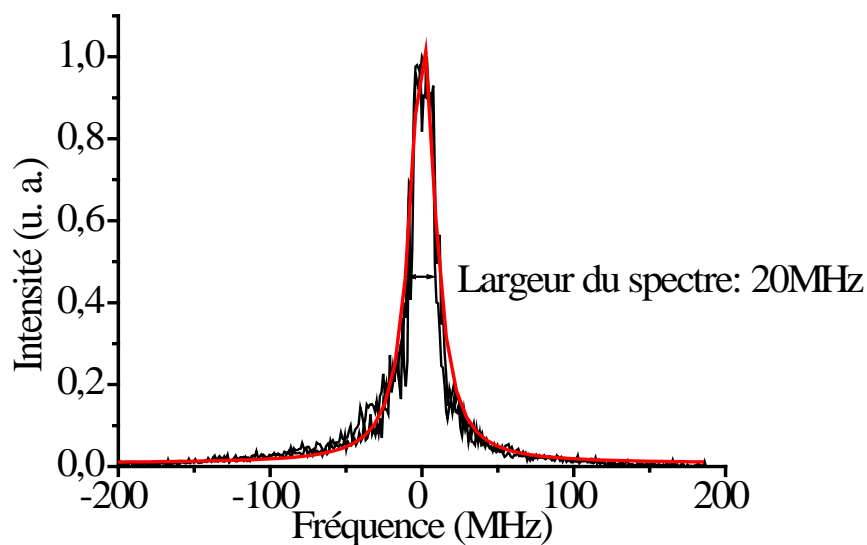


Fig.4.11 : Le spectre du battement entre le laser titane saphir et la diode laser bleue asservie

Le balayage continu de la diode laser asservie est de l'ordre de 500 MHz, en faisant varier la tension continue appliquée à la cale piézoélectrique de la cavité Fabry-Perot.

J'ai abandonné cette technique d'asservissement parce qu'elle ne réduisait pas suffisamment la largeur de raie de la diode laser bleue. De plus dans cette technique comme nous l'avons écrit précédemment, les fluctuations d'amplitude du laser sont interprétées dans le signal d'erreur comme des fluctuations de fréquence. Ces fluctuations d'amplitude ramènent du bruit au laser.

4.3.3 Asservissement des diodes lasers au sommet des pics des cavités Fabry-Perot en transmission

4.3.3.1 Asservissement en fréquence de la diode laser bleue au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot

Pour asservir la diode laser bleue au sommet d'un pic d'Airy de la cavité Fabry-Perot de 2GHz et de finesse 200, j'ai choisi de moduler la longueur de la cavité Fabry-Perot. Elle est modulée à une fréquence de 1kHz par un signal sinusoïdal. Le signal de modulation est appliqué à l'alimentation haute tension de la cale piézoélectrique de la cavité Fabry-Perot (figure 4.12).

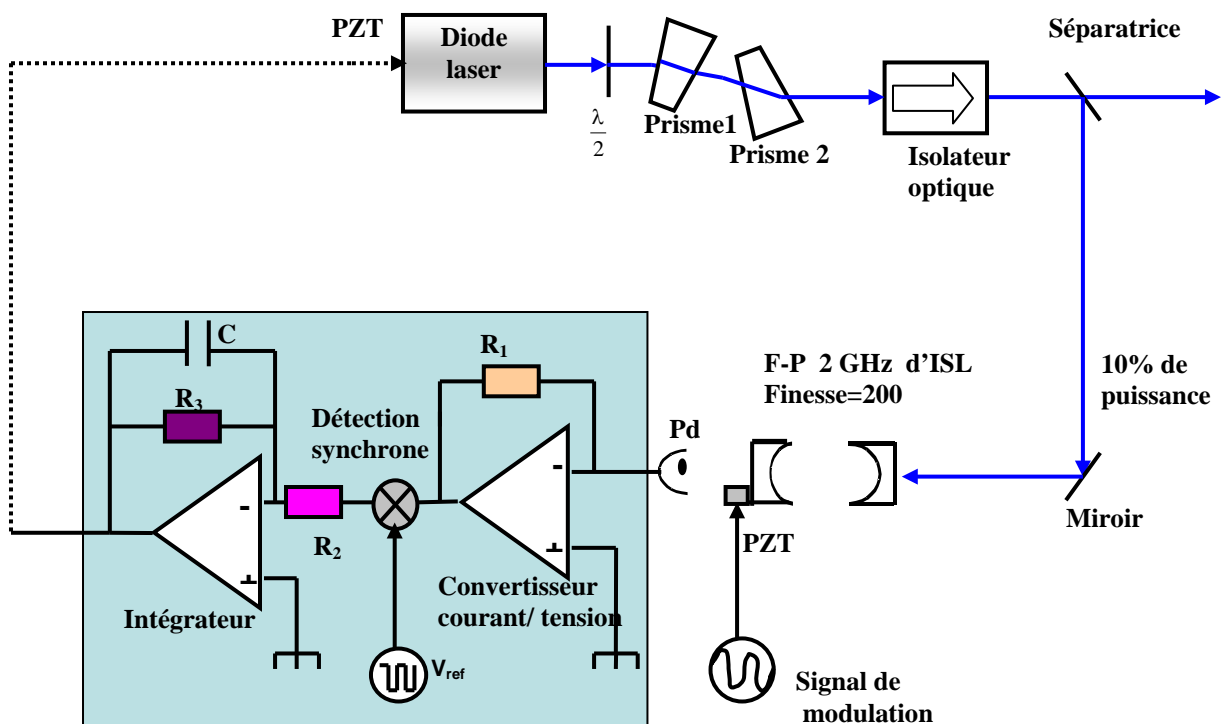


Fig.4.12 : Le montage de l'asservissement au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot de la diode laser bleue

Le signal de référence est une tension créneau de $\pm 5V$ d'amplitude et de même période que le signal de modulation. Le flux lumineux reçu par chaque photodiode des différentes cavités est converti en tension par un montage trans-impédance. La détection synchrone effectue le produit du signal détecté par la photodiode et la tension de référence. A la suite de cette multiplication, à l'aide d'un filtre passe-bas elle extrait le signal continu. C'est ce signal qui va servir de signal de correction au laser. Il a une symétrie impaire comme nous le montre la courbe 4.13.

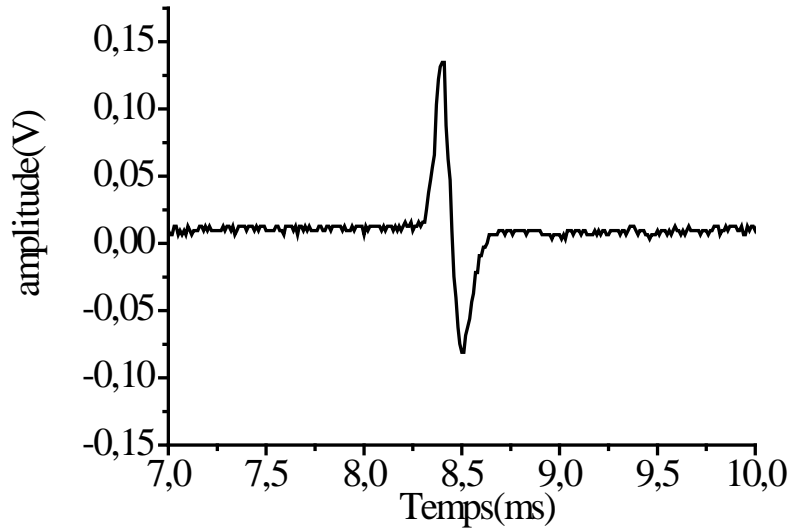


Fig .4.13 Le signal d’erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone (diode laser non asservie)

Lorsque le laser est au sommet du pic de transmission, ce signal est nul. Il devient négatif si la fréquence laser est supérieure à la fréquence de résonance et positif si la fréquence est inférieure à la fréquence de résonance ou vis- versa.

Le signal de correction de la diode laser bleue est élaboré à partir du signal d’erreur obtenu à la sortie de la détection de synchrone. Ce signal d'erreur est envoyé sur un correcteur pseudo intégrateur afin d'augmenter la correction des bruits basses fréquences. Il est ensuite directement appliqué à l’entrée de l’alimentation haute tension de la cale piézoélectrique soutenant le réseau fermant la cavité. Cette diode laser asservie autorise une plage d'accrochage en fréquence de 2,5GHz grâce à la variation de la tension continue appliquée au transducteur piézoélectrique de la cavité Fabry-Perot.

Pour caractériser les performances spectrales de la diode laser bleue asservie en fréquence, j'ai mesuré l'évolution de sa longueur au cours du temps et sa largeur de raie. La figure 4.14 montre une réduction des fluctuations de la longueur d'onde c'est-à-dire un contrôle de la longueur d'onde lorsque la diode laser est asservie au sommet d'un pic d' Airy de la cavité Fabry-Perot. Les petites fluctuations de la longueur d'onde que l'on observe sur la figure 4.14 sont principalement dues à la résolution du lambdamètre qui est de 0,0001 nm. Sur la figure 4.14 (diode laser asservie), il y a aussi une disparition de la dérive en longueur d'onde de la diode laser. Lorsque j'ai effectué cette mesure, la température de la pièce était plus stable, par conséquent pas de dérives de la longueur de la cavité Fabry-Perot de référence.

La largeur de raie de la diode laser bleue a été mesurée par la technique de battement avec le laser titane saphir doublé en fréquence (largeur du titane saphir:1 MHz). La résolution de l'analyseur de spectre est de 1 MHz et le temps d'acquisition est de 50 ms. Le spectre du battement obtenu peut être modélisé par une lorentzienne dont la largeur à mi-hauteur est de 2MHz. Cette largeur du spectre de battement est proche de celle du laser titane saphir. Nous pouvons donc dire que la contribution de la largeur de raie de la diode laser bleue dans la largeur du spectre de battement est de l'ordre du MHz (figure 4.15.)

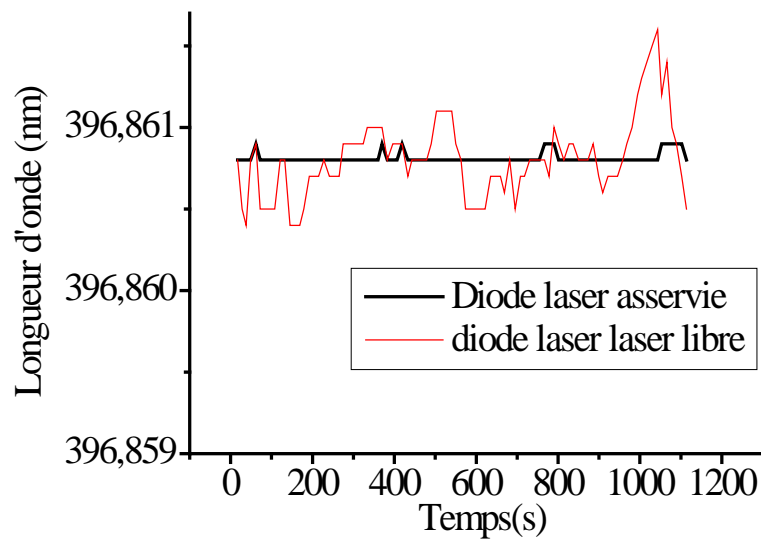


Fig.4.14 : L'évolution temporelle de la longueur d'onde de la diode laser bleue

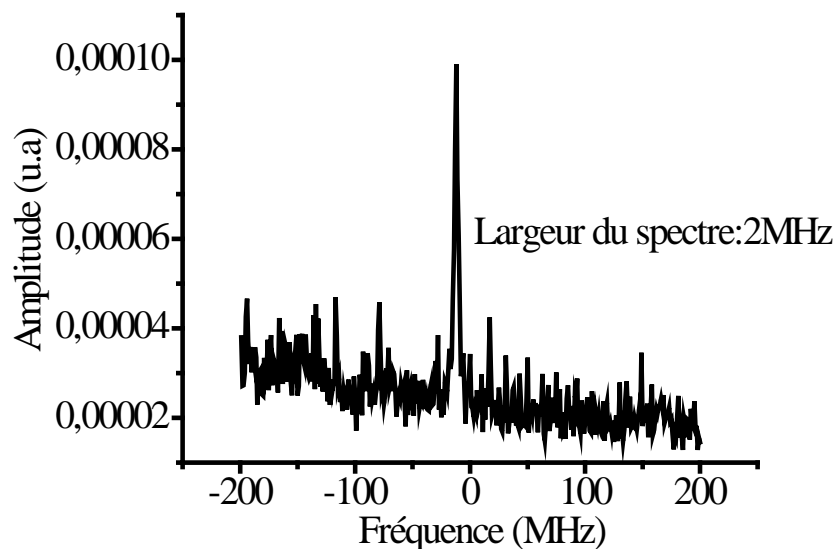


Fig.4.15: Le spectre du battement entre le laser titane saphir et la diode laser bleue asservie

4.3.3.2 Asservissement en fréquence de la diode laser à 866 nm au sommet d'un pic de la cavité Fabry- Perot

Pour asservir en fréquence la diode laser à 866 nm au sommet d'un pic de la cavité j'ai choisi de moduler la cavité Fabry-Perot de référence (intervalle spectral libre 333 MHz et finesse 310) comme dans le cas de l'asservissement de la diode bleue. Les figures 4.16 et 4.17 indiquent respectivement le montage décrivant le principe de cet asservissement et le signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone.

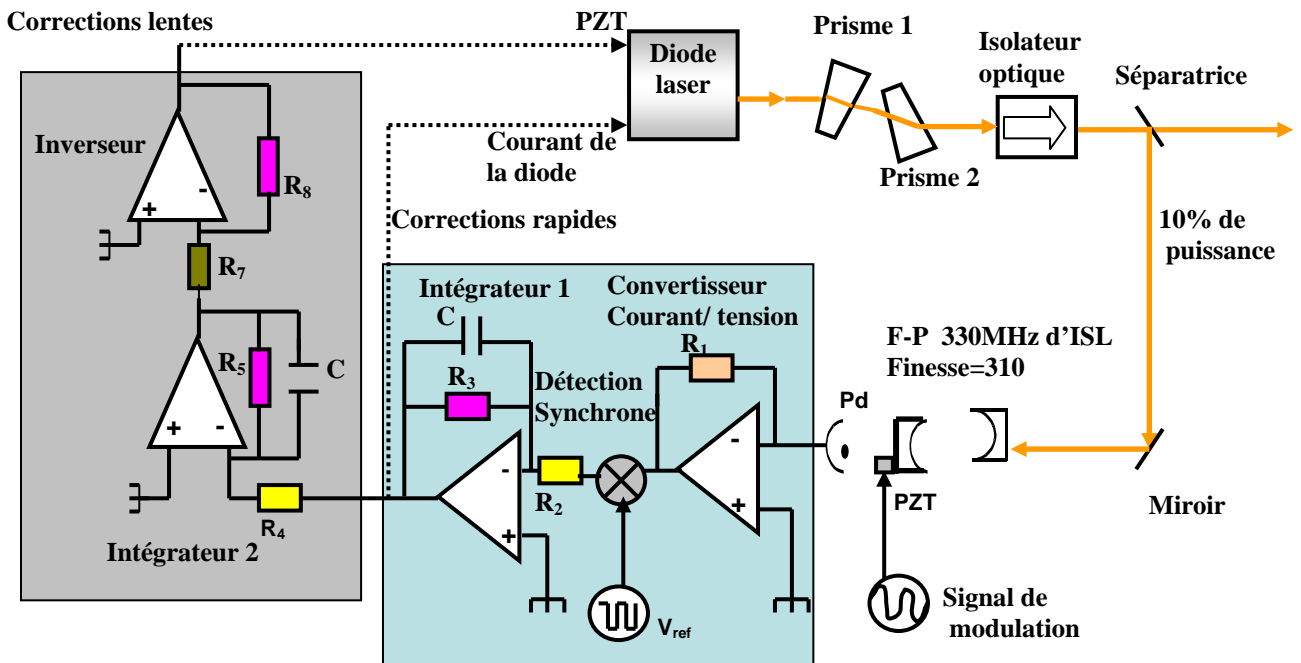


Fig .4.16: Le montage de l'asservissement au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot de la diode laser à 866 nm. PZT désigne la cale piézoélectrique soutenant le réseau

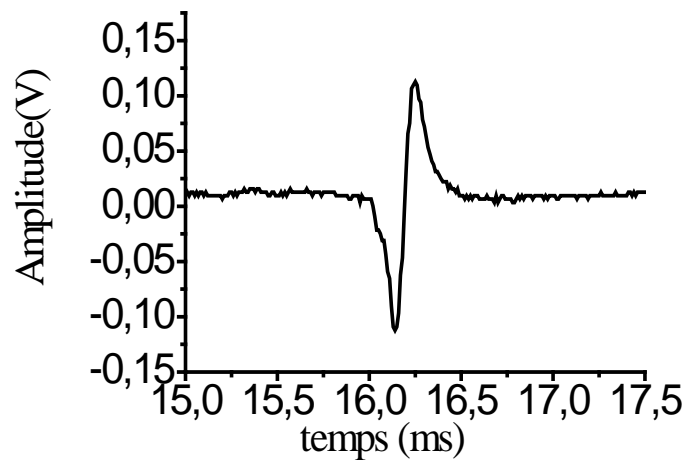


Fig .4.17 Le signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone

Le signal de correction de la diode à 866 nm a été scindée en deux parties : les corrections lentes et les corrections rapides. Les corrections lentes sont élaborées à partir du signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone et passe par deux correcteurs intégrateurs et un inverseur. Elles sont appliquées à la cale piézoélectrique soutenant le réseau fermant la cavité étendue tandis que les corrections rapides prélevées à la sortie du premier intégrateur sont appliquées au générateur de courant de la diode laser.

Pour caractériser les performances spectrales de la diode laser asservie, j'ai mesuré l'évolution de la longueur au cours du temps (figure 4.18). La courbe représentant la longueur d'onde en fonction du temps lorsque la diode laser est asservie montre une réduction de fluctuations de fréquence. Les petites fluctuations que l'on observe sur cette courbe sont dues à la résolution du lambdamètre qui est de 0,001 nm.

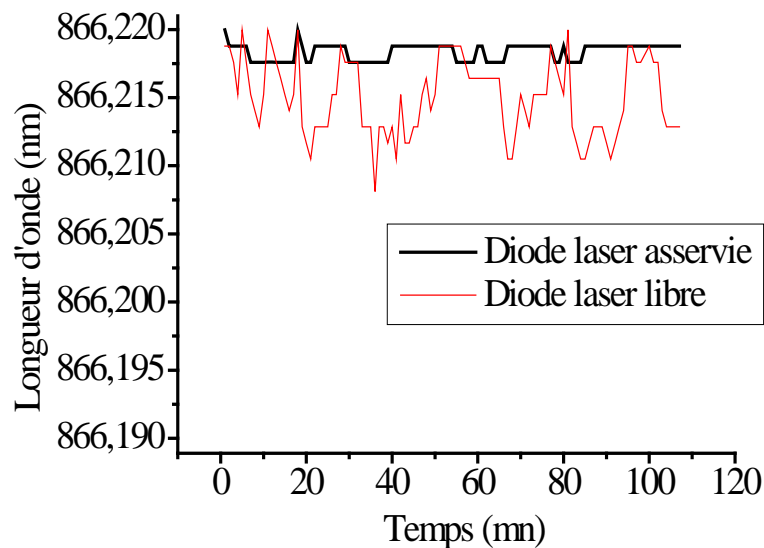


Fig.4.18 : L'évolution temporelle de la longueur d'onde de la diode laser à 866 nm

Nous n'avons pas pu estimer rigoureusement la largeur de raie de la diode à 866 nm asservie. Nous pouvons tout de même dire qu'elle est de l'ordre du MHz, puisque lorsqu'elle est montée en cavité étendue, sa largeur de raie mesurée à l'aide d'une cavité Fabry-Perot est de 1 MHz sans asservissement (voir chapitre 3). De plus les fluctuations de fréquence observées sont de l'ordre du MHz. Une mesure rigoureuse de la largeur de raie de la diode laser à 866 nm, consisterait à réaliser un battement entre cette diode et une autre diode laser au moins aussi bien stabilisée.

4.3.4 Détection de la fluorescence des ions calcium avec la diode laser bleue

La diode laser bleue ayant les caractéristiques spectrales obtenues avec l'asservissement au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot (largeur de raie: 1MHz, plage d'accrochage: 2,5 GHz, faible dérives en fréquence) a été utilisée pour la détection d'un signal de fluorescence d'un nuage d'ions Ca^+ dans le piège miniature de type Paul-Straubel utilisé pour la métrologie. La puissance optique utilisée pour la détection de la fluorescence et le refroidissement d'un nuage d'ions calcium dans ce piège (piège miniature Paul-Straubel) est de l'ordre de $50\mu\text{W}$ et un peu en dessous pour un ion unique. Le "waist" (taille du faisceau mesuré à $1/e^2$ du profil d'intensité) du faisceau laser de refroidissement est de l'ordre de $50\mu\text{m}$ [KNO04]. Pour avoir ces caractéristiques, nous avons injecté le faisceau de la diode laser bleue dans la fibre (fibre à maintien de polarisation) transportant le faisceau du laser titane saphir utilisé pour le refroidissement des ions Ca^+ dans l'expérience de métrologie. La sortie de cette fibre est fixée sur une platine de translation permettant de modifier finement la direction du faisceau et le point de focalisation dans le piège. En sortie de fibre, le faisceau traverse un achromat ($f=50\text{ mm}$) puis une lame $\frac{\lambda}{2}$ (figure 4.19).

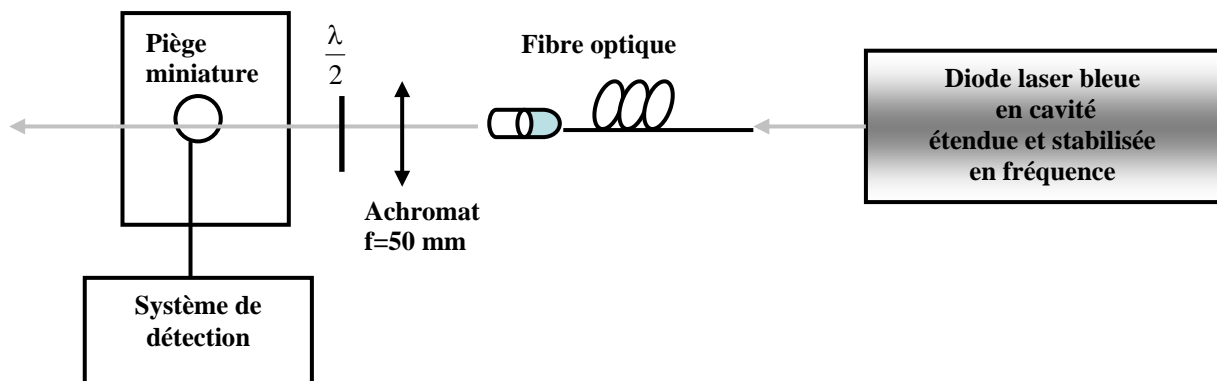


Fig.4.19: Injection du faisceau de la diode laser bleue dans le piège miniature Paul-Straubel

L'entrée du faisceau dans le piège se fait à travers une fenêtre en verre sous angle de Brewster pour la polarisation verticale. Le système de détection de la fluorescence des ions Ca^+ dans ce piège est décrit dans la thèse de C. Lisowski [LIS1 05]. La figure 4.20 montre le signal de fluorescence obtenu en faisant varier le désaccord $\Delta\nu$ entre la fréquence du laser et la

fréquence atomique. Ce signal a été obtenu en observant à partir d'un photomultiplicateur la lumière émise par l'ensemble des ions piégés et en présence de la diode laser bleue.

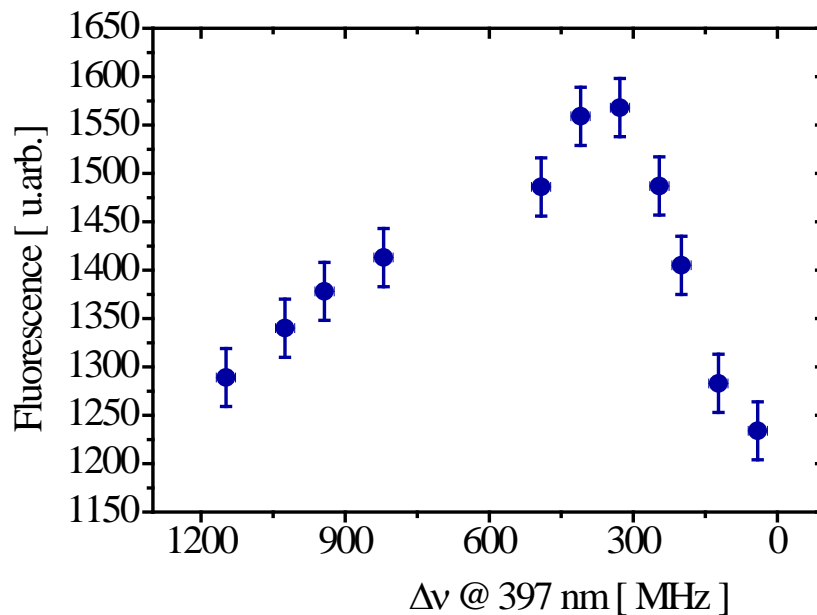


Fig. 4.20: Le signal de fluorescence des ions calcium en présence de la diode laser bleue

Pour des fréquences inférieures à la fréquence de résonance, nous remarquons que la lumière émise par les ions Ca^+ augmente progressivement avec le désaccord en fréquence. Dans cette partie de la courbe de fluorescence, le refroidissement laser est efficace. Au-delà de la résonance, le signal de fluorescence diminue fortement: il n'y a plus refroidissement des ions mais plutôt un chauffage. Ce chauffage peut provoquer leur éjection du piège.

La diode laser montée en cavité étendue et stabilisée en fréquence sur le sommet d'une frange de la cavité Fabry-Perot de référence (intervalle spectral libre 2GHz et finesse 200) a atteint les performances spectrales requises pour remplacer le laser titane saphir (laser de refroidissement) dans le projet de la réalisation d'un étalon de fréquence optique avec un ion unique de Ca^+ . Cependant l'utilisation de cette diode laser pour l'expérience de métrologie exige une stabilisation de sa puissance optique. De plus son interface utilisateur doit encore subir des améliorations pour passer d'un dispositif expérimental à un dispositif "presse-bouton". Vu que nous avons réussi en présence de la diode laser bleue à détecter la fluorescence des ions Ca^+ confinés dans un piège de type Paul-Straubel, cette diode laser peut donc être utilisée comme laser de refroidissement des ions Ca^+ pour le projet du refroidissement sympathique des molécules.

Conclusion

Je viens dans ce chapitre de décrire les différentes techniques d'asservissement en fréquence des diodes lasers. Parmi les différentes techniques citées, j'en ai utilisé deux pour asservir les diodes lasers à 866 nm et à 397 nm (diode laser bleue) : sur un flanc de frange et au sommet d'un pic d'Airy d'une cavité Fabry-Perot. Cette stabilisation en fréquence des diodes lasers sur des cavités Fabry-Perot de références a permis de limiter leurs dérives en fréquence et de réduire leurs largeurs spectrales. La largeur de raie de la diode laser bleue est de l'ordre du MHz et la plage d'accrochage est de 2,5 GHz. Avec ces performances spectrales nous avons pu refroidir et détecter le signal de fluorescence des ions Ca^+ dans le piège miniature de type Paul-Straubel. Ces caractéristiques spectrales seront également suffisantes pour refroidir et détecter la fluorescence d'un nuage d'ions calcium confinés dans un piège de taille moyenne proche de la configuration idéale du piège de Paul. Par ailleurs nous n'avons pas pu estimer rigoureusement la largeur de raie de la diode à 866 nm. Nous pouvons tout de même dire qu'avec cet asservissement la largeur spectrale de cette diode est de l'ordre du MHz, puisque les fluctuations de fréquence observées sont de l'ordre du MHz avec asservissement et sa largeur de raie une fois en cavité étendue est de l'ordre du MHz. Le balayage continu en fréquence qu'elle autorise lorsqu'elle est asservie est de 500 MHz. Avec une largeur spectrale de l'ordre de 1MHz et une faible dérive en fréquence, la diode laser à 866nm est capable de repomper les ions Ca^+ dans le cycle de refroidissement puisque la largeur de la transition de repompage est d'environ de 1, 7MHz.

5 Piégeage, refroidissement laser des ions calcium, et refroidissement sympathique des molécules ioniques

Introduction

Au sein de l'équipe CIML, nous souhaitons utiliser nos compétences sur le piégeage et le refroidissement laser acquises sur l'expérience de métrologie (réalisation d'un étalon de fréquence dans le domaine optique avec un ion unique de calcium) pour réaliser une expérience permettant de caractériser le refroidissement des molécules ioniques par collisions avec les ions refroidis par laser. En effet dans un piège radiofréquence, lorsque les molécules ioniques entrent en collision avec les ions refroidis par laser, l'énergie cinétique des molécules ioniques est transférée aux ions refroidis par laser. Ce processus de thermalisation est appelé le refroidissement sympathique ou par couplage coulombien [LAR86]. Le refroidissement sympathique ouvre la voie au développement d'autres étalons de fréquence avec les espèces qui ne peuvent pas être refroidies directement par laser, tel des ions dont les longueurs d'ondes sont situées assez loin de l'ultraviolet ou des molécules ne présentant pas de cycle de pompage fermé pour un refroidissement efficace. C'est dans cette optique que P.O. Schmidt et al. [SCH05] ont proposé la réalisation d'un étalon de fréquence optique sur la transition $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_0$ d'un ion unique de $^{27}\text{Al}^+$ refroidi par collisions avec les ions $^9\text{Be}^+$ refroidis par laser. Le facteur de qualité de la transition de la transition d'horloge est

$$Q = \nu / \Delta\nu \equiv 2 \times 10^{17}.$$

Nous disposons d'un piège de taille moyenne capable de confiner simultanément les ions Ca^+ et N_2^+ . Cependant l'étude du refroidissement sympathique des molécules ioniques N_2^+ requiert une maîtrise du piégeage de N_2^+ et Ca^+ en même temps et de refroidissement des ions Ca^+ . La première étape de cette expérience est le piégeage et le refroidissement d'ions calcium. Ensuite il faudra aborder la notion du refroidissement sympathique des molécules ioniques N_2^+ qui exige la mise au point d'un diagnostic électronique ou spectroscopique de

l'état de la thermalisation du nuage moléculaire. Le but de chapitre est de décrire les notions de piégeage, de refroidissement Doppler des ions atomiques et du refroidissement sympathique des molécules. Ensuite on présentera les premiers résultats obtenus dans le piégeage d'ions calcium, et la mise en place du dispositif optique permettant la détection du signal de fluorescence et le refroidissement des ions calcium.

5.1 Piégeage des particules

5.1.1 Généralités

Pour piéger les ions c'est-à-dire leur imposer de se déplacer dans un espace limité, par exemple au voisinage de l'origine de leurs coordonnées $x = 0$, $y = 0$ et $z = 0$, il faut leur appliquer une force de rappel. Cette force dérive d'un potentiel qui dépend quadratiquement de la position de l'ion. Pour la générer, on utilise le plus souvent deux types de pièges [PAU90] :

- le piège de Penning appelé piège électromagnétique. Ce type de piège utilise un champ électrique statique qui fournit le confinement axial et un champ magnétique qui fournit le confinement dans la direction radiale.
- le piège de Paul est appelé piège électrodynamique ou encore piège radiofréquence. Ce piégeage utilise un champ électrique oscillant dans le temps. Le potentiel de confinement peut être produit par une électrode en anneau de rayon r_0 et deux électrodes en forme de chapeau situées en $\pm z_0$, constituant un piège à symétrie de révolution (figure 5.1). A l'ordre le plus bas, ce potentiel est parabolique et vaut :

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2} (\alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2) \quad (5.1)$$

avec α , β et γ des constantes déterminant la forme du potentiel.

L'équation de Laplace $\Delta\Phi = 0$ impose que :

$$\alpha + \beta + \gamma = 0 \quad (5.2)$$

L'équation 5.2 est satisfaite de deux façons :

Dans un espace à deux dimensions, $\alpha = -\beta$, $\gamma = 0$ et $\Phi = \frac{\Phi_0}{2r_0^2} (x^2 - y^2)$ (5.3)

Dans un espace à trois dimension, $\alpha = \beta = -2\gamma$ et $\Phi = \frac{\Phi_0}{r_0^2 + 2z_0^2} (x^2 + y^2 - 2z^2)$ (5.4)

avec $2z_0^2 = r_0^2$ si le piège a une symétrie cylindrique.

Pour l'expérience du refroidissement sympathique des molécules, nous avons choisi de confiner les ions dans un piège Paul radiofréquence. Ce piège a une particularité de confiner les ions pendant de très grandes durées. Ce qui permet ainsi d'avoir de très grandes durées d'observation des ions piégés. De plus, le piège de Paul force les ions confinés à avoir un mouvement oscillatoire à une fréquence ω_i bien connue [DEH67].

5.1.2 Piège de Paul

Le piège quadripolaire appelé encore piège de Paul est une structure qui permet de confiner le pendant plusieurs heures voir plusieurs jours, des espèces ioniques (atomes ou molécules) pourvu que le rapport de la charge sur la masse (e/m) obéisse à certaines contraintes fixées par la géométrie du piège et la tension radiofréquence appliquée à l'anneau de ce piège.

Ce confinement se fait sous l'action d'un champ de radiofréquence qui leur confère un mouvement oscillatoire supplémentaire à celui créé par le potentiel harmonique.

Un piège de Paul idéal est constitué de trois électrodes hyperboliques : deux chapeaux et un anneau. La figure 5.1 indique la structure d'un piège de Paul idéal. Sa géométrie est alors

décrite par :

$$\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = \pm 1 \quad (5.5)$$

avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ (symétrie de révolution). Le signe négatif de l'équation (5.5) représente les deux chapeaux séparés d'une distance z_0 et le signe positif décrit l'équation de l'équipotentielle de l'anneau central de rayon r_0 . Les grandeurs r_0 et z_0 sont reliées par

l'équation suivante :

$$z_0 = \frac{r_0}{\sqrt{2}} \quad (5.6)$$

Le confinement des particules chargées en piège de Paul se fait en appliquant une différence Φ_0 de potentiel entre l'anneau et les chapeaux. Celle-ci est la somme d'une tension continue

V_{DC} et d'une tension alternative d'amplitude V_{AC} et de fréquence $\frac{\Omega}{2\pi}$:

$$\Phi_0 = V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t \quad (5.7)$$

Le potentiel quadratique de confinement est alors :

$$\Phi = (V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{2r_0^2} \quad (5.8)$$

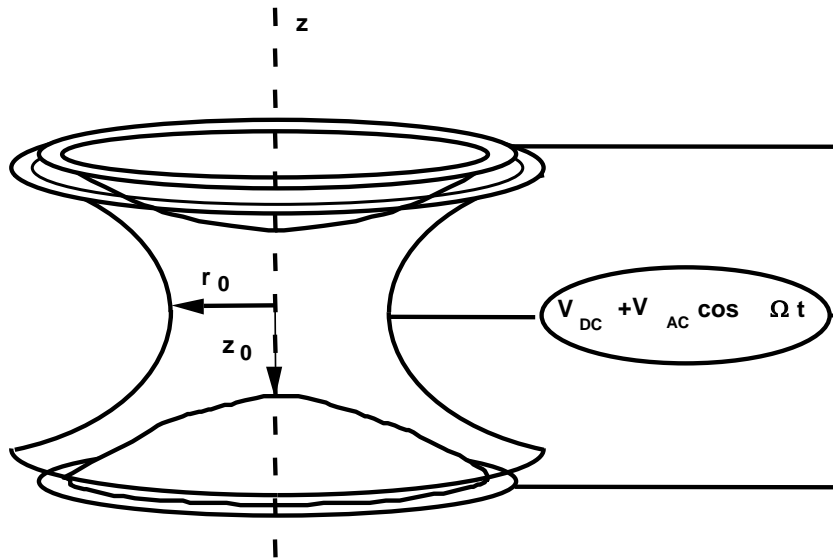


Fig. :5.1 La structure d'un piège de Paul idéal

5.1.3 Les équations de mouvement des ions piégés

Un ion de masse m et de charge e confiné dans un piège radiofréquence est soumis à l'action d'une force électrique \vec{F} dérivant du potentiel Φ . Le principe fondamental de la dynamique

permet d'écrire :

$$\vec{F} = -e \vec{\nabla} \Phi = m \vec{a} \quad (5.9)$$

avec \vec{a} le vecteur accélération. La projection de cette équation vectorielle (5.9) dans le

système d'axe orthonormé $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ donne le système d'équations différentielles

indépendantes suivant :

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -e(V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \frac{x}{r_0^2} \\ m \frac{d^2 y}{dt^2} &= -e(V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \frac{y}{r_0^2} \\ m \frac{d^2 z}{dt^2} &= 2e(V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \frac{z}{r_0^2} \end{aligned} \quad (5.10)$$

En négligeant le moment cinétique, les équations en x et y peuvent être combinées pour donner une seule équation dans la direction radiale $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Ainsi les équations en r et z peuvent s'écrire sous forme d'une équation compacte dite équation de Mathieu [PAU90] :

$$\frac{d^2u}{d\tau^2} + [a_u - 2q_u \cos(2\tau)]u = 0 \quad (5.11)$$

avec $\tau = \Omega t / 2$. Les paramètres a_u et q_u dépendent de la géométrie du piège et de l'espèce ionique considérée (rapport e/m). Ils sont appelés les paramètres de confinement, et valent :

$$a_z = -2a_r = -\frac{8eV_{DC}}{mr_0^2\Omega^2} \quad (5.12)$$

$$q_z = -2q_r = \frac{4eV_{AC}}{mr_0^2\Omega^2} \quad (5.13)$$

Les solutions stables de l'équation de Mathieu sont de la forme [MAR95] :

$$u(\tau) = A_u u^c(\tau) + B_u u^s(\tau) \quad (5.14)$$

où A_u et B_u sont des constantes du mouvement que l'on peut déterminer à partir des conditions initiales, $u^c(\tau)$ et $u^s(\tau)$ sont définies par :

$$u^c(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} \cos(2n + \beta_u)\tau \quad (5.15)$$

$$u^s(\tau) = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} \sin(2n + \beta_u)\tau \quad (5.16)$$

Les coefficients $C_{2n,u}$ et le facteur β_u sont définis à partir des relations suivantes [MAR95]:

$$C_{2n,u} = \frac{-C_{2n-2,u}}{q_u} \frac{q_u^2}{(2n + \beta_u)^2 - a_u} \frac{q_u^2}{(2n + 2 + \beta_u)^2 - a_u} \frac{q_u^2}{(2n + 4 + \beta_u)^2 - a_u} \dots \quad (5.17)$$

$$\beta_u^2 = a_u + \frac{q_u^2}{(\beta_u + 2)^2 - a_u} + \frac{q_u^2}{(\beta_u + 4)^2 - a_u} + \frac{q_u^2}{(\beta_u + 6)^2 - a_u} + \dots$$

$$\frac{q_u^2}{(\beta_u - 2)^2 - a_u} - \frac{q_u^2}{(\beta_u - 4)^2 - a_u} + \frac{q_u^2}{(\beta_u - 6)^2 - a_u} \dots \quad (5.18)$$

Pour le calcul de ces coefficients, on procède par la technique itérative.

Le paramètre β_u détermine le spectre de fréquence de l'ion piégé correspondant au couple (a_u, q_u) . Les coefficients $C_{2n,u}$ caractérisent l'amplitude du mouvement de l'ion dans le piège.

On peut définir à partir des équations (5.15) et (5.16), la fréquence angulaire $\omega_{u,n}$ d'ordre n du mouvement dans la direction u ($u = r, z$) :

$$\omega_{u,n} = (n + \frac{1}{2}\beta_u)\Omega \quad \text{pour } 0 \leq n < \infty \quad (5.19)$$

$$\omega_{u,n} = -(n + \frac{1}{2}\beta_u)\Omega \quad \text{pour } -\infty < n < 0 \quad (5.20)$$

Lorsque $n=0$, la fréquence fondamentale $\omega_{u,0}$ dans la direction r ou dans la direction z est

donnée par :

$$\omega_{u,0} = \frac{1}{2}\beta_u\Omega \quad (5.21)$$

Les ions piégés avec les mêmes valeurs β_u ont des fréquences de mouvement identiques. La trajectoire de leur mouvement dans le plan r - z est une courbe de Lissajous composé de deux fréquences fondamentales $\omega_{r,0}, \omega_{z,0}$ du mouvement séculaire, auquel se superpose le micromouvement à la fréquence Ω (figure 5.2).

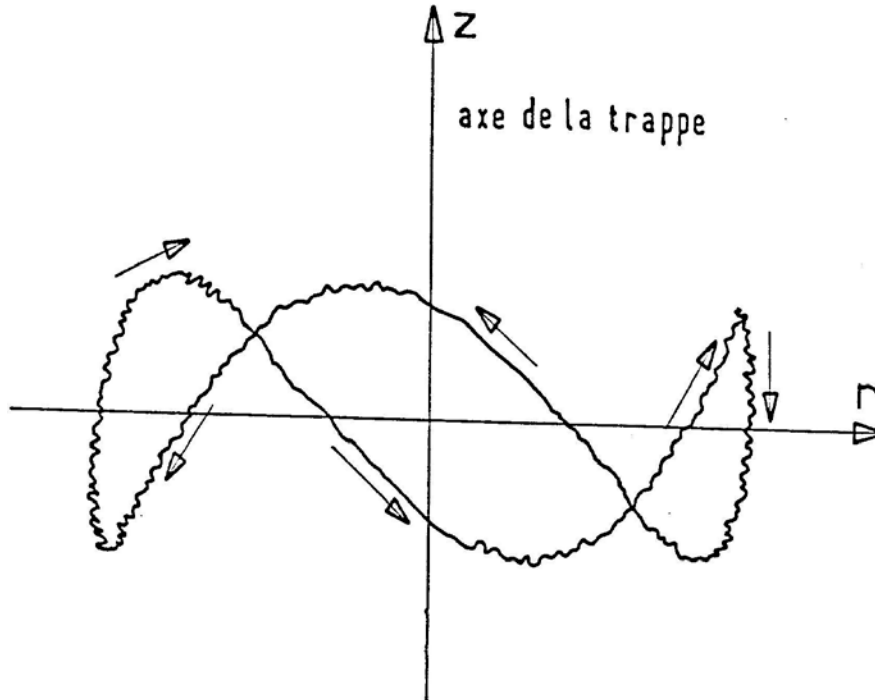


Fig.5.2: Orbite stable d'un ion piégé dans un piège de Paul

Lorsqu'on tient compte des équations (5.14), (5.15), (5.19) et (5.20), on en déduit les expressions explicites de la position et de la vitesse d'un ion piégé [MAR95]:

$$u(t) = A_u \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} \cos\left((2n + \beta_u) \frac{\Omega}{2} t\right) + B_u \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} \sin\left((2n + \beta_u) \frac{\Omega t}{2}\right) \quad (5.22)$$

$$\frac{du}{dt} = -A_u \frac{\Omega}{2} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} (2n + \beta_u) \sin\left[(2n + \beta_u) \frac{\Omega t}{2}\right] + B_u \frac{\Omega}{2} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} C_{2n,u} (2n + \beta_u) \cos\left[(2n + \beta_u) \frac{\Omega t}{2}\right]$$

5.1.4 Le diagramme de stabilité

Le confinement d'un ion dans un piège de Paul résulte de la stabilité simultanée de son mouvement en r et en z . Le domaine de stabilité du mouvement dépend des paramètres a_u et q_u , fonctions de l'amplitude de la tension alternative V_{AC} , de la tension continue V_{DC} et de la fréquence Ω et du rapport e/m .

La figure 5.3 où les q_u sont rapportés en abscisse et les a_u en ordonnées illustre le diagramme de stabilité d'un piège de Paul. Ce diagramme permet de caractériser les zones pour lesquelles la condition de stabilité du mouvement dans les trois directions de l'espace est réalisée. Pour des raisons techniques notamment les tensions alternatives de confinement à des fréquences radiofréquence pas trop élevées, l'équipe CIML travaille dans la première zone de stabilité. Elle est délimitée par $0 \leq \beta_z \leq 1$ et $0 \leq \beta_r \leq 1$ comme nous le montre la figure 5.4.

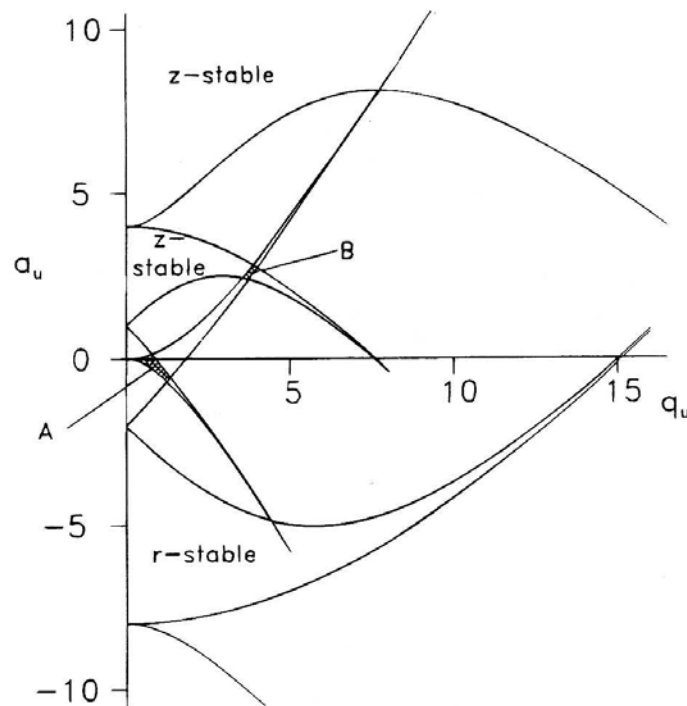


Fig. 5.3 : Le diagramme de stabilité d'un piège de Paul idéal [MAR95]

Les courbes tracées sur cette figure (figure 5.4) sont les iso- β_u . Elles déterminent les fréquences du mouvement de l'ion en tout point du diagramme de stabilité. La courbe $\beta_z=1$ coupe l'axe des abscisse en $q_z = 0,908$.

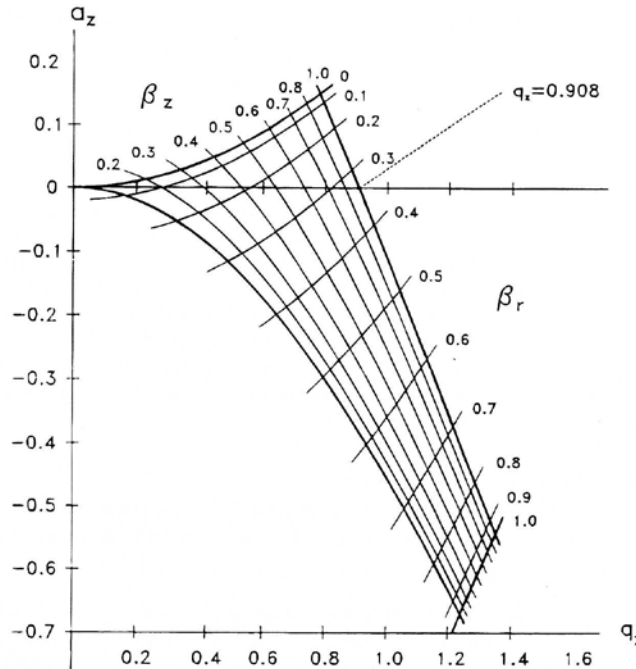


Fig.5.4 : La première zone de stabilité des trajectoires d'un ion dans un piège de Paul [MAR95]

5.1.5 Equation de mouvement d'un ion piégé dans la première zone du diagramme de stabilité

Une équation simple du mouvement d'un ion piégé peut être obtenue en faisant l'approximation adiabatique valable pour $a_z \ll q_z \leq 0,4$ [DEH67]. Celle-ci consiste à considérer que le mouvement d'un ion piégé est la somme d'une composante dite micromouvement δ_u à la fréquence $\frac{\Omega}{2\pi}$ et d'une autre appelée le macromouvement U à la

fréquence $\omega_u = \beta_u \frac{\Omega}{2}$. L'équation du mouvement de l'ion piégé est :

$$u(t) = U(\tau) + \delta_u(\tau) \tag{5.23}$$

avec les hypothèses suivantes : $\delta_u \ll U$ et $\frac{d^2\delta_u}{dt^2} \gg \frac{d^2U}{dt^2}$, ce qui est équivalent à

$$\delta_u \gg \beta_u^2 U.$$

En remplaçant $u(\tau)$ par son expression dans l'équation de Mathieu (5.11), on obtient :

$$\frac{d^2\delta_u}{d\tau^2} + [a_u - 2q_u \cos 2\tau]U = 0 \quad (5.24)$$

a_u étant négligeable devant q_u et U variant lentement par rapport à δ_u , on obtient en intégrant deux fois cette équation de Mathieu que :

$$\delta_u = -\frac{1}{2}q_u U \cos 2\tau \quad (5.25)$$

Le mouvement $u(\tau)$ a alors pour expression:

$$u(\tau) = U(\tau) \left(1 - \frac{q_u}{2} \cos 2\tau \right) \quad (5.26)$$

Lorsqu'on remplace l'expression de $u(\tau)$ dans l'équation de Mathieu (5.11) on obtient:

$$\frac{d^2u}{dt^2} = -a_u U + \frac{a_u q_u}{2} U \cos 2\tau + 2q_u U \cos 2\tau - q_u^2 U \cos^2 2\tau \quad (5.27)$$

Le micromouvement est une oscillation rapide dont la valeur moyenne de son déplacement est nulle au cours d'une période $\frac{\Omega}{2\pi}$, tandis que l'amplitude du macromouvement ne varie pratiquement pas au cours de cette même période. C'est-à-dire

$$\langle \delta_u(t) \rangle_{1\text{cycle}_{\text{rf}}} = 0 \text{ et } \langle U(t) \rangle_{1\text{cycle}_{\text{rf}}} = U(t) \quad (5.27)$$

Par conséquent

$$\left\langle \frac{d^2u}{dt^2} \right\rangle_{1\text{cycle}_{\text{rf}}} = \left\langle \frac{d^2U}{dt^2} \right\rangle_{1\text{cycle}_{\text{rf}}} = \frac{d^2U}{dt^2} \quad (5.28)$$

En prenant la valeur moyenne des deux membres de l'équation (5.27) et utilisant le fait que

$$\frac{du}{dt} = \frac{du}{dt} \frac{dt}{dt} \text{ on obtient: } \frac{d^2U}{dt^2} = -\frac{\Omega}{4} \left(a_u + \frac{q_u^2}{2} \right) U \quad (5.29)$$

Le mouvement $U(t)$ est donc décrit par une oscillation harmonique à la fréquence ω_u^{adiab}

$$\text{défini par: } \omega_u^{\text{adiab}} = \frac{\Omega}{2} \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}} \quad (5.30)$$

D'où on en déduit l'expression de β_u^{adiab} dans l'approximation adiabatique

$$\beta_u^{\text{adiab}} = \sqrt{a_u + \frac{q_u^2}{2}} \quad (5.31)$$

L'équation (5.31) est connue sous le nom de l'approximation adiabatique [DEH67]. Elle est valable pour $q_u \leq 0,4$ et $a_u \leq 0,01$.

Le mouvement global de l'ion est alors décrit par

$$u(t) = R_u \cos \omega_u^{\text{adiab}} t \left(1 + \frac{q_u \cos \Omega t}{2}\right) \quad (5.32)$$

avec R_u l'amplitude du mouvement du macromouvement. Cette équation du mouvement est modifiée si l'on tient compte du déplacement D_u de la position moyenne de l'ion due aux défauts dans la géométrie du piège et des champs électriques appliqués [LIS2 05] :

$$u(t) = (R_u \cos \omega_u^{\text{adiab}} t + D_u) \left(1 + \frac{q_u}{2} \cos \Omega t\right) \quad (5.33)$$

Le puits de potentiel total piégeant les ions est:

$$E = \frac{1}{8} m \Omega^2 (\beta_r^2 r_0^2 + \beta_z^2 z_0^2) \quad (5.34)$$

Ce potentiel est souvent relié à l'énergie cinétique moyenne des ions piégés par la relation empirique suivante [SCH81]:

$$\langle E_C \rangle \approx 0,1E \quad (5.35)$$

Le champ radiofréquence de confinement chauffe les ions à températures relativement élevées (énergie cinétique élevée). Par exemple la vitesse thermique des ions calcium dans un piège ayant un puit de potentiel de 150eV, est de l'ordre de 10^4 m/s. La réduction de l'énergie cinétique des ions peut se faire par les collisions élastiques avec un gaz tampon (gaz constitué d'atomes neutres) introduit dans le piège [SCH78] [KNO94]. En effet dans un piège, les collisions ion-atome modifient l'énergie cinétique du nuage d'ions piégés. On utilise un gaz tampon léger par rapport à l'espèce ionique confinée pour ralentir les ions et donc les refroidir. L'énergie moyenne du nuage d'ions piégés dépendra de la température et de la pression du gaz neutre présent dans l'enceinte de piégeage.

5.1.6 Les résonances non linéaires

Dans un piège de Paul idéal, le mouvement d'un ion est défini par les équations de Mathieu et peut être représenté par des oscillations indépendantes dans les directions axiales et radiales. Dans le cas réel, l'utilisation des électrodes tronquées, les trous percés dans les électrodes pour permettre le passage des électrons (au moment de l'ionisation des atomes neutres) ou éventuellement celui de faisceaux lasers, ainsi que les imperfections géométriques, rendent le

piège anharmonique. Ainsi dans le potentiel de confinement, il y a apparition des termes multipolaires d'ordres supérieurs à 2 donnant des équations de Mathieu qui couplent les différents degrés de liberté du mouvement de l'ion. L'énergie est échangée entre les deux directions d'oscillation et entre le mouvement de l'ion et le champ radiofréquence confinant les ions. Ce qui provoque des instabilités pouvant induire l'éjection des ions du piège. Ce type d'instabilités constitue les résonances non linéaires.

Pour déterminer les conditions pour lesquelles ces résonances (résonances non linéaires) apparaissent, on utilise un formalisme basé sur les équations de Hamilton [WAN93] [FRA95].

Le potentiel à l'intérieur du piège en coordonnées cartésiennes s'écrit:

$$\Phi = (V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \left(\frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{2r_0^2} + \Phi'(x, y, z) \right) \quad (5.36)$$

avec $\Phi'(x, y, z) = \sum_{k=3}^{\infty} A_k \Phi_k(x, y, z)$ la somme des termes multipolaires d'ordre supérieurs à 2.

La fonction de Hamilton H du système est définie comme la somme de l'énergie cinétique T et de l'énergie potentielle V de l'ion:

$$H = T + V \quad (5.37)$$

avec $V = V(x, y, z) = e \Phi$. H est donc:

$$H(x, y, z, P_x, P_y, P_z, t) = \frac{1}{2m} (P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + e(V_{DC} + V_{AC} \cos \Omega t) \left[\frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{2r_0^2} + \Phi'(x, y, z) \right] \quad (5.38)$$

En utilisant les équations de Hamilton, les expressions a_u et q_u données dans les relations (5.12) et (5.13) et la variable $\tau = \Omega t / 2$, on obtient le système d'équations différentielles suivant:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{d\tau^2} + (a_x - 2q_x \cos 2\tau)x &= -\frac{r_0^2}{8} (a_z - 2q_z \cos 2\tau) \frac{\partial \Phi'}{\partial x} \\ \frac{d^2 y}{dt^2} + (a_y - 2q_y \cos 2\tau)y &= -\frac{r_0^2}{8} (a_z - 2q_z \cos 2\tau) \frac{\partial \Phi'}{\partial y} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} + (a_z - 2q_z \cos 2\tau)z &= -\frac{r_0^2}{8} (a_z - 2q_z \cos 2\tau) \frac{\partial \Phi'}{\partial z} \end{aligned} \quad (5.39)$$

Lorsque $\Phi' = 0$ on retrouve les équations de Mathieu.

L'utilisation d'une transformation canonique aux équations (5.39) permet d'en déduire une divergence du mouvement de l'ion lorsqu'on a la relation [WAN93] [FRA95]:

$$n_x \frac{\beta_x}{2} + n_y \frac{\beta_y}{2} + n_z \frac{\beta_z}{2} = \nu \quad (5.40)$$

avec n_x, n_y, n_z des entiers relatifs et ν entier naturel.

Pour les mouvements en r et en z on a une relation identique:

$$n_r \frac{\beta_r}{2} + n_z \frac{\beta_z}{2} = \nu \quad (5.41)$$

avec n_r, n_z des entiers relatifs et ν entier naturel.

La multiplication des deux membres de l'équation (5.40) par la fréquence de confinement Ω conduit à la relation suivante:

$$n_r \omega_r + n_z \omega_z = \nu \Omega \quad (5.42)$$

Pour $\nu = 0$, n_r et n_z sont de signes opposés, il n'y a pas d'énergie absorbée à partir du champ radiofréquence confinant l'ion. L'échange d'énergie a lieu entre les deux directions (direction radiale et axiale) d'oscillation. L'amplitude du mouvement de l'ion croît et si elle devient trop grande devant les dimensions du piège alors l'ion est neutralisé aux électrodes du piège.

Pour $\nu \neq 0$, il y a absorption d'énergie à partir du champ radiofréquence; plus précisément quand:

- $n_r = 0$ et $\omega_z = \frac{\nu \Omega}{n_z}$, l'absorption se fait dans la direction z , l'amplitude en z croît.
- $n_z = 0$ et $\omega_r = \frac{\nu \Omega}{n_r}$, l'absorption se fait dans la direction radiale r , l'amplitude en r croît.
- $n_r \neq 0$ et $n_z \neq 0$ de même signe, l'énergie est absorbée du champ radiofréquence dans les deux directions (radiale et axiale).
- $n_r \neq 0$ et $n_z \neq 0$ de signes opposés, l'énergie est échangée entre les deux directions et une partie peut être absorbée du champ radiofréquence.

Dans la première zone du diagramme de stabilité, c'est à dire $0 \leq \beta_r \leq 1$ et $0 \leq \beta_z \leq 1$, les résonances non linéaires sont données par:

$$n_r \beta_r + n_z \beta_z = 2\nu \quad (5.43)$$

La somme $N = |n_r| + |n_z|$ est appelée ordre de la résonance.

5.2 Le refroidissement Doppler des atomes

Le refroidissement Doppler est un processus physique à la base du contrôle de la vitesse des atomes avec un faisceau laser. Il met en jeu la dépendance en vitesse de la force de pression de radiation. Les pionniers de ce processus sont Hansch et Schawlow [HAN75] et aussi Wineland et Dehmelt [WIN75].

Pour comprendre le fonctionnement du refroidissement laser, nous allons considérer un atome de masse m , (fig.5.5) se déplaçant à une vitesse \vec{v}_0 dans la direction x et ayant un état fondamental $|f\rangle$ et un état excité $|e\rangle$ d'énergies respectives E_e et E_f . La transition $|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$ a une pulsation ω_0 et une largeur naturelle Γ . Cet atome interagit avec un faisceau laser de pulsation ω_L , de vecteur d'onde \vec{k}_L (dirigé selon l'axe $(-ox)$). L'onde laser provoque l'excitation de l'atome (passage de l'état fondamental $|f\rangle$ à l'état excité $|e\rangle$). Au bout d'un temps qui est égal à la durée de vie de l'état excité, l'atome se désexcite et se retrouve à nouveau dans son état fondamental $|f\rangle$. On note par \vec{v}_a la vitesse de l'atome après l'absorption du photon du laser et la réémission d'un photon spontanée et \vec{k}_s le vecteur d'onde du photon émis lors de la désexcitation.

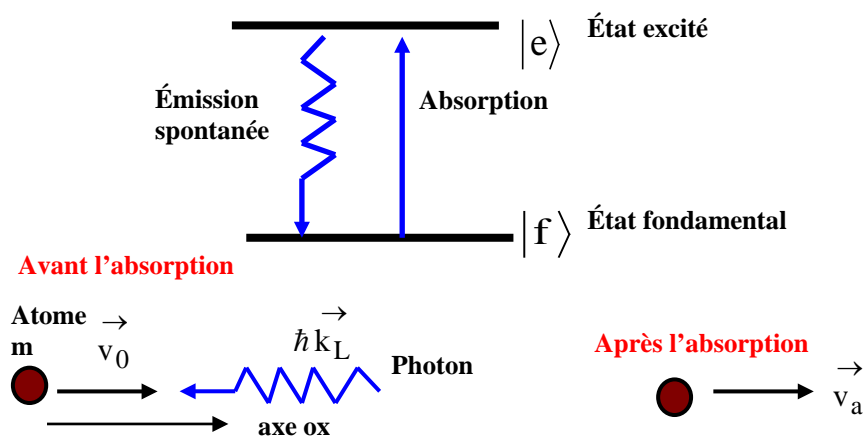


Fig.5.5. Le principe du refroidissement laser des atomes à une dimension

La conservation de la quantité de mouvement permet d'écrire :

$$\vec{m} v_0 + \hbar \vec{k}_L = \vec{m} v_a + \hbar \vec{k}_s \quad (5.35)$$

Par conséquent :

$$\vec{v}_a = \vec{v}_0 + \frac{\hbar \vec{k}_L}{m} - \frac{\hbar \vec{k}_s}{m} \quad (5.36)$$

Le vecteur d'onde du photon émis lors de la désexcitation (émission spontanée) \vec{k}_s a une direction aléatoire (émission isotrope). Par conséquent sur un grand nombre de cycle absorption- émission spontanée (au maximum $\Gamma/2$ cycles par seconde), sa valeur moyenne est nulle. La vitesse moyenne de l'atome après l'absorption d'un photon laser est :

$$\left\langle \vec{v}_a \right\rangle = \left\langle \vec{v}_0 \right\rangle + \frac{\hbar \vec{k}_L}{m} = \vec{v}_0 + \vec{v}_r \quad (5.37)$$

Le terme $\vec{v}_r = \frac{\hbar \vec{k}_L}{m}$ est appelé la vitesse de recul de l'atome. Pour un ion calcium, de masse $m = 40 \text{amu}$, à la longueur d'onde de la transition de refroidissement $\lambda = 397 \text{nm}$, le module de cette vitesse de recul est de l'ordre $2,5 \text{ cm/s}$. A chaque cycle absorption-emission l'atome est donc ralenti de $2,5 \text{ cm/s}$.

Pour déterminer la condition sur la fréquence laser lors de l'absorption, nous allons considérer l'équation de la conservation de l'énergie. Celle-ci s'écrit :

$$E_f + \hbar \omega_L + \frac{m v_0^2}{2} = E_e + \frac{m}{2} \left(\vec{v}_0 + \vec{v}_r \right)^2 \quad (5.38)$$

Lorsqu'on remplace \vec{v}_r par son expression définie dans la relation (5.37) et on développe le membre de droite de l'équation de la conservation d'énergie, on obtient :

$$E_f + \hbar \omega_L = E_e + \frac{\hbar^2 \vec{k}_L^2}{2m} + \hbar \vec{v}_0 \cdot \vec{k}_L \quad (5.39)$$

Dans le cas du refroidissement Doppler, l'énergie cinétique de recul de l'atome $\frac{\hbar^2 \vec{k}_L^2}{2m}$ est négligeable devant les autres énergies se trouvant dans l'expression (5.39).

Par conséquent :

$$E_f - E_e + \hbar \omega_L = \hbar \vec{v}_0 \cdot \vec{k}_L \quad (5.40)$$

Comme $E_e - E_f = \hbar \omega_0$, alors on a :

$$\omega_L = v_0 \vec{k}_L + \omega_0 \quad (5.41)$$

A cause de l'effet Doppler, l'atome se déplaçant vers le laser avec une vitesse v_0 absorbe à une fréquence laser $\omega_0 = \omega_L - \vec{k}_L v_0$ décalée, mesurée dans le référentiel du laboratoire. Pour avoir un refroidissement, il faut que l'atome absorbe préférentiellement une onde contrapropageante, c'est à dire la fréquence du laser doit être décalée vers des valeurs inférieures à la fréquence atomique ($\omega_L < \omega_0$). L'amplitude de ce décalage pour avoir un refroidissement optimum dépend de la vitesse instantanée de l'atome et doit donc être ajustée. Ainsi pour refroidir une direction du mouvement, un seul laser est nécessaire et non deux lasers contrapropageants. Si en plus, l'introduction du faisceau laser de refroidissement dans le piège se fait sous un certain angle avec l'axe z (axe du piège), on refroidit la direction z et la direction orthogonale contenue dans le plan formé par l'axe z et le faisceau laser. La troisième direction est quant à elle refroidie à cause des asymétries de la géométrie qui couplent les trois directions du mouvement et qui sont toujours présentes dans les pièges réels [HEG90]. La température limite obtenue par le refroidissement Doppler est définie à partir de largeur naturelle de la transition pour le refroidissement. Elle a pour expression [WIN87]:

$$T_{\text{lim}} = \frac{\hbar}{2k_B \tau_{\text{nat}}} \quad (5.42)$$

avec k_B la constante de Boltzmann.

La vitesse limite obtenue lors du refroidissement Doppler des atomes est :

$$v_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{k_B T_{\text{lim}}}{m}} \quad (5.43)$$

Pour un ion Ca^+ , la durée de vie de l'état excité de la transition de refroidissement est $\Gamma = 23\text{MHz}$, $m = 40\text{uma}$, on a $T_{\text{lim}} = 0.55\text{mK}$ et $v_{\text{lim}} = 0,33\text{m/s}$.

Le refroidissement laser peut être également décrit par une force appelée pression de radiation. Cette force provient de la répétition des reculs encaissés par l'atome à chaque fois qu'il absorbe un photon du laser et vaut [MET99]:

$$\vec{F} = \vec{F}_0 - \rho \vec{v} \quad (5.44)$$

avec \vec{F}_0 est une force constante et ρ le coefficient de friction définis par :

$$\vec{F}_0 = \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2} \quad (5.45)$$

$$\rho = -\hbar k_L^2 \frac{4s_0 \left(\frac{\Delta}{\Gamma}\right)}{\left[s_0 + 1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right]^2} \quad (5.46)$$

où Δ , désigne le désaccord entre la fréquence laser ($\Delta = \omega_L - \omega_0$) et celle de la transition atomique, et s_0 le paramètre de saturation à la résonance. Le paramètre s_0 est défini comme le rapport de l'intensité laser I et l'intensité de saturation de la transition I_s :

$$s_0 = \frac{I}{I_s} \quad (5.47)$$

La force de pression de radiation est dirigée le long du vecteur d'onde du faisceau laser. Elle dépend de la direction du mouvement de l'atome et par conséquent elle peut le ralentir ou l'accélérer. Lorsque l'atome est mouvement, le terme $\rho \vec{v}$ de l'équation (5.44) correspond à une force friction si $\rho > 0$ c'est-à-dire $\Delta < 0$: il y a ralentissement de l'atome. Dans le cas contraire ($\rho < 0$), il y a accélération de l'atome.

A la résonance ($\Delta = 0$) et pour des fortes intensités, cette force vaut :

$$\vec{F} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \vec{k}_L \quad (5.48)$$

L'ordre de grandeur de l'accélération pour un ion $^{40}\text{Ca}^+$ de masse $m = 40u_{\text{ma}}$ refroidis par un laser à 397 nm est de 1,813 m/s^2 soit environ 2×10^5 l'accélération de la pesanteur!

5.3 Refroidissement sympathique des molécules ioniques

5.3.1.1 Généralités

Les atomes sont habituellement refroidis par effet Doppler. Le refroidissement Doppler utilise un faisceau laser qui freinent les atomes, jusqu'à former un gaz "figé" dont la température peut atteindre quelques microkelvin comme nous venons de le voir dans la partie 5.2. Ce processus

est efficace qu'à la résonance optique c'est-à-dire lorsque la fréquence laser est voisine de celle d'une transition optique spécifique. Or la complexité des niveaux d'énergie des molécules (présence de niveaux vibrationnels et rotationnels chez les molécules) rend ce processus inefficace. Par conséquent les techniques habituelles de refroidissement laser des atomes ne sont pas transposables sur les molécules. Il existe diverses expériences produisant des molécules froides. Citons par exemple les expériences de J.D.WEINSTEIN et al. [WEI98], de M. Drewsen et al. [DRE98], de Bethlem et al. [BET00], Mølhave et al. [MØL00] et A. Bertelsen et al. [BER04].

5.3.1.2 Présentation du refroidissement sympathique des molécules ioniques en piège de Paul

L'une des premières études théoriques sur le refroidissement sympathique des molécules ioniques a été faite par T.Baba et al. [BAB02] dans un piège radiofréquence linéaire. Cette étude montre que pour le refroidissement sympathique des molécules ait lieu, il faut que le rapport entre la masse M des molécules ioniques et la masse m des ions atomiques refroidis par laser soit supérieur à 0,533 ($M/m > 0,533$). Les récents calculs faits par S. Schiller et al. [SCH03] montrent que toute molécule ionique de masse allant de 2 uma à 20000 uma dans un piège peut être thermalisée par un nuage d'ions refroidis par laser.

En présence du potentiel de confinement piégeant les deux espèces $\Phi(x)$ et du refroidissement laser représenté par une force de friction F définie dans la relation 5.44, et des collisions entre particules, la dynamique de chaque type d'espèce est gouvernée par les équations suivantes [BAB02] [SCH03]:

- Pour une molécule ionique i ,
$$M \frac{d^2 x_i}{dt^2} = -e \nabla \left(\Phi(x) + \sum_{j \neq i}^{N_m, N_a} \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|x_i - x_j|} \right) \quad (5.49)$$

- Pour un ion atomique i ,
$$m \frac{d^2 x_i}{dt^2} = -e \nabla \left(\Phi(x) + \sum_{j \neq i}^{N_m, N_a} \frac{e}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{|x_i - x_j|} \right) + F \quad (5.50)$$

avec N_m et N_a désignant respectivement le nombre des molécules ioniques et des ions atomiques présents dans le piège.

L'efficacité du refroidissement sympathique dépend de celle du refroidissement laser comme nous le montre la figure 5.6. Sur cette figure reproduite par T.Baba et al. [BAB02], la

température des molécules ioniques T_{sc} et celle des ions atomiques refroidis par laser T_{lc} calculées par la dynamique moléculaire sont représentées en fonction du temps.

La courbe (a) montre que lorsque la température des ions refroidis laser est de quelques K, celle des molécules ioniques l'est aussi après quelques millisecondes de collisions (refroidissement sympathique efficace). On note tout de même une petite augmentation de la température de ions refroidis par laser qui peut être due aux collisions. Ces collisions "chauffent" légèrement les ions refroidis par laser. La température d'équilibre de l'ensemble d'ions (molécules ioniques et ions refroidis par laser) est quasi-ment celle des ions refroidis par laser. Par contre lorsque la température des ions refroidis par laser est supérieure à 10 K (courbes (b) et (c)), les collisions ne permettent pas de bien refroidir les molécules ioniques.

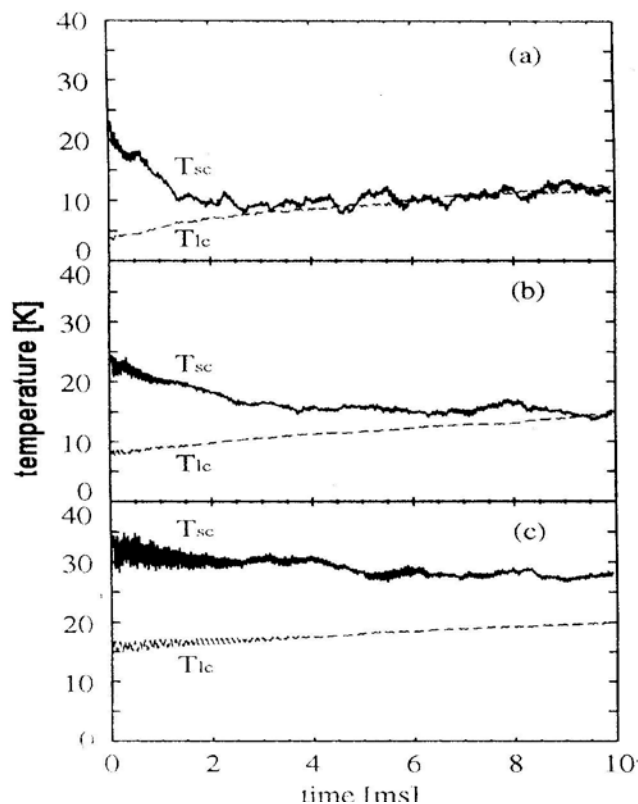


Fig.5.6 : La variation de la température des ions moléculaires en fonction de la température des ions refroidis par laser. T_{sc} et T_{lc} désignent respectivement la température des molécules ioniques et la température des ions atomiques calculées [BAB02]

Il est donc possible en se basant sur les théories de T.Baba et al. [BAB02] et de S. Schiller et al. [SCH03] de refroidir les molécules N_2^+ par collisions avec les ions Ca^+ refroidis par laser.

Pour le refroidissement des molécules N_2^+ par collisions coulombiennes avec les ions Ca^+ , l'équipe CIML dispose d'un piège de Paul de taille moyenne capable de confiner les deux

espèces. La première étape de cette expérience est le piégeage et le refroidissement laser des ions Ca^+ . Pour cela, il a fallu d'abord faire une détection électronique des espèces piégées. Cette détection nous permet de caractériser le piège (les fréquences de mouvement des ions Ca^+ , les tensions pour lesquelles on peut confiner simultanément les deux espèces...). Ensuite nous devons améliorer les caractéristiques spatiales des faisceaux lasers afin de pouvoir refroidir et détecter le signal de fluorescence des ions Ca^+ . La seconde étape est la recherche du signal de fluorescence des ions Ca^+ refroidis par laser.

Enfin nous devons mettre au point un diagnostic permettant de mesurer l'énergie cinétique des molécules ioniques N_2^+ dans le piège en présence des ions Ca^+ refroidis par laser.

5.4 Mise en place de l'expérience du refroidissement sympathique

Au cours de la mise en œuvre de cette expérience, nous avons commencé à détecter les ions piégés par un multiplicateur d'électron. Cette détection a permis de montrer la faisabilité du piégeage des ions Ca^+ .

5.4.1 Le piégeage des ions

Le piège utilisé pour le projet du refroidissement sympathique des molécules ioniques est un piège de Paul proche de la configuration idéale de taille moyenne pouvant confiner jusqu'à ($r_0 = 7,1\text{mm}$, $z_0 = 5\text{mm}$). L'anneau de ce piège est en acier inoxydable. Les deux chapeaux identiques sont réalisés en molybdène. Deux anneaux de tôle de molybdène de 125mm d'épaisseur tiennent une grille en molybdène ayant une transmission de l'ordre de 86%. Cette transmission aussi importante permet d'observer la fluorescence des ions ou leur détection à l'aide d'un multiplicateur d'électrons à travers les chapeaux. La grille moulée à la forme d'un chapeau hyperboloïque et est soudée sur les anneaux de support. La structure de ce piège et ses différents éléments sont indiqués sur la figure 5.7. Le piège est placé dans une enceinte ultravide en inox vidée en permanence par une pompe ionique de 100l/s (figure 5.8). Le pré-vidage de l'enceinte ultravide se fait par une pompe turbo moléculaire montée en série avec une pompe primaire. La pression de l'enceinte est mesurée par une jauge Bayard-Alpert (Granville-Philip) et un spectromètre de masse (Balzers QMG064) qui donne une mesure de

la pression partielle des différents gaz présents. Le vide atteint est de l'ordre de 10^{-9} mbar après quelques jours d'étuvage [KNO94].

L'enceinte ultravide dispose d'une vanne d'isolation et d'une vanne de fuite. La vanne d'isolation permet de séparer l'enceinte des pompes, tandis que la vanne de fuite permet d'introduire des gaz tampons.

Les ions sont créés par bombardement électronique des atomes de calcium au centre du piège. Pour cela, les grains de calcium sont évaporés d'un four ($\varnothing = 4$ mm, $l = 20$ mm) qui est chauffé par un enroulement de thermocoax à une température de l'ordre de 200 °C. Le canon à électrons est un filament en tungstène chauffé par un courant d'intensité de l'ordre de 1A. Les atomes de calcium et le faisceau d'électrons entrent dans le piège par des ouvertures circulaires de 2,5 mm percées dans l'anneau du piège. La durée de vie des ions confinés dans ce piège est de l'ordre d'une dizaine de minute.

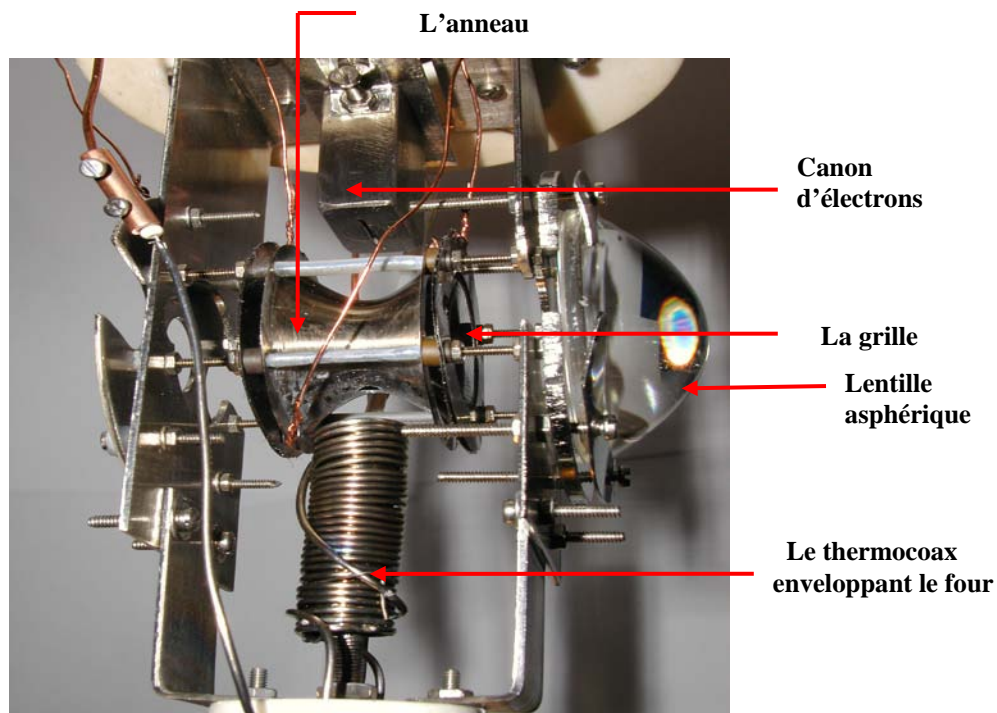


Fig. 5.7 : L'implantation du piège de Paul.

En face d'un des chapeaux un multiplicateur d'électrons permet de faire la détection préliminaire des ions dans le piège.

En face de l'autre chapeau du piège, une lentille ($f = 29,5$ mm, $\varnothing = 40$ mm) collecte la lumière émise par le nuage d'ions. Cette lumière est focalisée sur un photomultiplicateur sensible aux longueurs d'onde situées entre 185 nm et 680 nm (R943-02 refroidi) placé à l'extérieur de l'enceinte ultravide. Pour supprimer la lumière parasite et ne garder que les photons émis par

le nuage d'ions, on utilise un diaphragme et une lentille que l'on place devant le photomultiplicateur (5.9).

La tension alternative de confinement est fournie au départ par un générateur de fonction (Chauvin Arnoux 950) délivrant une tension v_{AC} . Cette tension est ensuite amplifiée et appliquée au circuit primaire d'un transformateur dont le secondaire est accordé à l'anneau du piège à une fréquence de 1,89 MHz.

Une tension continue de confinement est appliquée entre la masse et l'anneau du piège.

La création des ions, le contrôle des tensions de confinement (tension alternative et tension continue), l'acquisition des données lors de la détection optique du signal de fluorescence, et lors de la détection électronique sont gérés actuellement par un ordinateur dont les programmes sont écrits en Turbo Pascal.

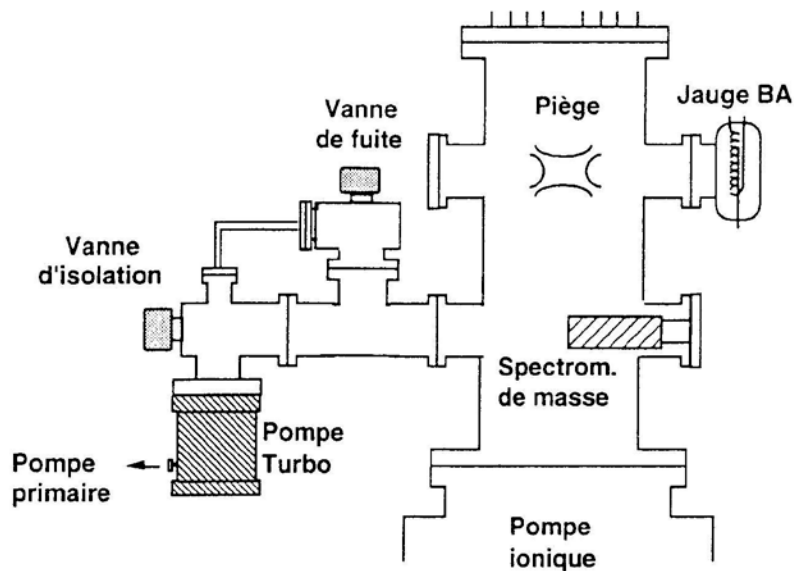


Fig.5.8: La disposition du piège dans l'enceinte ultravide [KNO94]

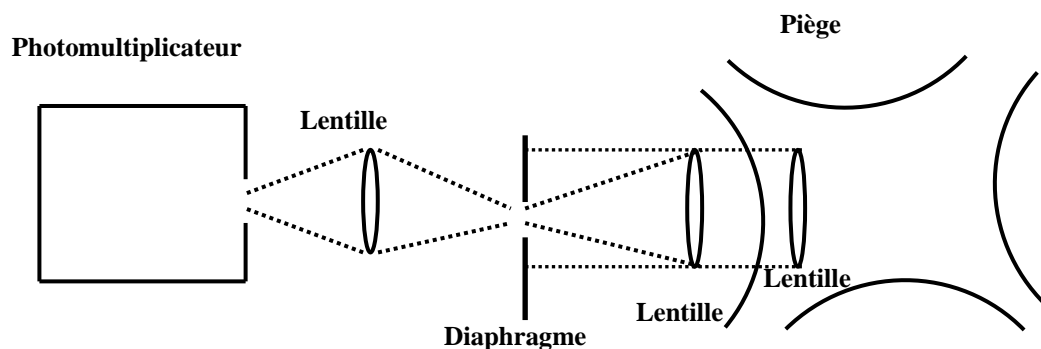


Fig.5.9: Schéma du dispositif permettant la détection du signal de fluorescence des ions Ca^+

5.4.2 Détection des ions piégés

Pour mesurer le nombre d'ions piégés, on utilise une méthode destructive. Celle-ci consiste à couper la tension de confinement. Après cette coupure, le piège n'est plus confinant et les ions s'échappent de façon isotrope. Une partie d'ions sortiront axialement du piège et atteindront la première dynode du multiplicateur d'électron portée à une haute tension négative nécessaire à la conversion " ion positif-électrons". Le courant délivré, amplifié par un multiplicateur de charge est proportionnel au nombre d'ions ayant touché la grille et par suite au nombre d'ions préalablement piégés [ROC98]. Le signal issu de l'amplificateur est directement visualisé sur un oscilloscope. Le nombre total d'ions créés dépend de la température du filament du canon à électrons, de la pression du gaz introduit dans l'enceinte et du temps de création. Toutefois le piège présente une capacité de stockage limitée. Le nombre maximum d'ions confinés dépend des dimensions du piège et de la profondeur du puits de potentiel [ROC98].

5.4.3 La détection des ions par une excitation de fréquence variable

Cette technique de détection des ions piégés est une technique destructive [VED90] [VED91]. Elle utilise les fréquences présentes dans le spectre du mouvement des ions piégés pour séparer les différentes. Pour cela, on applique une tension alternative appelé "tickle" entre les deux chapeaux. Lorsque la fréquence de l'excitation dipolaire est un multiple ou des sommes rationnelles des fréquences de mouvement ω_r et ω_z , il y a résonance: les ions absorbant de l'énergie voient l'amplitude de leur mouvement croître; les ions sont neutralisés sur les parois et définitivement perdus. A la fin du cycle de confinement, les ions n'ayant pas subit d'excitation sont détectés. Lorsqu'on fait varier la fréquence du "tickle", les fréquences du mouvement sont détectées dans le signal fourni par le multiplicateur d'électron comme des pics d'absorption. Les spectres obtenus permettent de caractériser le piège. La figure 5.10 indique le spectre des fréquences du mouvement obtenues par cette technique pour les différentes valeurs de la tension continue de confinement V_{DC} .

Ces résultats ont été obtenus pour une excitation ayant une amplitude de 10 V crête- crête, une tension alternative de confinement de 585 V , les points sont séparés d'un pas 1 kHz. L'efficacité de l'excitation à injecter les ions est : de 90% pour la fréquence ω_z , de 80% pour $\omega_z / 2$, de 65% pour ω_x et de 70% pour $\omega_x / 2$

Il peut y avoir dans certains spectres un couplage entre la composante radiale et axiale du mouvement. Ce couplage se traduit par la présence dans le spectre des fréquences mouvement qui sont combinaisons linéaires des fréquences ω_r et ω_z [VED98]. Il est dû aux défauts du piège qui créent des anharmonicités et aux interactions dans le nuage notamment les collisions ion-ion. [KNO94]. Ces anharmonicités sont à l'origine de changements de fréquence fréquences séculaires. De plus, la charge d'espace d'un nuage d'ions confinés déplace les fréquences séculaires toujours vers des valeurs plus petites [VED84].

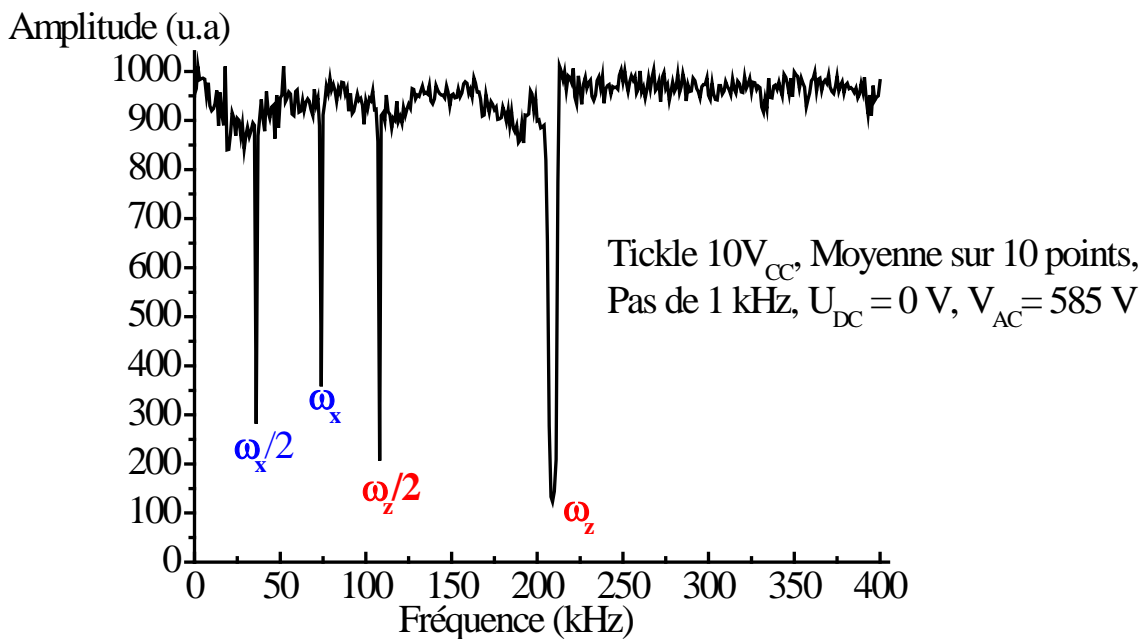


Fig.5.10 : La variation du signal de fluorescence des ions Ca^+ en fonction de la fréquence du "tickle" pour un point de fonctionnement du piège.

5.4.4 Transport des faisceaux lasers dans le piège

Pour avoir une reproductibilité des réglages, les faisceaux lasers sont introduits dans le piège par des fibres optiques. Ces fibres optiques garantissent une réduction des déformations et une maîtrise des formes des faisceaux lasers. Les fibres utilisées pour la diode laser bleue et la diode laser à 866 nm sont des fibres monomodes de 20m de long.

5.4.4.1 Injection des faisceaux lasers dans les fibres optiques

Les profils des faisceaux lasers (diode laser à 866 nm et diode laser bleue) en sortie des cavités étendues sont elliptiques. Typiquement les dimensions sont de $a = 6$ mm et $b = 3$ mm pour la

diode laser bleue et $a = 6 \text{ mm}$ et $b = 4 \text{ mm}$ pour la diode laser à 866 nm , (a et b sont les dimensions de l'ellipse). Pour améliorer l'aspect spatial du faisceau en vue de l'injection des fibres optiques, on installe sur le trajet de chaque faisceau laser des prismes. Ces prismes sont placés de telle façon que la grande dimension (a) du faisceau soit réduite à une valeur très proche de la petite dimension (b). Une partie du faisceau à la sortie de l'isolateur optique est utilisée pour l'asservissement de la diode laser. La partie transmise est divisée en deux, dont environ 20% de la puissance sont envoyés au lambda mètre pour contrôler la fréquence lors de la recherche du signal de fluorescence des ions et les 80 % restants sont injectés dans une fibre optique. Pour que la taille du faisceau à l'entrée de la fibre soit de l'ordre de grandeur du cœur de la fibre (quelques micromètres), il faut donc focaliser très fortement le faisceau laser. Ainsi il est donc obligatoire de mettre devant l'entrée de la fibre un objectif (fig.5.11).

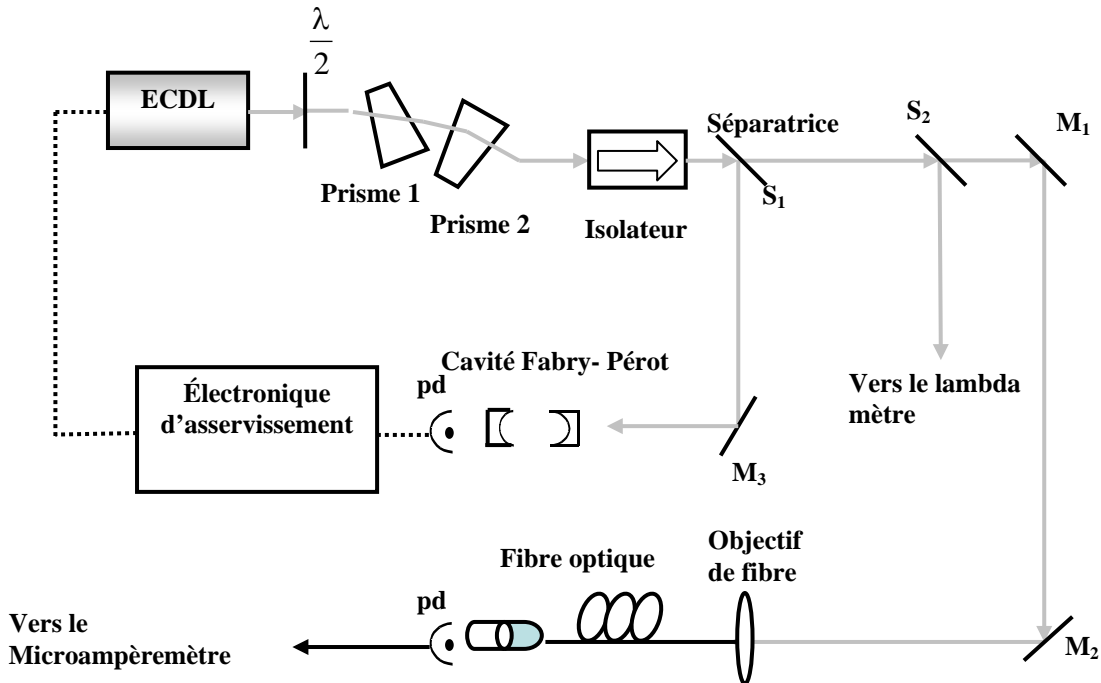


Fig5.11: La préparation complète d'une diode laser (diode laser bleue ou diode laser à 866 nm) pour l'expérience de refroidissement sympathique.

La focale de cet objectif d'injection dépend du waist $2w_1$ (diamètre à $1/e^2$ profil d'intensité) du faisceau après les prismes, de la distance d_1 de ce waist par rapport à l'entrée de la fibre, du diamètre $2w_2$ du cœur de la fibre, et de la distance d_2 de l'objectif à la fibre [KOG66] :

$$\frac{d_1 - f}{d_2 - f} = \frac{w_1^2}{w_2^2} \quad (5.51)$$

L'entrée de la fibre et l'objectif sont fixés sur un support autorisant un déplacement relatif dans les trois directions de l'espace par les vis micrométriques. La sortie de la fibre est placée

d'abord en face d'une photodiode. Cette photodiode reliée à un microampèremètre permet de mesurer le flux lumineux en sortie de fibre. Au début de l'injection de la fibre, on s'arrange pour avoir un signal au microampèremètre en déplaçant seulement les supports des miroirs M_1 et M_2 . On optimise ensuite l'injection avec les vis micrométriques du support de l'objectif et de la fibre. Le pourcentage de puissance injectée dans la fibre est de l'ordre de 20% pour la diode laser bleue et de 40% pour la diode laser à 866 nm. Ces faibles rendements sont dus aux formes spatiales des faisceaux incidents sur les fibres, qui présentent plusieurs lobes. Le faible pourcentage de puissance injectée de la diode laser bleue dans la fibre par rapport à la diode laser à 866 nm est aussi dû à la mauvaise qualité de son faisceau, qui malgré les prismes ne ressemble pas un mode à une "tâche" mais à deux "tâches".

5.4.4.2 Injection des faisceaux lasers dans le piège

La détection du signal de fluorescence d'un nuage d'ions calcium piégés dépend des "waist" des faisceaux lasers au centre du piège. Le choix du "waist" résulte du compromis entre une grande intensité laser et une longueur de Rayleigh supérieur à 1 cm afin de limiter la lumière diffusée. Pour la détection des gros nuages d'ions calcium, typiquement le waist au centre du piège du faisceau de la diode laser bleu doit être de l'ordre 70 μ m et de 100 μ m pour la diode laser à 866 nm.

Pour obtenir ces caractéristiques spatiales, on réalise le montage optique montré sur la figure 5.12. En sortie de chaque fibre, on installe un objectif de 12 mm de distance focale. Ces deux objectifs réalisent un waist intermédiaire pour chaque faisceau laser. Le waist définitif au centre du piège du faisceau de la diode laser bleu est formé par une lentille de focale 300 mm. La distance entre cette lentille et l'objectif placé en sortie de fibre est de 255 mm et celle de la lentille au piège est de 455 mm. Une telle configuration nous a permis d'avoir un waist de 80 μ m dans la direction verticale et 75 μ m dans la direction horizontale au centre du piège. Les mesures des waist des faisceaux lasers ont été faites à l'aide d'un "Beamscan" (Melles-Griot) qui fait une coupe transversale dans les deux directions perpendiculaire (qui sont noté "profile V" et profile W") du faisceau (figure 5.13). Par contre la focalisation au centre du piège du faisceau de la diode à 866 nm est obtenue par une lentille de 250mm de focale. Elle est située à 590 mm de l'objectif placé en sortie de fibre. Le waist mesuré au centre du piège est de 113 μ m dans la direction verticale et 110 μ m dans la direction horizontale. L'injection des faisceaux lasers dans le piège se fait à travers une fenêtre en verre de Brewster afin

d'éviter les pertes de puissance par réflexion. Ces faisceaux sont introduits dans le piège de façon colinéaire et copropagante.

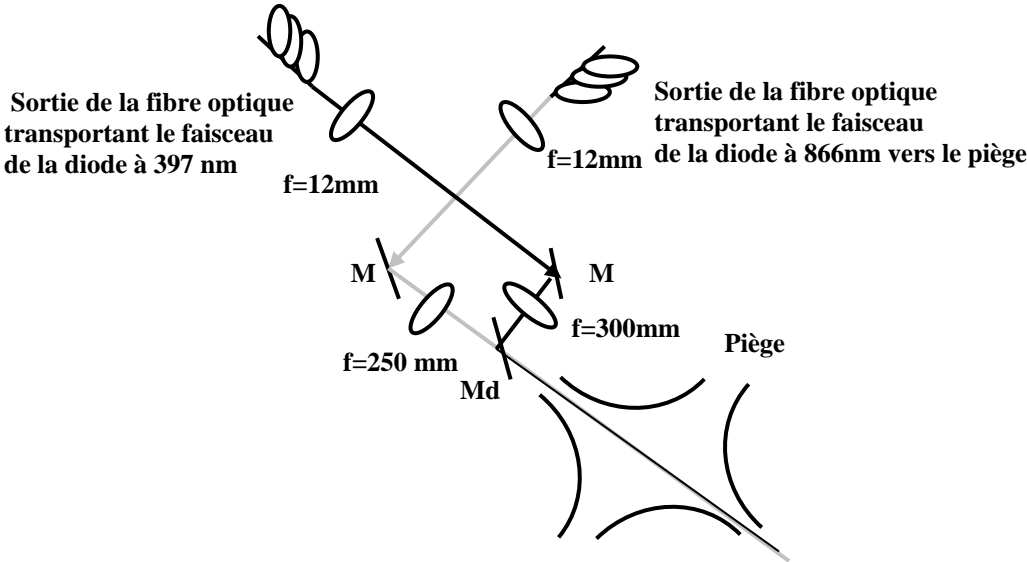


Fig.5. 12: Schéma des faisceaux lasers traversant le piège de Paul. Ici L : lentille, M : miroir, Md : miroir dichroïque

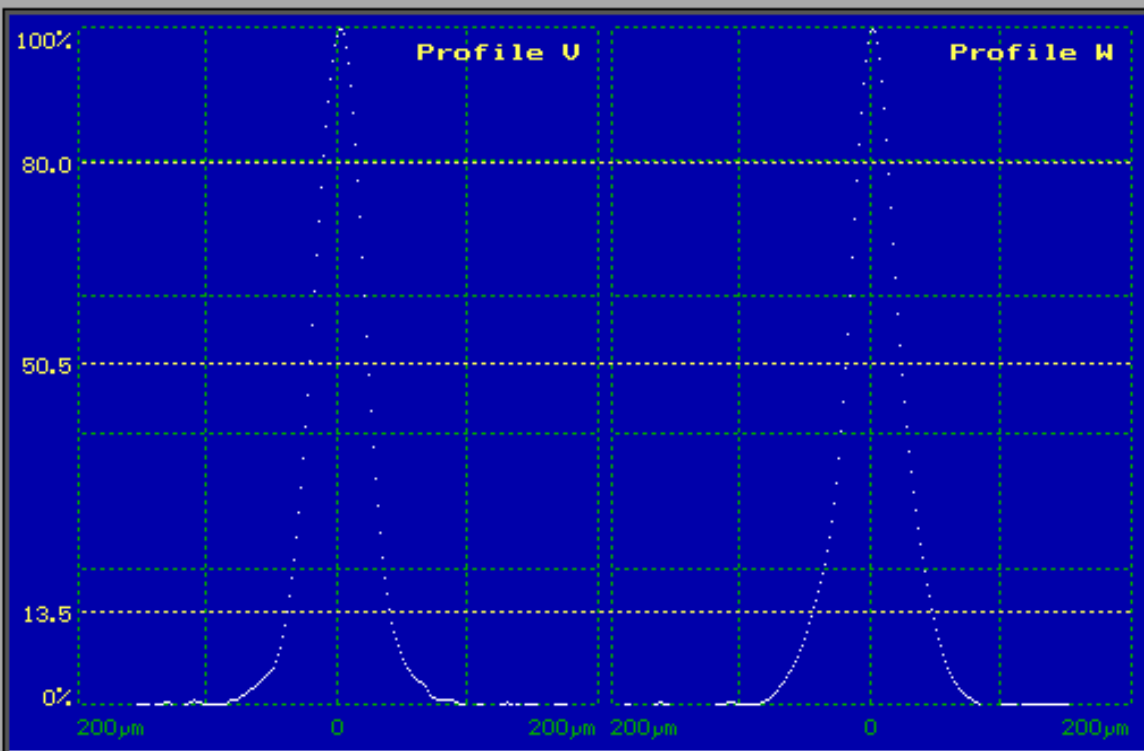


Fig5.13.Profils du faisceau de la diode laser bleue au centre du piège obtenu avec le "Beamsan"

Conclusion

Nous avons commencé dans cette expérience à piéger des ions calcium et à les détecter électroniquement en appliquant une excitation de fréquence variable aux chapeaux du piège. Les faisceaux lasers ont été focalisés au centre du piège à l'aide d'un système de lentille placé à l'extérieur du piège. Ils sont quasi-gaussiens au centre du piège avec les diamètres de $80\mu\text{m}$ pour la diode laser bleue et $110\mu\text{m}$ pour la diode laser à 866 nm . La puissance en sortie pour la diode laser bleue est de l'ordre $180\mu\text{W}$ tandis que celle de la diode laser à 866 nm est de $500\mu\text{W}$. Ces caractéristiques sont donc suffisantes pour détecter la fluorescence et refroidir un nuage d'ions calcium

La prochaine étape de cette expérience est la recherche du signal de fluorescence et le refroidissement des ions calcium en balayant les fréquences des lasers et leur position au centre du piège.

Conclusion et perspectives

Je suis arrivé à Marseille le 1^{er} septembre 2002. J'ai pris connaissance de mon sujet de thèse. Il s'agit d'un projet ambitieux, mettant en œuvre deux lasers (diode laser bleue et diode laser à 866 nm) et des détections optiques et électroniques de grande sensibilité. Ce projet s'appelle le refroidissement sympathique des molécules en piège de Paul. Il consiste à confiner deux espèces ioniques à savoir les ions N_2^+ et les ions Ca^+ dans un piège de Paul.

Les ions Ca^+ refroidis par laser servent de "bain thermique" aux molécules N_2^+ par le biais des collisions. J'ai consacré mon temps à la préparation des lasers et l'assemblage des différents éléments (sources lasers et leur fibrages optiques, détection optique et détection électronique).

Le refroidissement laser des ions Ca^+ exige deux sources lasers: une source laser à 397 nm permettant le refroidissement et la détection de la fluorescence des ions et une autre à 866 nm permettant le repompage des ions dans le cycle de refroidissement. Deux diodes laser ont été acquises: diode laser Nichia NHL3000E émettant autour de 400 nm appelée diode laser bleue, système relativement nouveau dans les laboratoires, comme dans les applications industrielles (laser de refroidissement) et une diode laser à 866 nm (laser repompeur). Pour être utilisée dans cette expérience, ces diodes doivent avoir des largeurs spectrales de l'ordre du MHz. De plus elles doivent être monomodes et accordables sur une plage de 2 GHz. Pour cela, nous avons d'abord mis ces diodes lasers en cavité étendue. Parmi toutes les configurations de cavités que nous avons décrit dans cette thèse, nous avons utilisé la configuration Littrow où la cavité externe est fermée par un réseau de diffraction et dont l'ordre 1 de diffraction est renvoyé dans la diode. Ce réseau assure la sélectivité spectrale. Les diodes lasers et les différents éléments des cavités étendues sont montés sur une plaque stabilisée en température. Nous avons ensuite placé les diodes et les différents éléments des cavité étendue (lentille et réseau) dans des boites recouvertes de "barson" afin d'éviter les fluctuations de fréquences dues aux bruits acoustiques. Cette mise en cavité étendue a permis d'avoir une plage d'accordabilité de l'ordre de 3GHz, et une largeur de raie de l'ordre de 20 MHz pour la diode laser bleue. De même la mise en cavité étendue de la diode laser à 866 nm a permis également d'avoir une accordabilité de 3,5 GHz et une largeur de raie de l'ordre de 1MHz. Malgré le fait que ces diodes lasers et les différents éléments des cavités étendues soient stabilisés

thermiquement et fermés dans des boîtes recouvertes de "barson", leurs fréquences fluctuaient au cours du temps.

Pour contrôler les dérives de fréquences et réduire davantage les largeurs de raie de diodes lasers en cavité, nous les avons asservies en fréquence sur des cavités Fabry-Perot de référence. Il existe diverses techniques d'asservissement, et parmi toutes les techniques d'asservissements énumérées dans ce mémoire nous avons choisi d'asservir sur le sommet d'un pic d'une cavité Fabry-Perot en utilisant une détection synchrone. Cette technique nous permet d'avoir des lasers ayant des largeurs spectrales de l'ordre du MHz. De telles largeurs spectrales suffisent pour notre application. Pour élaborer le signal permettant de corriger les fluctuations de fréquence de la diode laser bleue, nous avons modulé la longueur de la cavité Fabry-Perot de référence au lieu du courant de la diode laser. Le signal de correction obtenu à la sortie de la détection synchrone a été envoyé à la cale piézoélectrique soutenant le réseau fermant la cavité étendue. Cet asservissement a permis non seulement un contrôle de la fréquence de la diode laser au cours du temps mais aussi une réduction de sa largeur de raie. (largeur spectrale de la diode laser bleue est de l'ordre du MHz). Une fois asservie, la diode laser autorise une plage d'accrochage en fréquence sur 2,5 GHz. Avec ces propriétés spectrales, nous avons injecté le faisceau de cette diode laser dans une fibre optique et nous avons réussi son couplage avec un nuage d'ions Ca^+ confinés dans un piège miniature de type Paul-Straubel (piège utilisé pour le projet de métrologie d'un ion unique de calcium).

La diode laser à 866 nm a été asservie directement au sommet d'un pic de la cavité Fabry-Perot de 333 MHz d'intervalle spectral libre et de finesse 310 en utilisant une détection synchrone. Comme pour l'asservissement de la diode laser bleue, nous avons modulé la longueur de la cavité Fabry-Perot. Le signal d'erreur obtenu à la sortie de la détection synchrone a été divisé en deux parties: la partie basse fréquence a été envoyée à la cale piézoélectrique soutenant le réseau de la cavité étendue et la partie haute fréquence à l'alimentation en courant de la diode. Les fluctuations de fréquence observées une fois la diode laser asservie, ont permis d'estimer une largeur de raie de l'ordre de 1 MHz. La plage d'accrochage balayage en fréquence que cette diode autorise une fois asservie est de l'ordre de 500 MHz. Cette diode laser avec ces caractéristiques spectrales est capable d'explorer la transition de repompage puisque sa largeur de raie (1 MHz) est comparable avec celle de cette transition (1,7 MHz).

La première étape de l'expérience du refroidissement sympathique des molécules est le piégeage et le refroidissement des ions Ca^+ . La présence des ions Ca^+ dans le piège a été mise

en évidence par deux techniques destructives: coupure de la tension de confinement et application d'une tension de fréquence variable entre les deux chapeaux du piège.

Nous avons mis en place le système permettant la détection du signal de fluorescence des ions Ca^+ en présence des lasers. La détection de ce signal de fluorescence se fait à l'aide d'un photomultiplicateur. Elle dépend des "waist" des faisceaux lasers au centre du piège. Pour avoir les waist nécessaires au centre du piège et une reproductibilité des réglages, nous avons d'abord injecter les faisceaux lasers dans des fibres optiques monomodes. La puissance en sortie de fibre représentait 20% de la puissance à l'entrée pour la diode laser bleue, tandis qu'elle est de 40% pour la diode laser à 866 nm. Ces faibles rendements sont dus à la mauvaise qualité spatiale des faisceaux des diodes lasers. La mauvaise qualité du faisceau de la diode laser bleue limite son injection dans la fibre optique. Le waist définitif au centre du piège de chaque faisceau laser a été formé par un système optique comprenant deux lentilles. Enfin les faisceaux lasers ont été introduits dans le piège de façon colinéaire et copropageante. Par la suite, il faudra chercher le signal de fluorescence des ions Ca^+ en balayant la fréquence des diodes lasers et en optimisant les positions des faisceaux lasers au centre du piège et celle du photomultiplicateur. En parallèle il faudra mettre au point un diagnostic électronique ou spectroscopique de l'état de thermalisation du nuage moléculaire.

Cette thèse m'a permis d'acquérir des connaissances en physique des lasers, en électronique, en physique atomique et moléculaire. Je me suis également familiarisé avec quelques avec quelques instruments à savoir diode laser, fibres optiques, cavités Fabry-Perot, détection synchrone...

Bibliographie

- [ADA83] M. J. Adams. Linewidth of single mode in a multimode injection laser. *Electron.Lett.* 19:652-653 (1983)
- [AGR88] G.P.Agrawal and C.H.Henry. Modulation performance of semiconductor laser coupled to an external high-Q resonator. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*, 24 2 (1988)
- [ALL66] D.W. Allan. Statistics of Atomic Frequency Standards. *Proc.of the IEEE* 54, 221-230 (1966)
- [ARA85] Y.Arakawa and A.Yariv. Fermi energy dependence of linewidth enhancement factor of GaAlAs buried heterostructure lasers. *Appl.Phys.Lett.* 47:9 (1985)
- [AZA01] J.L. Azan. Précis d'Electronique. Physique Appliquée Tome2. Rappels et cours. Exercices Corrigés. Edition Bréal. Paris (2001)
- [BAB02] T.Baba and I.Waki. Sympathetic cooling rate of gas-phase ions in a radio-frequency -quadrupole ion trap. *Appl.Phys.B* 75:1-8 (2002)
- [BAR00] P.A.Barton, C.J.S.Donald, D.M. Lucas, D.A.Stevens, A.M.Steane, and D.N. Stacey. Measurement of the lifetime of the $3d^2D_{5/2}$ in $^{40}\text{Ca}^+$. *Phys.Rev.A*, 62, (2000)
- [BEC01] T.Becker, J.V Zanthier, A.Yu Nevsky, Ch.Schwedes, M.N. Skvortsov, H.Walther and E.Peik. High-resolution spectroscopy of a single In^+ : Progress towards an optical frequency standard. *Phys. Rev.A* 63:051802 (2001)
- [BER98] D.J. Berkeland, J.D. Miller, J.C. Bergquist, W.M. Itano, D.J. Wineland. Minimization of the micromotion in a Paul trap. *J. Appl. Phys.* 83, 5025 (1998)
- [BER04] A.Bertelsen, I.S. Vogelius, S.Jørgensen, R.Kosloff and M.Drewsen. Photo-dissociation of cold MgH^+ ions. *Eur. Phys.J.D*, 31:403-408 (2004)
- [BET00] H. L. Bethlem, G. Berden, A. J. A. Van Roij, F. M. H. Crompvoets, and G. Meijer. Trapping Neutral Molecules in a Traveling Potential Well. *Phys. Review*, 84:25 (2000)
- [BIE96] E.Biémont and C.J.Zeippen. Lifetime of the $3d^2D_{5/2}$ level in Ca II. *Comment At. Mol. Phys.* 33:29 (1996)
- [BLO99] M.Block, O.Rehm, P.Seibert, and G.Werth. $3d^2D_{5/2}$ lifetime in laser cooled Ca^+ : Influence of cooling laser power. *Eur.Phys.J.D*, 7: 461 (1999)

- [BLY03] P.J.Blythe, S.A. Webster, H.S.Margolis, S.N.Lea, G.Huang, S.K.Choi, W.R.C. Rowley, P.Gill and R.S.Windeler. Subkilohertz absolute-frequency measurement of the 467-nm electric octupole transition in $^{171}\text{Yb}^+$ *Phys.Rev.A* 67:020201 (2003)
- [BOE97] C.F-D Boer,H.C.W.Beijerinck and K.A.H.V.Leeuwen. High-power broad-area diode lasers for laser cooling. *Appl.Phys.B*,64:415-417 (1997)
- [BOS91] M.G. Boshier, D. Berkeland, E.A. Hinds, V. Sangoghdar. External- cavity frequency -stabilisation of visible and infrared semiconductor lasers for high resolution spectroscopy. *Opt. Commun*, 85: 355 (1991)
- [BOW99] P. Bowe, L. Hornekær, C.Brodersen, M. Drewsen, and J.S. Hangst. Sympathetic Crystallization of Trapped Ions. *Phys. Review Letters*, 82:10 (1999)
- [CAG02] B. Cagnac et J.P. Faroux. Lasers. Interaction lumière-atomes. (2002), EDP Sciences CNRS Edition. Paris
- [CHA01] C.Champenois, M.Knoop, M.Herbane, M.Houssin, T.Kaing, M.Vedel, and F.Vedel Characterization of miniature Paul-Straubel trap. *Eur. Phys.J.D*,15: 105-111 (2001)
- [CHA04] C.Champenois, M.Houssin, C.Lisowski, M.Knoop, G.Hagel, M.Vedel and F.Vedel Evaluation of the ultimate performances of a Ca^+ single-ion frequency standard. *Phys. Lett.A*, 331:298-311 (2004)
- [CHE94] Y-J. Cheng, P.L. Mussche and A.E.Siegman. Measurement of laser quantum frequency fluctuations using a Pound-Drever stabilization system. *IEEE Journal of Quantum Electronics*,30:6 (1994)
- [CHO94] W.W.Chow, S.W.Koch, and M.Sargent III. Semiconductor-Laser Physic. Springer Verlag Berlin Heidelberg (1994)
- [DAH87] B.Dahmani,L.hollberg and R.Drullinger. Frequency stabilization of semiconductor by resonant optical feedback. *Optics Letters*,12:876-878 (1987)
- [DAN98] D. Dangoise, D.Hennequin, et V.Z.-Dhaoui. Les lasers. Cours et exercices corrigés 2^e cycle. Ecoles d'Ingénieurs. Dunod, Paris (1998)
- [DEH67] H.G.Dehmelt. Radofrequency spectroscopy of stored ions. I:Storage. *Adv.At.Mol. Phys.*,3:53 (1967)
- [DEM98] W.Demtröder. Laser Spectroscopy. Basic Concepts and Instrumentation. 2nd Edition Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998)
- [DIC53] R.H. Dicke. The Effect of Collision upon the Doppler Width of Spectral Lines. *Phys. Review*, 89:2 (1953)
- [DID01] S.A.Diddams, Th. Udem, J.C. Bergquist, E.A. Curtis, R.E. Drullinger, L.Hollberg, W.M. Itano, W.D. Lee, C.W. Oates, K.R. Vogel and D.J. Wineland. An Optical Clock Based on a Single Trapped $^{199}\text{Hg}^+$ Ion. *Science* 293, 825-828 (2001)

- [DIM94] N. Dimarq, M. Houssin, E. Aucouturier, M. De Labachellerie. New extended cavity semiconductor laser structures using self-aligned techniques. Proceeding of OSA Annual Meeting, ISL-X, Dallas (1994).
- [DIS94] J.J. Distefano, A.R. Stubberud et I.J. Williams. Systèmes asservis. Cours et problèmes 2eme Edition, Serie Schaum (1994). Paris
- [DRE83] R.W.P. Drever, J.L. Hall, F.V. Kowalski, J. Hough, G.M. Ford, A.J. Munley, H. Ward. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Appl. Phys. B31*: 97-105 (1983)
- [DRE98] M. Drewsen, C. Brodersen, L. Hornekær and J.S. Hangst. Large Ion Crystals in a Linear Paul Trap. *Phys. Review. Letters*, 81:14 (1998)
- [EIJ99] M.A. Van Eijkelenborg, M.E.M. Storkey, D.M. Segal, and R.C. Thompson. Sympathetic cooling and detection of molecular ions in a Penning trap. *Phys. Rev. A*, 60: 5 (1999)
- [FAB96] C. Fabre et J.P. Pocholle. Les Lasers et Leurs applications Scientifiques et Médicales. Ecole d'Eté. Collection de la société Française. Les éditions de Physique (1996)
- [FER98] B. Fermigier, G. Lucas.-Leclin, J. Dupont, F. Plumelle and M. Houssin. Self-aligned external-cavity semiconductor lasers for high resolution spectroscopy. *Optics Communications*, 153:73-77 (1998)
- [FLE81] M.W. Fleming and A. Mooradian. Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers. *Appl. Phys. Lett*, 38:511-513 (1981)
- [FOX90] R.W. Fox, A.S. Zibrov, H.G. Robinson, L. Hollberg, N. Mackie and R. Ellingsen. Diode laser stabilization. *Appl. Rev. Lett*, 64:117-125 (1990)
- [FRA95] J. Franzen, R.H. Gabling, M. Schubert, Y. Wang. Nonlinear Ion Traps. Practical Aspects of Ion Trap Mass Spectrometry. Vol1, Chapter 3 Ed. R. E. March and J.F.J. Todd. CRC Press, New York, London Tokyo (1995)
- [GAL67] A. Gallagher. Oscillator strengths of Ca II, and Ba II. *Phys. Rev.* 157:1 (1967)
- [GER02] T. Gervais. Electronique. Cours et exercices. Vuibert Paris (2002)
- [GOS88] R.N. Gosselin, E.H. Pinnington, and W. Ansbacher. Measurement of the lifetime of the 4p levels in Ca II using laser excitation of a fast beam. *Phys. Rev. A*, 38:4887 (1988)
- [HAN75] T.W. Hänsch and A.L. Schawlow. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, 13:68 (1975)
- [HAR83] C. Harder, K. Vahala and A. Yariv. Measurement of linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers. *Appl. Phys. Lett.* 42:4 (1983)

- [HAY94] K.Hayasaka, M.Watanabe, H.Imajo, R.Ohmukai, and S.Urabe. Tunable 397-nm light source for spectroscopy obtained by frequency doubling of diode laser. *Appl. Optics*, 33:12 (1994)
- [HAY00] K.Hayasaka, S.Urabe, M.Watanabe. Laser cooling of Ca^+ with an external-Cavity Ultraviolet diode Laser. *Jpn.J.Appl.Phys*, 39:687-689 (2000)
- [HAY02] K.Hayasaka. Frequency stabilization of an extended-cavity violet diode laser by resonant optical feedback. *Optics Communications*, 206:401-409 (2002)
- [HEG90] G. C. Hegerfeldt and Andreas W. Vogt. Laser cooling in ion traps: Noncooling of transverse component. *Phys. Review A*, 41:5 (1990)
- [HEN81] C.H. Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 18:2 (1981)
- [HER02] M.S.Herbane. Piégeage et refroidissement laser d'ions calcium pour un étalon de fréquence optique. Thèse de doctorat de l'université de Provence, Marseille (2002)
- [HOL96] L.Hollberg, V.L.Velichansky, C.S.Weimer and R.W.Fox. High-Accuracy spectroscopy with semiconductor lasers: Application to laser frequency stabilization Frequency control of semiconductor lasers. Edited by Motoichi Ohtsu, USA (1996)
- [HOU1 03] M. Houssin, P.Courteille, C.Champenois, M.Herbane, M.Knoop, M.Vedel and F.Vedel. Linewidth reduction by 6 orders of magnitude of a broad-area 729-nm diode laser. *Applied optics*, 42:24 (2003)
- [HOU2 03] M.Houssin, B. Fermigier and M. Desaintfuscien. Simulation of the Frequency Behaviour of External-Cavity Semiconductor Lasers. IEEE. *Journal of Quantum Electronics*, 39:7 (2003)
- [IKE95] T.Ikegami, S.Sudo and Y.Sakai. Frequency Stabilization semiconductor Laser Diodes (1995) ARTECH HOUSE, INC Boston -London
- [KAI98] T.Kaing and M.Houssin. Ring cavity enhanced second harmonic generation of diode Laser using LBO crystal. *Optics communication* 157-160 (1998)
- [KAZ87] R.F.Kazarinov and C.H.Henry. Reduction of line narrowing and chirp reduction Resulting from the coupling of semiconductor laser to a passive resonator. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*, 23:9 (1987)
- [KNO94] M. Knoop. Etude spectroscopique du doublet métastable 3D de l'ion Ca^+ dans un Piège de Paul en présence de collisions. Thèse de doctorat, Université de Provence Marseille (1994)
- [KNO95] M.Knoop, M.Vedel, and F.Vedel. Lifetime, collisional - quenching and j-mixing measurements of the metastable 3D levels of Ca^+ . *Phys.Rev.A*, 52:3763, (1995)

- [KNO04] M.Knoop, C.Champenois, G.Hagel, M.Houssin, C.Losowski, M.Vedel and F.Vedel metastable level lifetimes from electron- shelving measurements in clouds and single ions. *Eur. Phys.J.D*,29: 163-171 (2004)
- [KNO05] M.Knoop. Confinement d'un ion unique de Ca^+ pour la métrologie des fréquences des fréquence optique. L'Habilitation à diriger des recherches de l'Université de Provence, Marseille (2005)
- [KOG66] H. Kogelnik and T. Li. Laser Beam and Resonators. *Applied Optics*, 5:10 (1966)
- [KRE04] A. Kreuter, C.Becher, G.T.P. Lancaster, A.B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos J. Eschner, F. Schmidt-Kaller and R. Blatt. Spontaneous Emission Lifetime of a Single Trapped Ca^+ Ion in a High Finesse Cavity. *Phys. Review Letters*, 92:20 (2004)
- [KRE05] A. Kreuter, C.Becher, G.T.P. Lancaster, A.B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos W. Hänsel, F. Schmidt-Kaller and R. Blatt. Experimental and theoretical study of Theoretical study of the $3d^2D$ -level lifetime of $^{40}\text{Ca}^+$. *Phys. Review A*, 71: 032504 (2005)
- [LAB85] M. De Labachellerie, P. Cerez. An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range. *Opt. Commun*, 55:3 174 (1985)
- [LAN03] G.P.T. Lancaster, H.Häffner, M.A. Wilson, C.Becher, J.Eschner, F.Schmidt-Kaller and R.Blatt. Doppler cooling a single Ca^+ ion with a violet extended-cavity diode laser. *Appl.Phys.B*, 76, 805-808 (2003)
- [LAR86] D. J. Larson, J.C. Bergquist, J.J. Bollinger, W. M. Itano and D. J. Wineland. Sympathetic Cooling of Trapped Ions: A laser-Cooled Two-Species Nonneutral Ion Plasma. *Phys. Review Letters*, 57:1(1986)
- [LAU89] P.H.Laurent,A.Clairon and CH.Bréant. Frequency noise analysis of optically self-Locked diode lasers. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*,26:6 (1989)
- [LAU02] T.Laurila,T.Joutsenoja, R.Hernberg and M.Kuittinen. Tunable external-cavity diode laser at 650 nm based on a transmission diffraction grating.*Appl.Optics*,41:27 (2002)
- [LAX67] M.Lax. Classical noise V. Noise in self-sustained oscillators. *Phys.Rev*,160:290 (1967)
- [LIS1 05] C. Lisowski. Ions calcium uniques pour un étalon de fréquence optique. Thèse de doctorat de l'université de Provence, Marseille (2005)
- [LIS2 05] C. Lisowski, M.Knoop, C.Champenois, G.Hagel,M.Vedel and F.Vedel. Dark resonances as a probe for the motional state of single ion. *Appl.Phys.B* (2005)

- [LIT78] M. G. Littman. Single-mode operation of grazing-incidence pulsed dye laser. *Optics Letters*, 3:4 (1978)
- [LUC98] G. Lucas- Leclin. Importance des propriétés spectrales des diodes lasers pour performances des horloges atomiques à pompage optique. Thèse de doctorat, Université de Parix XI Orsay (1998)
- [MAD04] A.A.Madej, J.E.Bernard, P.Dubé and L.Marmet. Absolute frequency of the $^{88}\text{Sr}^+$ $5s^2S_{1/2} - 4d^2D_{5/2}$ reference transition at 445 THz and evaluation of systematic shifts. *Phys.Rev.A* 70:012507 (2004)
- [MAK01] A. Makdissi and E.de Clercq. Evaluation of the accuracy of the optically pumped Caesium beam primary frequency standard of the BNM-LPTF. *Metrologia* 38, 409-425 (2001)
- [MAN90] F.Manneville et J.Esquieu. Systèmes bouclés linéaires de communication et filtrage Dunod, Bordas Paris (1990).
- [MAR95] R. E. March and F. A. Londry. Theory of Quadrupole Mass Spectrometry. Pratical Aspects of Ion Trap Mass Spectrometry. Vol1, Chapter 2 Ed. R. E. March and J.F.J Todd. CRC Press, New York, London- Tokyo (1995)
- [MAR03] H.S.Margolis, G.Huang, G.P.Barwood, S.N.Lea, H.A.Klein, W.R.C .Rowley and P.Gill. Absolute frequency measurement of the 674-nm $^{88}\text{Sr}^+$ clock transition using a femtosecond optical frequency comb. *Phys.Rev.A* 67:032501 (2003)
- [MET99] H. J. Metcalf, P. Van der Straten. Laser Cooling and Trapping. Springer-Verlag New York (1999)
- [MØL00] K.Mølhave and M.Drewsen. Formation of translationally cold MgH^+ and MgD^+ molecules in an ion trap. *Phys.Rev.A*, 62:011401 (2000)
- [MÚR97] M.Múrtz, J.S.Wells, L.Hollberg, T.Zibrova and N.Mackie. Toward extended cavity grating-tuned Mid-Infrared Diode laser operation. NIST. Tech.Note 1388 (1997)
- [NAK92] K. Nakagawa, M. Kouroggi and M. Ohtsu. Frequency noise reduction of a diode laser by using the FM sideband technique. *Optics Letters*, 17:13 (1992)
- [NEV02] A.Y. Nevsky, M. Eichenseer, J.V. Zanthier and H. Walther. A Nd:YAG laser with short-term frequency stability at the Hertz-level. *Optics Communications*,201:91-100 (2002)
- [OGA85] N.Ogasawara, R.Ito and R. Morita. Linewidth enhancement factor in GaAs/AlGaAs Multi-Quantum-Well lasers. *Appl.Phys.*24:7 (1985)

- [OLE86] H.Olesen, J.H.Osmuden and B.Tromborg. Nonlinear dynamics and spectral Behaviour for external cavity laser. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*,22:6 (1986).
- [OSI87] M.Osinski and J.Buus. Linewidth broadening factor in semiconductor laser-an overview. *IEEE journal of Quantum Electronics*, 23:1 (1987)
- [PAU90] W.Paul. Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Reviews of Modern Physic*,62:3 (1990)
- [PAW00] T.Pawletko,M.Houssin,M.Knoop,M.Vedel and F.Vedel. high power broad-area diodelaser at 794 nm injected by external cavity. *Optics Communications*,174:223-229 (2000)
- [PLU93] F.Plumelle, M.Desaintfucien and M.Houssin. Prospect for a Ca⁺ Optical Frequency/Wavelength Standard. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, 42:462 (1993)
- [POU46] R. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum*, 17:490 (1946)
- [RIT98] G.Ritter, S.-M.Bae, U.Eichmann. All -diode-laser cooling of single Ca⁺ ions. *Appl.Phys.B66*, 609-612 (1998)
- [ROC98] J. Rocher. Dynamique d'un nuage d'ions piégés et application à la mesure de l'énergie cinétique de collision ion-molécule lentes. Thèse de doctorat, Université de Provence, Marseille (1998).
- [SCH78] J. P. Schermann and F.G.Major. Characteristics of electron-free plasma confinement in an rf quadrupole field. *Appl.Phys.*,16:225-230 (1978)
- [SCH81] H. Schaaf, U. Schmeling and G. Werth. Trapped ion density distribution in the presence of He-Buffer gas. *Appl.Phys.*,25:2949 (1981)
- [SCH83] R.Schimpe and W.Harth. Theory of FM noise of single mode injection lasers *Electrons. Lett.*19:272 (1983)
- [SCH03] S. Schiller and C. Lämmerzahl. Molecular dynamics simulation of sympathetic crystallization of molecular ions. *Phys. Review A*, 68:053406 (2003)
- [SCH05] P.O. Schmidt, T. Rosenband, C. Langer, W.M. Itano, J. C. Bergquist, D. J. Wineland. Spectroscopy Using Quantum Logic. *Science*, 309 (2005)
- [SHA58] A.L.Schalow and C.H. Townes. Infrared and Optical Masers. *Phys.Rev*, 112:6 (1958)
- [TAM04] Chr. Tamm, T. Schneider and E. Peik. Comparaison of two single-ion optical frequency standards at the sub-Hertz level. In P. Hannaford, A. Sidorov, H. Bachor, and K. Baldwin (eds.), *Laser Spectroscopy* World Scientific Ltd Singapore (2004)

- [TOF01] Z.Toffano. Technosup. Les cours de l'Ecole Supérieure d'Electricité. Optoélectronique. Composant photoniques et fibres optiques. Ellipse Edition (2001)
- [TOY01] K.Toyoda, A.Miura, S.Urabe, K.Hayasaka and M.Watanabe. Laser cooling of Calcium ions by use ultraviolet laser diodes:Significant induction of electron-Shelving transitions. *Optics letters*, 26:23 (2001)
- [TOY04] K. Toyoda, H. Naka, H. Kitamura, H. Sawamura and S. Urabe. Sideband-resolved Spectroscopy on the $4^2S_{1/2} - 3^2D_{5/2}$ transition in single calcium ions by use of Fundamental waves of diode lasers. *Optics Letters* 29:11 (2004)
- [TRO84] B. Tromborg, J.H.Osmunden and H.Olesen. Stability analysis for semiconductor laser in an external cavity. *IEEE. Journal of Quantum Electronics*,20:9 (1984)
- [URA93] S.Urabe, K.Hayasaka, M.Watanabe,H.Imajo, R.Ohmukai and R.Hayasaka. Laser cooling of a single Ca^+ ion: Observation of quantum jumps. *Appl.Phys.B*, 57:367 (1993)
- [VAH1 83] K.Vahala and A.Yariv. Semiclassical theory of noise in semiconductor laser-Part-I. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 19:6 (1983)
- [VAH2 83] K.Vahala and A.Yariv. Semiclassical theory of noise in semiconductor laser-Part-II *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 19:6 (1983)
- [VAH83] K.Vahala,L.C.Chiu, S.Margalit and A.Yariv. On the linewidth enhancement factor α in semiconductor injection lasers. *Appl.Phys.Lett.*42:631-633 (1983)
- [VAS97] V.Vassiliev, V.Velichansky, P.Kersten and F.Riehle. Injection locking of a red extended-cavity. *Electronics Letters*,08:46 (1997)
- [VED90] F.Vedel and F.Vedel. Nonlinear effects in the detection of stored ions. *Phys.Rev.A*, 41:2348-2351 (1990)
- [VED91] F.Vedel, M.Vedel and R.E.March. A sensitive method for the detection of stored ions by resonant ejection using a wide-band signal.*Int. J.Mass.Spectrom.Ion Phy.*108 R11-R20 (1991)
- [VED98] M. Vedel, J. Rocher, M. Knoop and F.Vedel. Evidence of radial-axial motion couplings an rf stored ion cloud. *Appl.Phys.B*66:191-196 (1998)
- [VIA05] C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, S. Zhang, M. Abgrall, D. Chambon, I. Maksimovic, P. Laurent, G. Santarelli, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C.Salomon. BNM-SYRTE Fountains: Recent Results. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* 54, 833-836 (2005)

- [VOG04] I.S.Vogelius and L.B. Madsen. Rotational cooling of heteronuclear molecular ions with $^1\Sigma$, $^2\Sigma$, $^3\Sigma$ and $^2\Pi$ electronic ground states. *Phys.Rev.A*,70: 053412 (2004)
- [WAN93] Y. Wang, J. Franzen, K.P. Wanczek. The non-linear resonance ion trap. Part.2 . A general theoretical analysis. *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.*124, 125-144 (1993)
- [WEA80] R.C.Weast et M.J.Astle. CRC handbook of chemistry and physics. CRC Press, Boca Raton, Fl, 1980-1981.
- [WEI98] J. D. Weinstein, R. Decarvalho, T. Guillet, B. Friedrich and J. M. Doyle. Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures. *Nature*, 395 (1998)
- [WIE91] C. E. Wieman, and L. Hollberg. Using diodes lasers for atomi physics. *Rev. Sci. Instrum.*62:11 (1991)
- [WIN75] D.J. Winelang and H.G.Dehmelt. Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III. *Bull.Am.Phys.Soc.*20,637 (1975)
- [WIN87] D.J.Wineland,W.M.Itano,J.C.Bergquist and R.G.Hulet. Laser- cooling limits and single ion spectroscopy. *Phys.Rev.A*, 36:2220 (1987)
- [YU94] N. Yu, X.Zhao, H.Dehmelt and W.Nagourney. Stark Shift of a single barium ion and potential application to zero-point confinement in a rf trap. *Phys.Rev.A* 50:3 (1994)
- [WYA83] R. Wyatt, W.J. Devlin. 10 kHz linewidth 1,5 μm InGaAsP external cavity laser With 55 nm tuning range. *Electron. Letter.*19, 110 (1983)
- [ZOR87] P.Zorabedian,W.R.Trutna and L.S.Cutler. Bistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers. *IEEE. Journal of Quantum Electronic*,23:11(1987)

PREPARATION DES LASERS PERFORMANTS POUR LA SPECTROSCOPIE HAUTE RESOLUTION DE L'ION CALCUIM ET LE REFROIDISSEMENT SYMPATHIQUE DES MOLECULES IONIQUES

Résumé

Cette thèse porte sur la préparation des lasers adaptés pour la spectroscopie à haute résolution de l'ion calcium et le refroidissement sympathique des molécules ioniques.

Le refroidissement sympathique est un processus qui permet de thermaliser des atomes ou des molécules par des ions refroidis par laser en piège radiofréquence. Le but est d'étudier le refroidissement sympathique des molécules ioniques par les ions calcium refroidis par laser.

Le refroidissement laser des ions calcium, basé sur la transition $4^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$ nécessite deux sources lasers : une diode laser à 397nm pour refroidir et une autre à 866nm pour éviter le pompage optique des ions dans le niveau métastable $3^2D_{3/2}$. L'utilisation de ces diodes lasers à des fins spectroscopiques exige une réduction de leurs largeurs spectrales et une stabilité en fréquence. De plus, elles doivent être monomodes et accordables sur une plage suffisante pour couvrir les transitions étudiées. Pour cela, on les monte en cavité étendue, ce qui leur confère un fonctionnement monomode et une réduction de la largeur de raie.

Pour limiter les dérives de fréquence et réduire davantage les largeurs de raie des diodes, elles sont stabilisées en fréquence sur des cavités Fabry-Pérot de référence par la méthode de contre réaction électronique. On atteint alors des largeurs de raie de l'ordre du MHz. De plus, elles possèdent des faibles dérives en fréquence. Ces caractéristiques spectrales, ont permis de détecter le signal de fluorescence des ions calcium excités par la diode laser bleue.

On décrit ensuite la mise en place de l'expérience du refroidissement sympathique des molécules ioniques, notamment le piégeage et la détection par voie électronique des ions. Enfin nous présentons le transport des faisceaux laser dans le dispositif expérimental avec ses contraintes.

Discipline : PHYSIQUE

Mots clefs : Etalon de fréquence. Refroidissement sympathique des molécules ioniques. Refroidissement laser des atomes. Diodes lasers. Cavité étendue. Battement en fréquence. Cavité Fabry-Pérot. Piège de Paul. Diagramme de stabilité. Détection électronique des ions piégés. Fibre optique. Waist

Laboratoire : Physique des Interactions Ioniques et Moléculaires. U.M.R 6633 CNRS-UAM1. Equipe Confinement d'Ions et Manipulation Laser Université de Provence. Centre St Jérôme. Marseille.
