

Rapport de Stage
Master de Physique Fondamentale et Sciences pour l'Ingénieur

Lucas GABARDOS

juin-juillet 2015

Étude d'une diode laser DBR à 626 nm
pour le refroidissement d'ions Béryllium
dans le cadre de la métrologie de l'ion H_2^+

Sous la direction de J.-P. KARR et L. HILICO

Sommaire

I Contexte général	1
1 Introduction	1
2 L'expérience	2
2.1 Création des ions	2
2.2 Piégeage des ions	3
2.3 Refroidissement des ions	4
2.4 Spectroscopie REMPD	5
II La diode laser DBR	7
1 Contrôle de la diode	7
1.1 Description de la diode	7
1.2 Asservissement en température	8
1.3 Contrôle du courant de la diode	9
2 Caractéristiques de la diode	9
2.1 Puissance optique en fonction du courant	9
2.2 Longueur d'onde en fonction du courant	10
2.3 Largeur spectrale de la DBR	10
III L'asservissement en fréquence de la diode	12
1 Absorption saturée dans l'iode	12
1.1 Principe	12
1.2 Montages	12
1.3 Résultats	14
2 Détection synchrone	14
2.1 Principe	14
2.2 Montage	15
2.3 Résultats	16
3 Asservissement	17
3.1 Principe	17
3.2 Quelques essais d'asservissement de la DBR	17
Conclusion	21
Table des figures	22
Liste des tableaux	22
Références	23

Résumé

Dans ce rapport, je présente en première partie le contexte général du projet de métrologie de H₂⁺ sur lequel j'ai travaillé.

Dans les parties deux et trois, je présente le travail que j'ai réalisé sur le contrôle et l'asservissement en fréquence d'une diode laser DBR à 626 nm.

Et dans une brève conclusion, je discute les perspectives du projet.

Première partie

Contexte général

1. Introduction

La métrologie¹ a une importance capitale en physique fondamentale, elle permet en effet à la fois de connaître avec toujours plus de précision les constantes fondamentales de la physique mais également, par la connaissance de plus en plus poussée de ces constantes, de vérifier certaines prédictions théoriques.

Mon stage s'est déroulé dans l'équipe *Ions Piégés* du LKB². L'équipe est actuellement composée de cinq personnes :

- Albane DOUILLET, maître de conférence
- Laurent HILICO, professeur
- Jean-Philippe KARR, maître de conférence
- Johannes M. HEINRICH, doctorant
- Nicolas SILLITOE, doctorant

Dans l'optique de la métrologie, l'équipe *Ions Piégés* prépare une expérience utilisant un piège de Paul linéaire (piège radiofréquence) afin d'effectuer la spectroscopie rotationnelle-vibrationnelle d'ions H_2^+ ce qui permettra de tester des prédictions faites par l'électrodynamique quantique (QED) pour l'ion H_2^+ en [1] et présentées dans le tableau 1 et d'obtenir une nouvelle évaluation de la constante fondamentale m_e/m_p ³. Il est à noter que les fréquences de transition vibrationnelle dans les molécules ont une dépendance par rapport aux constantes fondamentales différente de celle des transitions électroniques dans les atomes :

$$v_{vib} \sim \sqrt{m_e/m_p} R_\infty c$$

Ainsi, du fait de leur présence dans les calculs théoriques, les incertitudes sur les valeurs des constantes fondamentales (voir tableau 2) sont à l'origine de l'incertitude obtenue sur la valeur de ΔE_{tot} . L'incertitude relative sur la valeur de ΔE_{tot} est ici $3 \cdot 10^{-11}$.

corrections QED	ΔE_{nr}	65 687 511.071 4
	ΔE_{α^4}	1 091.039 7
	ΔE_{α^5}	-276.545 0
	ΔE_{α^6}	-1.996 9
	ΔE_{α^7}	0.138(2)
	ΔE_{α^8}	0.001(1)
	ΔE_{tot}	65 688 323.708(2)

Tableau 1 – Les différentes contributions à la fréquence fondamentale de transition vibrationnelle des ions H_2^+ ($v = 0, L = 0 \rightarrow v' = 1, L' = 0$) en MHz.

1. Science de la mesure
 2. Laboratoire Kastler Brossel (UMR 8552) ; Université Pierre-et-Marie-Curie, Tour 13-23, 2e étage, 4 place Jussieu, 75252 Paris cedex 05
 3. Rapport de la masse de l'électron sur la masse du proton

Nom	Symbole	Valeur	Incertitude relative
Vitesse de la lumière dans le vide	c	$299\,792\,458 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$	exacte
Constante de structure fine	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c}$	$7.297\,352\,5664(17) \cdot 10^{-3}$	$2.3 \cdot 10^{-10}$
Constante de Rydberg	$R_\infty = \frac{\alpha^2 m_e c}{2\hbar}$	$10\,973\,731.568\,508(65) \text{ m}^{-1}$	$5.9 \cdot 10^{-12}$
ratio masse de l'électron sur masse du proton	m_e/m_p	$5.446\,170\,213\,52(52) \cdot 10^{-4}$	$9.5 \cdot 10^{-11}$

Tableau 2 – Constantes fondamentales ¹ entrant en jeu dans le calcul de la fréquence fondamentale de transition vibrationnelle des ions H_2^+ ($v = 0, L = 0$) \rightarrow ($v' = 1, L' = 0$).

L'objectif de l'expérience sera donc à la fois d'obtenir une mesure de ΔE_{tot} avec une incertitude relative équivalente à celle obtenue avec le calcul théorique de façon à pouvoir comparer la valeur expérimentale trouvée avec la valeur théorique calculée et, de cette mesure, déduire le ratio m_e/m_p avec une incertitude relative équivalente ou meilleure que celle donnée dans le tableau 2.

2. L'expérience

Le principe de l'expérience est d'effectuer la spectroscopie par REMPD ² d'ions H_2^+ refroidis sympathiquement par des ions Beryllium ${}^9\text{Be}^+$ dans un piège de Paul linéaire.

2.1. Crédit des ions

La création des ions H_2^+ se fait par la méthode REMPI ³ qui permet de sélectionner l'état ro-vibrationnel dans lequel se trouvent les ions qui sont envoyés dans le piège. La photo-ionisation s'effectue à l'aide d'un laser à colorant impulsif à 606 nm doublé en fréquence, de manière à obtenir une longueur d'onde $\lambda = 303 \text{ nm}$. La transition de la molécule de dihydrogène vers l'ion H_2^+ s'effectue telle que présentée en figure 1.

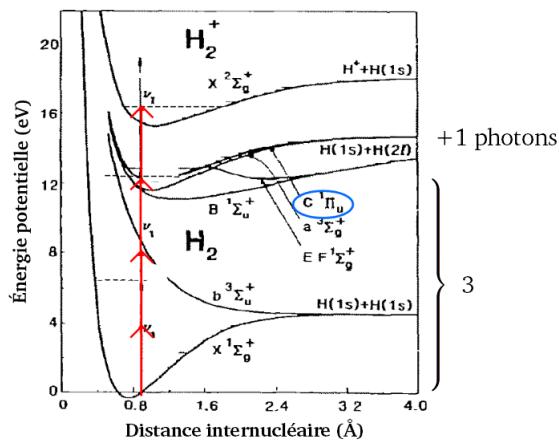


FIGURE 1 – Transition de H_2 vers H_2^+ par trois photons d'excitation et un d'ionisation à $\lambda = 303 \text{ nm}$.

1. '2014 CODATA recommended values' tirées de <http://physics.nist.gov/cuu/Constants/index.html>

2. Dissociation multiphotonique améliorée par résonance (Resonance Enhanced MultiPhoton Dissociation)

3. Photo-ionisation améliorée par résonance (Resonance-Enhanced MultiPhoton Ionization)

La création et le transport des ions s'effectue comme présenté en figure 2, le laser frappe un jet moléculaire de H_2 et les ions créés sont accélérés par un champ électrique vers le guide qui les conduit jusqu'à la zone de piégeage où ils sont arrêtés. Entre la zone de création et le piège, la pression est diminuée de $10^{-6} - 10^{-7}$ mbar à $10^{-10} - 10^{-11}$ mbar.

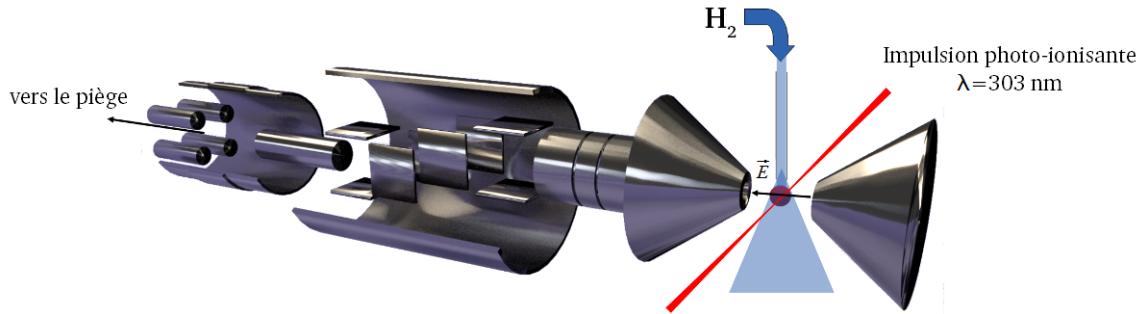


FIGURE 2 – Création des ions H_2^+ et système de guidage vers le piège de Paul.
(conception mécanique : Jean-Michel ISAC)

Une autre méthode (encore à l'étude) serait de créer les ions directement dans la zone de piégeage en faisant se croiser le laser de photo-ionisation et un jet moléculaire de dihydrogène au centre du piège. Le problème ici étant d'éviter la dispersion du jet moléculaire dans la chambre à vide.

2.2. Piégeage des ions

Les ions Be^+ et H_2^+ sont piégés dans un piège de Paul linéaire que l'on peut voir en figure 3. La zone de piégeage est située au centre des électrodes.

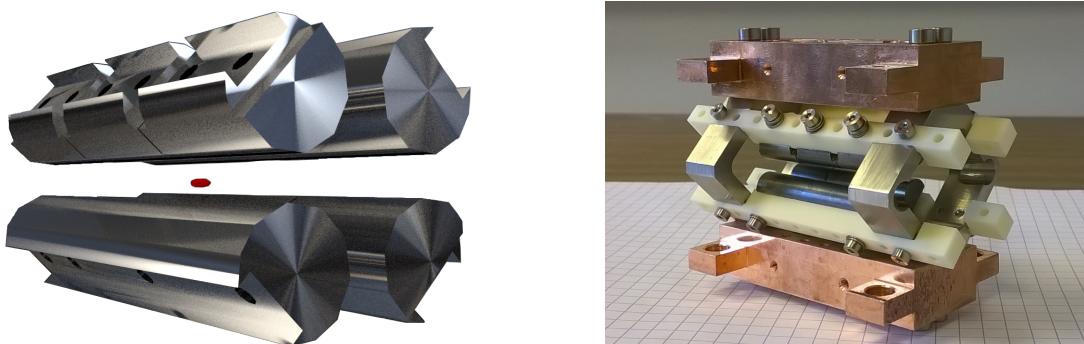


FIGURE 3 – Piège de Paul composé de quatre paires d'électrodes cylindriques : une paire en tension continue et une paire en tension alternative radiofréquence (~ 10 MHz) pour piéger les ions dans la direction transverse et deux autres paires en tension continue pour les piéger dans la direction longitudinale.

Les ions Be^+ sont directement créés dans la chambre à vide grâce à un four à Be produisant une vapeur qui est ensuite ionisée par un faisceau d'électrons tandis que les ions H_2^+ sont amenés dans le piège de la manière décrite dans la partie 2.1.

Dans le même temps, le vide est maintenu dans l'enceinte grâce à une pompe ionique qui permet d'avoir des pressions de l'ordre de $10^{-10} - 10^{-11}$ mbar.

2.3. Refroidissement des ions

Le refroidissement des ions H_2^+ est effectué de façon sympathique par la centaine d'ions Be^+ se trouvant dans le piège, ce qui permet de se débarrasser presque entièrement de l'effet Doppler pour la spectroscopie.

Le refroidissement des ions Be^+ s'effectue quant à lui par effet Doppler comme illustré en figure 4. La transition utilisée ici est celle entre le niveau fondamental $2s^2S_{1/2}$ et le niveau excité $2p^2P_{3/2}$ séparés de $\Delta E = 957.397$ THz (~ 313.133 nm).

On envoie sur les ions oscillant dans le piège un faisceau laser à une longueur d'onde légèrement inférieure à la résonance. Lorsqu'un ion se déplace dans le sens opposé au laser, la fréquence v des photons dans son référentiel est supérieure à leur fréquence v_{laser} dans le référentiel du laboratoire. Si $hv \approx \Delta E$, les photons peuvent être absorbés, l'ion passe alors dans l'état excité, puis il se désexcite spontanément et réemet le photon dans une direction aléatoire. Au contraire, lorsqu'un ion se dirige dans le même sens que le faisceau laser, $v < v_{laser}$ et la probabilité d'absorption est quasi nulle.

La quantité de mouvement étant conservée, les ions sont freinés lorsqu'ils se déplacent dans le sens opposé au laser et inaffectés dans le cas contraire. La réémission des photons se faisant dans une direction aléatoire, sa contribution moyenne au mouvement est nulle, l'ion est donc globalement ralenti.

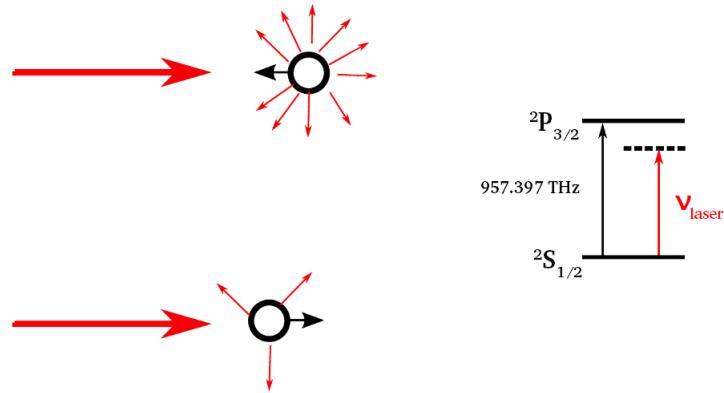


FIGURE 4 – Illustration de l'effet Doppler sur les ions en mouvement et schéma des niveaux utilisés pour le refroidissement.

Le refroidissement des ions Be^+ nécessite donc un laser à 313 nm, or il n'en existe pas dans le commerce. La méthode choisie pour obtenir cette longueur d'onde est celle présentée en [2] et [3]. Il s'agit d'utiliser deux lasers à fibre¹ aux longueurs d'onde 1051 et 1550 nm puis d'effectuer la somme de leurs fréquences grâce à un cristal PPLN² (voir figure 5a), on obtient alors la longueur d'onde suivante :

$$\lambda_{PPLN} = \frac{1051 \times 1550}{1051 + 1550} \approx 626 \text{ nm}$$

On fait ensuite passer le laser dans une cavité à génération de seconde harmonique contenant un cristal BBO³ (voir figure 5b) afin de doubler sa fréquence. On obtient alors la longueur d'onde souhaitée avec une puissance supérieur à 10 mW, suffisante pour le refroidissement Doppler :

$$\lambda = \frac{\lambda_{PPLN}}{2} \approx 313 \text{ nm}$$

1. Ils ont l'avantage d'avoir une largeur spectral faible (<20 kHz) et d'être puissants (plusieurs watts)

2. Periodically Poled Lithium Niobate

3. Bêta-borate de baryum

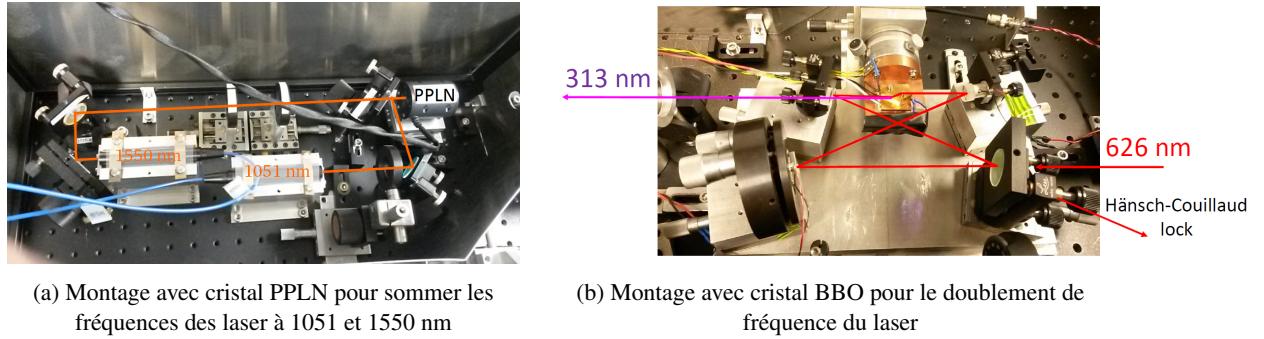


FIGURE 5 – Montages permettant l’obtention du laser à 313 nm pour le refroidissement des ions Be^+ .

Ce laser est stabilisé en fréquence à l’aide d’une diode DBR¹ décrite en [4], émettant à 626 nm. La DBR est elle-même stabilisée par absorption saturée dans l’iode. C’est sur la caractérisation et la stabilisation de cette diode qu’a porté mon stage, cette section sera donc décrite plus en détail dans les parties II et III.

2.4. Spectroscopie REMPD

La spectroscopie REMPD (dont une étude a été faite en [5]) se déroule en deux étapes, la première est la spectroscopie à proprement parler des ions H_2^+ et la deuxième est leur photodissociation en H et H^+ .

La spectroscopie est effectuée par un laser à cascade quantique dans l’infrarouge à ~ 9.17 nm (longueur d’onde variable) qui entraîne la transition à deux photons ($v = 0, L = 2, J = 5/2 \rightarrow v' = 1, L' = 2, J' = 5/2$) illustrée en figure 6 à l’aide de miroirs placés de part et d’autre du piège formant une cavité haute finesse (voir figure 7).

Le laser à cascade quantique a une largeur spectrale de plusieurs MHz, il est stabilisé en fréquence par un asservissement sur un laser à CO_2 monomode de largeur spectrale ~ 3 kHz, lui-même stabilisé par absorption saturée sur une transition de l’acide formique (COOH) à la fréquence $v = 32\,615\,874.2821$ MHz.

La photodissociation sélective des ions H_2^+ se trouvant dans l’état ($v' = 1, L' = 2$) est quant à elle effectuée à l’aide d’un laser à exciplexe KrF dans l’ultra-violet à 248 nm.

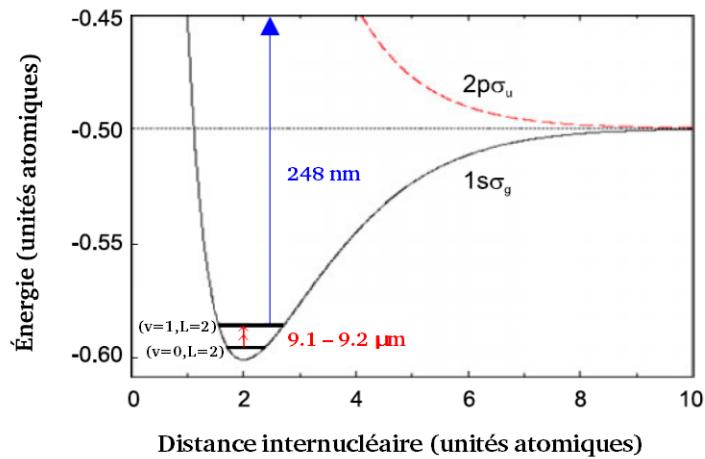


FIGURE 6 – Transition à deux photons de l’état ($v = 0, L = 2, J = 5/2$) vers l’état ($v = 1, L = 2, J = 5/2$) et photodissociation $\text{H}_2^+ \rightarrow (\text{H}^+ + \text{H})$ depuis l’état vibrationnel supérieur.

Le déroulement de l’expérience se fait en trois partie :

1. Réflecteur de Bragg distribué (Distributed Bragg Reflector)

- création des ions et acheminement dans le piège où le laser IR est en fonctionnement à une fréquence choisie
- salve de N pulsations du laser UV
- extraction et comptage des ions H_2^+ restants dans le piège

Une fois sur deux, le laser UV n'est pas allumé, ce qui permet d'avoir le ratio d'ions H_2^+ non photodissociés, et donc d'ions n'ayant pas subit la transition ($v = 0, L = 2 \rightarrow v' = 1, L' = 2$), sur la quantité totale d'ions H_2^+ dans le piège.

Lorsque ce ratio est minimum, cela signifie que le laser IR est à la résonance de la transition, un maximum d'ions sont envoyés dans le niveau vibrationnel supérieur et photodissociés, cela permet de connaître alors la fréquence de la transition :

$$\Delta E = 2 \times h\nu_{laser}$$

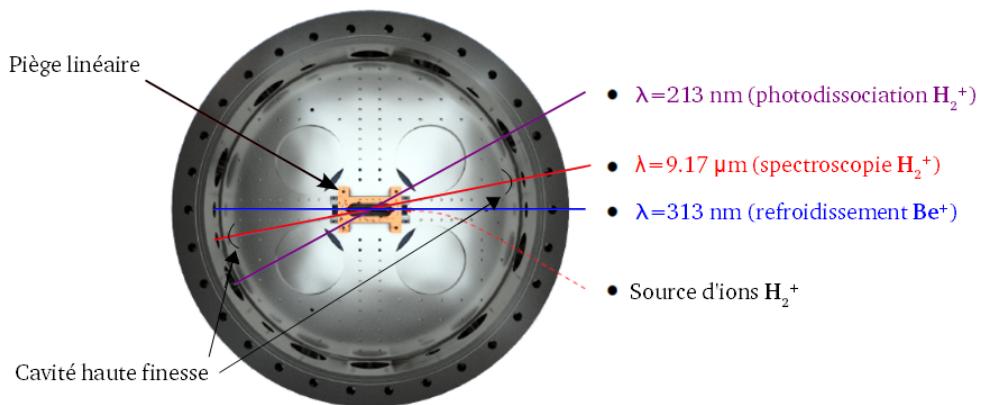


FIGURE 7 – Chambre à vide en titane contenant le piège de Paul en son centre.

Deuxième partie

La diode laser DBR

1. Contrôle de la diode

1.1. Description de la diode

La description de la diode est faite en [4] par l'équipe à l'origine de son développement, il s'agit d'une diode à semi-conducteur basée sur AlGaInP qui utilise un guide d'onde à crête (RW : Ridge Waveguide) et un réflecteur de Bragg distribué afin d'obtenir un faisceau à mode unique. Le réflecteur est gravé avec une période telle que le maximum de réflexivité à 15°C soit atteint pour une longueur d'onde d'environ 626 nm. La diode est placée dans un support TO-3 hermétique (voir figure 8) contenant une cellule Peltier et une thermistance permettant de contrôler la température de la diode (connections en figure 9). Les largeurs spectrales pour ces DBR sont mesurées inférieures à 1 MHz.

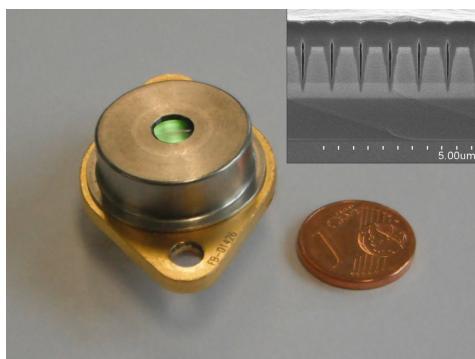


FIGURE 8 – Photo de la DBR dans son support TO-3 et image au microscope électronique à balayage d'une partie du réflecteur de Bragg.

Lors d'un essai de battement entre la DBR et les lasers à fibre, il s'est avéré que la DBR utilisée avait des problèmes de stabilité. On pouvait en effet observer des fluctuations de ± 10 mV sur le signal d'erreur en température. Ce n'est qu'après avoir changé le câble du Peltier et vérifié le bon fonctionnement de la thermistance et des contrôleurs de courant et température que l'on en a conclu que le problème venait soit du Peltier, soit de la DBR et qu'il fallait la changer. Les résultats présentés dans la suite sont donc, sauf mention contraire, ceux obtenus avec la nouvelle DBR.

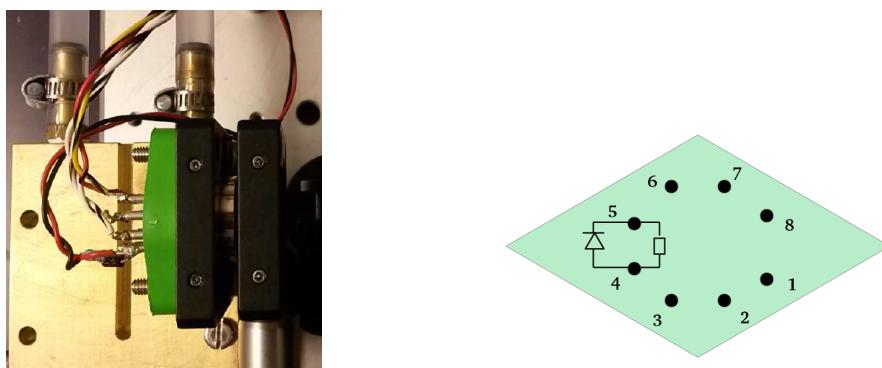


FIGURE 9 – Connecteurs de la DBR en face arrière : 1/8-Peltier ; 2/3-thermistance ; 4/5-courant de la DBR (la diode et la résistance servent de protection).

1.2. Asservissement en température

La DBR est montée sur un support refroidi à l'eau courante qui fait office de puits de chaleur. La régulation de température se fait à l'aide d'un pont de Wheatstone (figure 10). D'après la loi d'Ohm, on obtient les relations suivantes :

$$i_g = \frac{U}{R_1 + R_2} ; i_d = \frac{U}{R_3 + R_4} ; U_A = R_1 i_g \text{ et } U_B = R_4 i_d.$$

Cela nous donne l'expression de $U_A - U_B$:

$$U_A - U_B = \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} U \quad (1.1)$$

où R_1 est la thermistance de la diode, R_2 une résistance variable et R_3 et R_4 des résistances fixes.

On peut voir par l'équation (1.1) que si on règle R_2 , il existe une certaine valeur de R_1 , et donc de température de la diode, telle que le pont soit à l'équilibre (*i.e.* $U_A = U_B$). La rétroaction se fait par l'intermédiaire du signal d'erreur $U_A - U_B$ qui après passage dans un circuit PID (Proportionnel, Integral, Dérivé) est injecté dans le Peltier. Celui-ci chauffe ou refroidit alors la diode de manière à ce que le pont soit à l'équilibre.

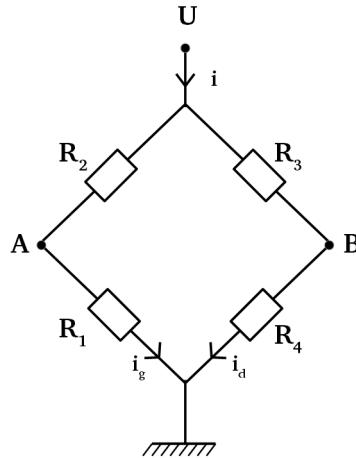


FIGURE 10 – Schéma simplifié du pont de Wheatstone utilisé pour l'asservissement en température de la DBR.

La connaissance des valeurs de R_3 et R_4 ainsi que de la caractéristique résistance-température de la thermistance (donnée dans la documentation) permet de savoir quelle valeur donner à R_2 pour obtenir la température souhaitée. Le contrôleur possède deux réglages pour fixer la valeur de R_2 , un réglage grossier gradué de 0 à 8 et un réglage fin gradué de 0 à 999. Le réglage choisi est noté, par exemple, $T_{set} = 1.550$.

La température influe de plusieurs manières sur la longueur d'onde. Lorsqu'elle augmente, plusieurs autres choses augmentent : l'énergie du gap E_g , la taille de la cavité, son indice de réfraction et donc également sa longueur optique et la période du réflecteur de Bragg ; tout cela entraîne une hausse de la longueur d'onde avec également la possibilité de changements de modes.

1.3. Contrôle du courant de la diode

Le contrôle du courant de la diode est assuré par un boîtier permettant l'injection de courants de $I = 0$ à 200 mA avec un interrupteur permettant de choisir entre un facteur $\times 1$ ou $\times 2$ par rapport à l'affichage. Afin de ne pas abîmer la diode, on ne dépasse pas 140 mA. La régulation de courant possède également un réglage grossier et un fin et est équipée d'une entrée pour la modulation du courant.

Ici, lorsque I augmente, la densité de porteurs de charges libres est plus importante ce qui entraîne une hausse de l'indice de réfraction et donc comme pour la température, une augmentation de la longueur d'onde.

2. Caractéristiques de la diode

2.1. Puissance optique en fonction du courant

Le montage utilisé pour mesurer la puissance optique du laser en fonction du courant de la diode et de sa température est présenté en figure 11. La lentille asphérique¹ sert à faire converger le faisceau laser au centre de l'isolateur optique pour maximiser la puissance transmise.

Différentes puissances mesurées avec $I = 100$ mA et $T_{set} = 0.5$:

- avec le puissance-mètre directement en sortie de la DBR : $P = 23.8$ mW
- avec le puissance-mètre après la lentille asphérique : $P = 21.6$ mW (9.2% de pertes)
- avec le puissance-mètre après l'isolateur optique : $P = 16.5$ mW (23.6% de pertes supplémentaires)

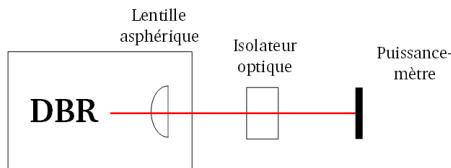


FIGURE 11 – Schéma du montage utilisé pour mesurer la puissance du laser.

Les caractéristiques de la diode, obtenues pour différentes températures de consigne, sont présentées dans la figure 12 ci-dessous. On obtient une intensité de seuil d'environ 60 mA et la puissance optique maximale, atteinte pour $I = 140$ mA et $T_{set} = 0.2$, est de 37.9 mW.

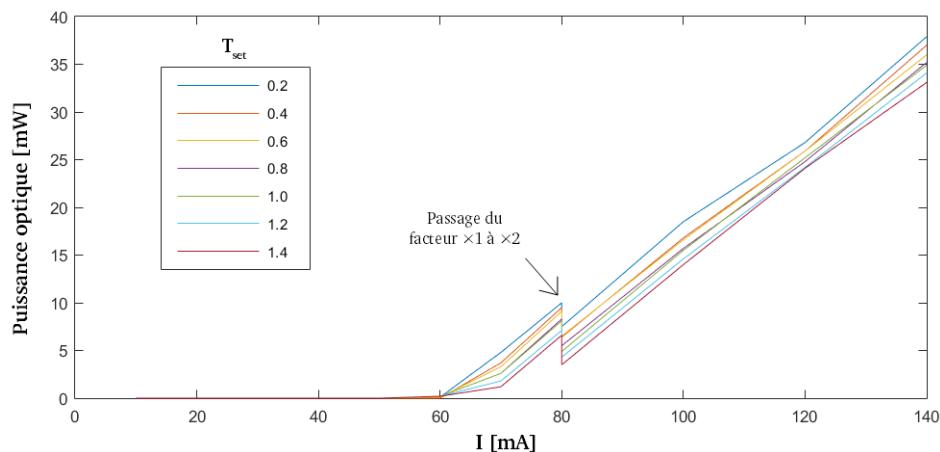


FIGURE 12 – Puissance optique du laser en fonction du courant de la diode (valeur lire sur l'affichage du boîtier) à différentes températures.

1. Thorlabs C230 TM-B [$f = 4.5$ mm, NA = 0.55, WD = 2.91 mm]

2.2. Longueur d'onde en fonction du courant

Les mesures d'évolution de la longueur d'onde en fonction du courant (figure 13) ont été faites pour I croissant (avec I décroissant les sauts de mode n'ont pas lieu exactement aux mêmes valeurs du courant).

Les différents réglages de T_{set} ont été choisis de manière à couvrir l'ensemble de couples courant-température permettant d'atteindre les longueurs d'onde des raies de l'iode (I_2) sur lesquelles on souhaite asservir la DBR.

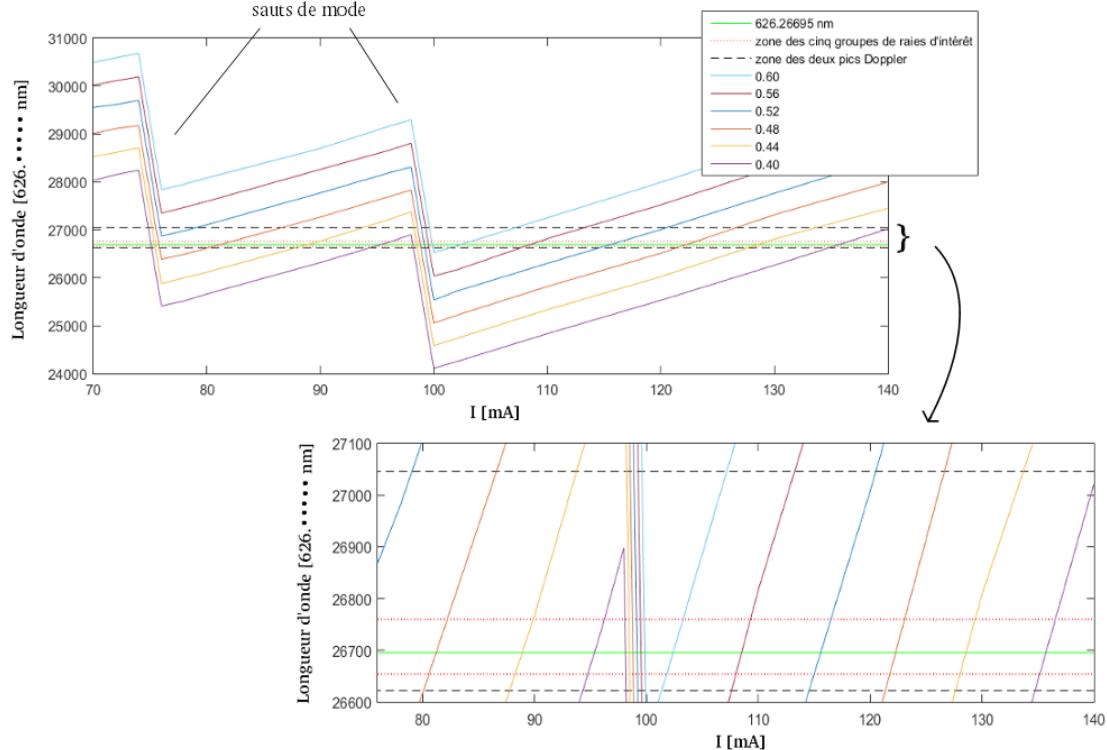


FIGURE 13 – Évolution de la longueur d'onde en fonction du courant de la diode
 En vert : longueur d'onde cible pour le refroidissement Doppler
 En pointillés : zones d'intérêt pour l'absorption saturée dans I_2 .

Un réglage de la température sur 0.5 permet d'avoir suffisamment de puissance optique avec un courant $I \approx 120$ mA aux longueurs d'onde visées tout en ne risquant pas de détériorer la diode par un courant trop élevé.

2.3. Largeur spectrale de la DBR

La largeur spectrale de la DBR peut être mesurée en effectuant un battement avec un autre laser de fréquence proche. En effet lorsque les faisceaux de deux lasers indépendants sont combinés, le signal obtenu contient une composante de fréquence égale à la différence des fréquences des deux lasers et donc la transformé de Fourier du signal contient un pic à cette fréquence, de forme Lorentzienne, dont la largeur à mi-hauteur est la somme des largeurs spectrales de deux lasers.

Nous avons utilisé ici les lasers à fibre pour effectuer le battement avec la DBR grâce au montage présenté dans la figure 14.

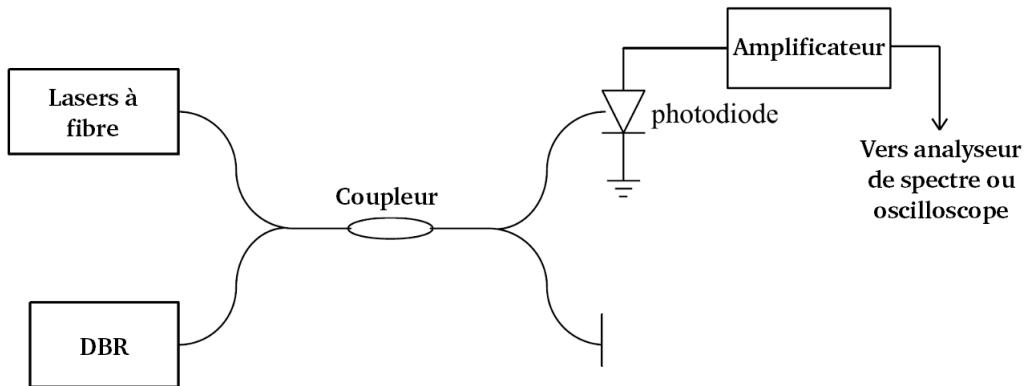


FIGURE 14 – Montage permettant d'observer le battement entre la DBR et les lasers à fibre soit par observation direct à l'oscilloscope, soit par observation du spectre à l'analyseur de spectre.

Malheureusement je n'ai effectué l'expérience qu'avec la DBR défectueuse, les courbes obtenues ne pouvaient être moyennées du fait de son instabilité et je n'ai pas réussi à faire un ajustement par une Lorentzienne avec la méthode des moindres carrés. En faisant un ajustement "à la main", j'ai pu obtenir une largeur à mi-hauteur de la Lorentzienne égale à 180 kHz (figure 15a), à laquelle il faut retrancher la largeur spectrale des lasers à fibre (données < 20 kHz). Le résultat obtenu est donc inférieur à celui obtenu en [4] (figure 15b) qui donne une largeur spectrale de 320 kHz.

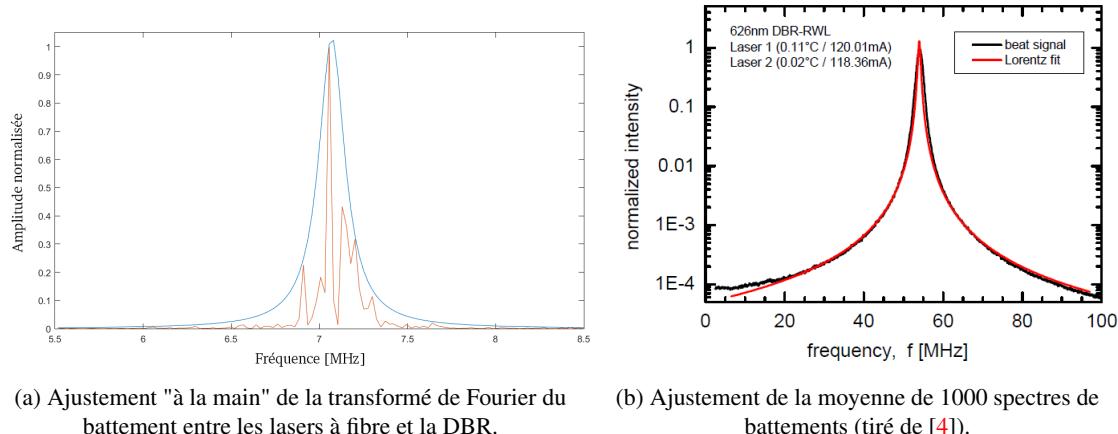


FIGURE 15 – Ajustements par une Lorentzienne des spectres obtenus par phénomène de battement.

Troisième partie

L'asservissement en fréquence de la diode

1. Absorption saturée dans l'iode

1.1. Principe

L'absorption saturée est une méthode expérimentale permettant l'observation des raies d'absorption dues aux transitions atomiques ou moléculaires de la vapeur utilisée. Dans cette expérience, l'absorption saturée se fait sur une cellule contenant une vapeur de diiode (I_2). (voir [6] et [7])

En effet, une absorption simple ne permet pas d'observer ces transitions car à température ambiante les vitesses des molécules suivent une distribution de Boltzmann en $\exp(-mV^2/2k_B T)$ ce qui entraîne, pour le diiode à la longueur d'onde $\lambda = 626.267 \text{ nm}$, une largeur des raies d'absorption de 527 MHz très supérieure à leur largeur naturelle.

Pour pallier ce problème, on utilise un système de deux faisceaux contrapropageants : un faisceau pompe, puissant et un faisceau sonde moins puissant grâce auquel on observe l'absorption. Lorsque les faisceaux ne sont pas à la fréquence d'une transition, à cause de l'effet Doppler et du fait qu'ils sont contrapropageants ils n'agissent pas sur les mêmes molécules (ils agissent sur les molécules dont les composantes des vitesses selon l'axe des lasers sont opposées). Cependant, lorsque leur fréquence est celle d'une transition, ils agissent tous deux sur les molécules dont la composante des vitesses selon l'axe des lasers est nulle. Or, le faisceau pompe étant puissant, il sature la transition et les photons du faisceau sonde ne sont pas absorbés, on observe donc un pic de forme Lorentzienne dans le spectre de transmission correspondant à la raie d'absorption.

Cependant, dans notre cas, ces pics sont trop petits pour être observés directement c'est pourquoi on utilise un amplificateur à détection synchrone.

Pour cette expérience, nous faisons l'absorption saturée sur la raie 961 de l'iode (voir atlas de l'iode [8]) qui correspond à la longueur d'onde $\lambda = 626.26695 \text{ nm}$.

1.2. Montages

L'une des premières choses que j'ai faites dans mon stage a été de rajouter dans le montage déjà en place une lame épaisse permettant d'avoir deux faisceaux sondes (figure 16), l'un saturé et l'autre non. Ainsi lorsque l'on fait la soustraction du second au premier, on peut se débarrasser du profil Doppler de l'absorption. Pour la récupération des faisceaux, j'ai pu faire un boîtier électronique à deux photodiodes de sensibilité maximum à 850 nm (~67% à 626 nm) et avec une bonne directionnalité de manière à éviter les perturbations extérieures. Les photodiodes ont chacune un gain réglable par des résistances variables pour pouvoir égaliser les niveaux des signaux venant de chacune d'entre elles.

Le problème de cette installation est que la réflexivité sur la lame épaisse n'est que de 4%

Ce montage a uniquement été utilisé avec la DBR défectueuse. Avec la nouvelle DBR, j'ai utilisé une version plus classique pour l'absorption saturée avec le faisceau faisant un aller/retour dans la cellule (figure 17). La lame $\lambda/2$ permet d'orienter la polarisation du faisceau horizontalement pour qu'il traverse le cube séparateur puis on tourne la lame $\lambda/4$ de manière à ce que le faisceau sonde soit en polarisation verticale pour qu'il soit réfléchi dans le cube.

Le fait d'utiliser une fibre optique à maintien de polarisation pour amener le faisceau au montage d'absorption saturée permet à la fois d'avoir un faisceau bien collimaté mais aussi de permettre d'effectuer l'absorption saturée avec les lasers à fibre.

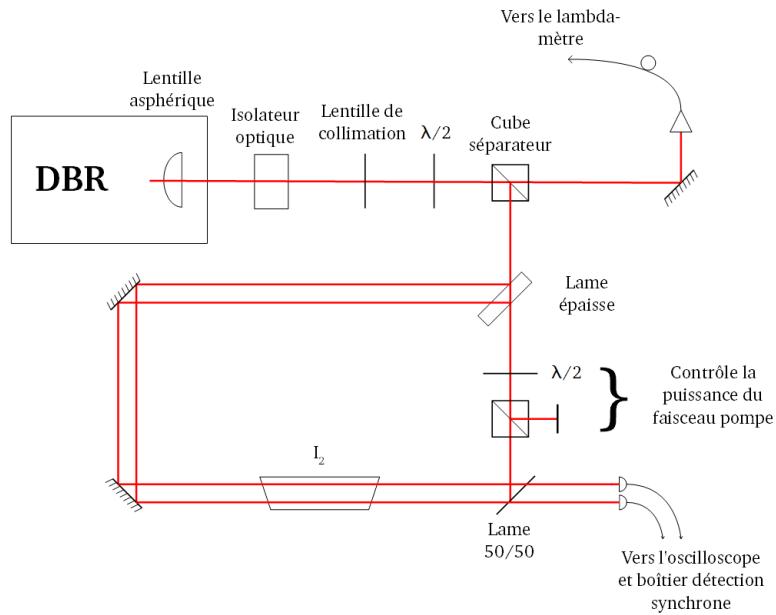


FIGURE 16 – Montage d'absorption saturée à deux faisceaux sonde.

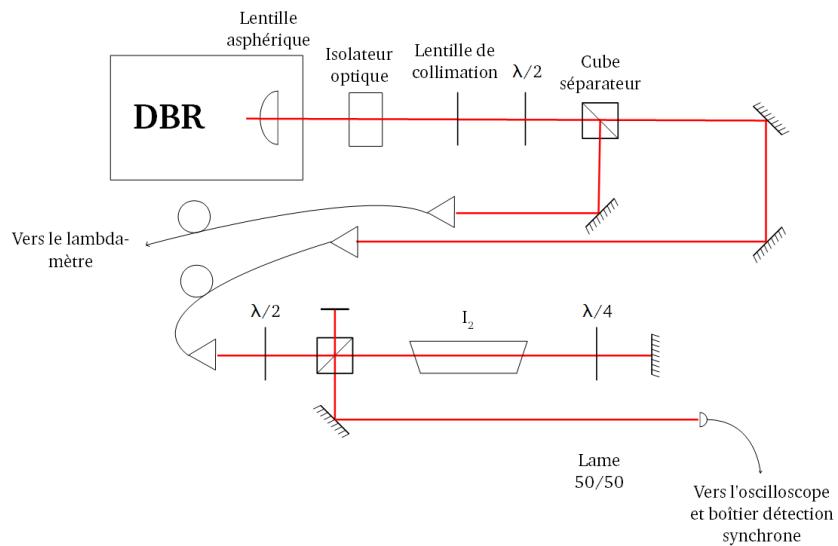


FIGURE 17 – Montage d'absorption saturée en aller/retour.

1.3. Résultats

Pour obtenir les courbes d'absorption, on module le courant de la diode avec un signal rampe fourni par un GBF branché sur le boîtier électronique de la détection synchrone (figure 19). On peut connaître le gain du boîtier en comparant l'amplitude en fréquence du signal sur le lambda-mètre à l'amplitude en volts du GBF. Nous avons ici un gain de 455 MHz/V. Ce gain nous permet de savoir quelles tensions appliquer pour observer le pic d'absorption qui nous intéresse.

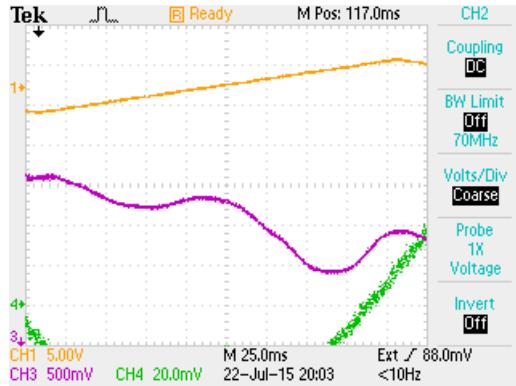


FIGURE 18 – Deux pics d'absorption Doppler celui de droite est la raie 961. La rampe s'étend de gauche à droite de 626.27046 nm à 626.26622 nm.

Comme on peut le remarquer en figure 18, les raies d'absorption saturée ne sont pas distinguables dans le profil Doppler.

2. Détection synchrone

2.1. Principe

La détection synchrone est une méthode permettant de repérer des extrema dans un signal donné s , en les transformant en "zéros".

Considérons du signal $s(x)$ en $x = x_0$: on a le développement limité $s(x_0 + dx) = s(x_0) + dxs'(x_0) + \dots$. On module maintenant x à la fréquence Ω en posant $dx = h \cos(\Omega t)$. On a alors $s = s(t) = s(x_0 + h \cos(\Omega t)) = s(x_0) + h \cos(\Omega t)s'(x_0) + h^2 \dots$. On multiplie ensuite ce signal par $\cos(\Omega t + \varphi)$ et on obtient :

$$\begin{aligned} s(t) \cos(\Omega t + \varphi) &= s(x_0) \cos(\Omega t + \varphi) + h \cos(\Omega t) s'(x_0) \cos(\Omega t + \varphi) \\ &= s(x_0) \cos(\Omega t + \varphi) + h s'(x_0) \frac{\cos(2\Omega t) + \cos \varphi}{2} \end{aligned}$$

Si on prend la moyenne temporelle du signal sur un temps T suffisamment grand devant $\frac{1}{\Omega}$ alors on obtient :

$$\langle s(t) \cos(\Omega t + \varphi) \rangle_T = h s'(x_0) \frac{\cos \varphi}{2}$$

En répétant l'opération pour différentes valeurs de x_0 , on obtient alors la dérivée du signal, dont les zéros permettent de retrouver les extrema.

Dans notre cas, le rôle de x_0 est tenu par le GBF qui fournit une rampe lentement variable (fréquence de quelques Hertz) et la modulation est gérée à partir de l'amplificateur à détection synchrone sur lequel on peut régler la phase, la fréquence et l'amplitude (pour bien choisir l'amplitude, il faut connaître le gain du boîtier sur l'entrée de modulation : 6 MHz/V). La moyenne du signal est également faite par l'amplificateur à détection synchrone, sur lequel on peut régler la constante de temps et la sensibilité.

Pour se débarrasser du profil Doppler qui apparaît encore en première harmonique, on utilise le signal en harmonique 3, il faut alors toujours moduler en $h \cos(\Omega t)$ mais multiplier le signal par $\cos(3\Omega t + \varphi)$, ce qui donne en poussant le développement limité à l'ordre 3, et après calcul :

$$\langle s(t) \cos(3\Omega t + \varphi) \rangle_T = h^3 s'''(x_0) \frac{\cos \varphi}{48}$$

On obtient donc en sortie de l'amplificateur la dérivée troisième du signal d'entrée.

2.2. Montage

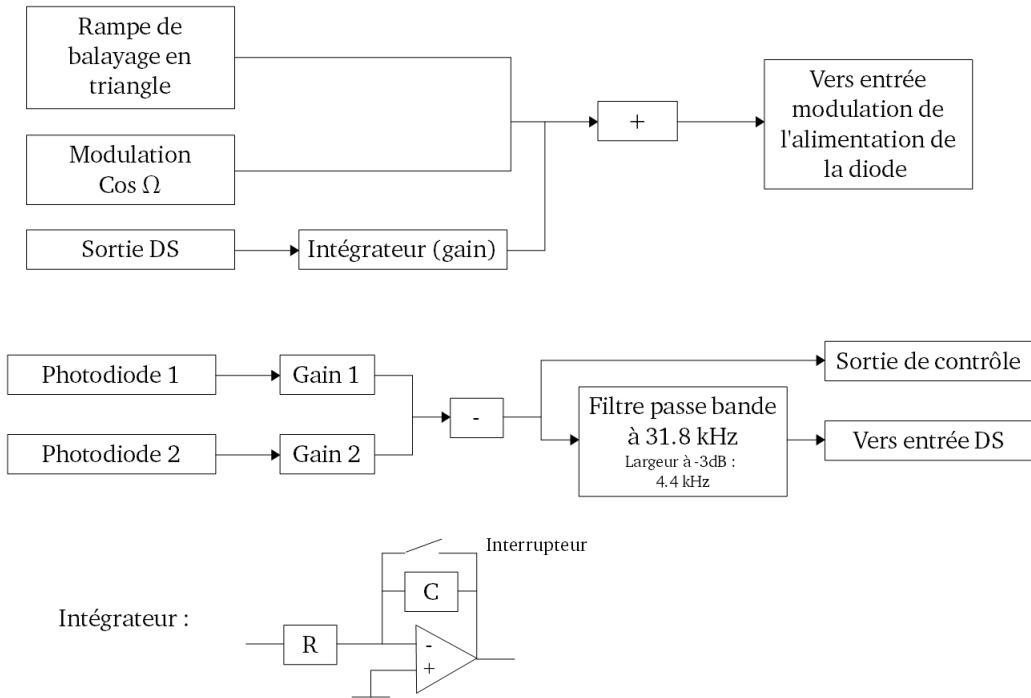


FIGURE 19 – Schéma du boîtier de détection synchrone qui gère la modulation, la différence des deux photodiodes lorsqu'il y en a deux et l'asservissement avec l'interrupteur de l'intégrateur. Les gains sont réglables avec des potentiomètres.

Comme on peut le voir sur la figure 19, on place un filtre passe bande en sortie du boîtier photodéTECTEUR afin d'éliminer les signaux parasites. Le filtre étant passant à 31.8 kHz, il faut mettre en harmonique 3 la fréquence de modulation de l'amplificateur à 10.6 kHz.

La sortie DS ne sert que lors de l'asservissement.

2.3. Résultats

La détection synchrone m'a permis d'observer à l'oscilloscope les six groupes de raies contenus dans la raie 961 de la molécule d'iode (figure 20).

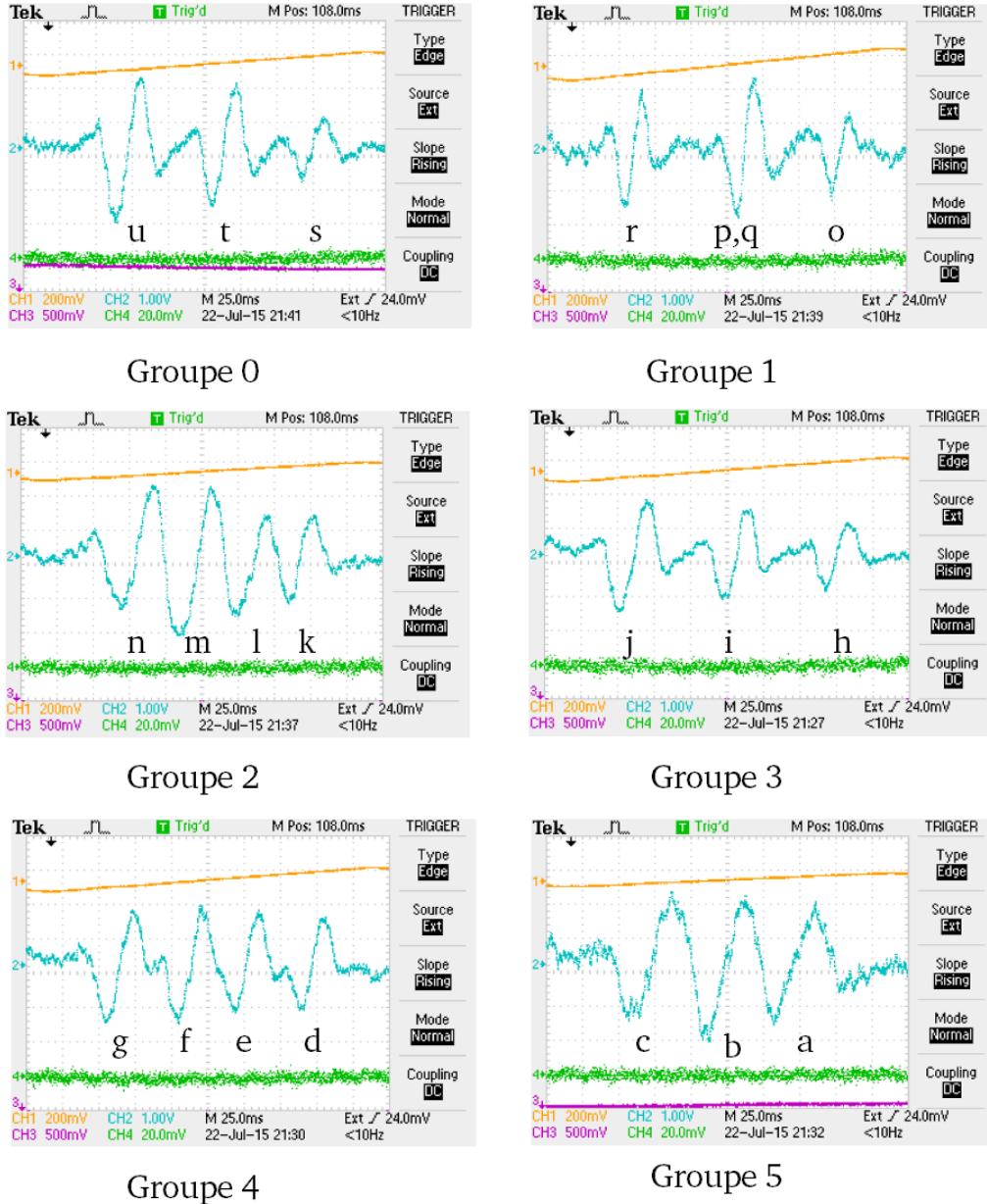


FIGURE 20 – Images des six groupes de raies prises à l'oscilloscope. Les étiquettes des raies sont celles utilisées dans la thèse de Brian E. King [9]. Les groupes 1 à 5 sont proches les uns des autres et le groupe 0 est plus éloigné (voir tableau 3).

groupe	0	1	2	3	4	5
min 478.69 ··· THz	685	713	729	743	758	774
max 626.26 ··· nm	787	751	730	711	692	671
max 478.69 ··· THz	691	721	734	749	764	777
min 626.26 ··· nm	779	740	723	704	684	667

Tableau 3 – Valeurs en fréquence et longueur d'onde des bornes de chaque groupe de raies.

3. Asservissement

3.1. Principe

L'asservissement de la diode laser est effectué, comme indiqué dans la figure 19, par un circuit intégrateur. En effet, pour que l'asservissement fonctionne, il faut que le gain ne soit pas nul à signal d'erreur nul.

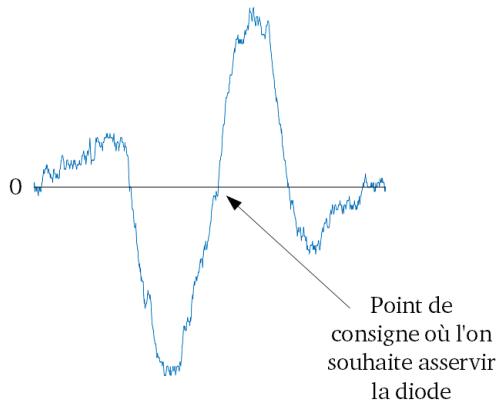


FIGURE 21 – Raie ou l'on peut effectuer un asservissement de la DBR

On peut voir grâce à la figure 21 que si la fréquence du laser augmente, il y aura une rétroaction positive sur le courant qui entraînera une baisse de la fréquence. De même, si la fréquence descend en-dessous du point de consigne, la rétroaction négative la fera remonter. Pour cela, il faut que le gain ne soit ni trop faible ni trop élevé. Un gain trop faible n'empêcherait pas le laser de dériver hors de la pente (qui permet le lock) et un gain trop élevé entraînerait une réponse trop forte (il faut donc également diminuer la sensibilité de l'amplificateur à détection synchrone qui participe au gain de la réponse).

3.2. Quelques essais d'asservissement de la DBR

Pour essayer d'asservir la DBR j'ai baissé la sensibilité de l'amplificateur à détection synchrone de 5 mV à 50 mV, j'ai mis le potentiomètre de l'intégrateur à fond (20 tours en tout) et j'ai essayé d'asservir la diode en me plaçant sur une raie, en débranchant la rampe et en allumant l'interrupteur de l'intégrateur. Les courbes présentées ci-après ont été obtenues à l'aide du lambda-mètre.

On peut voir dans les figures 23 à 26 que le laser asservi est très stable, ses fluctuations sont inférieures à la sensibilité du lambda-mètre.

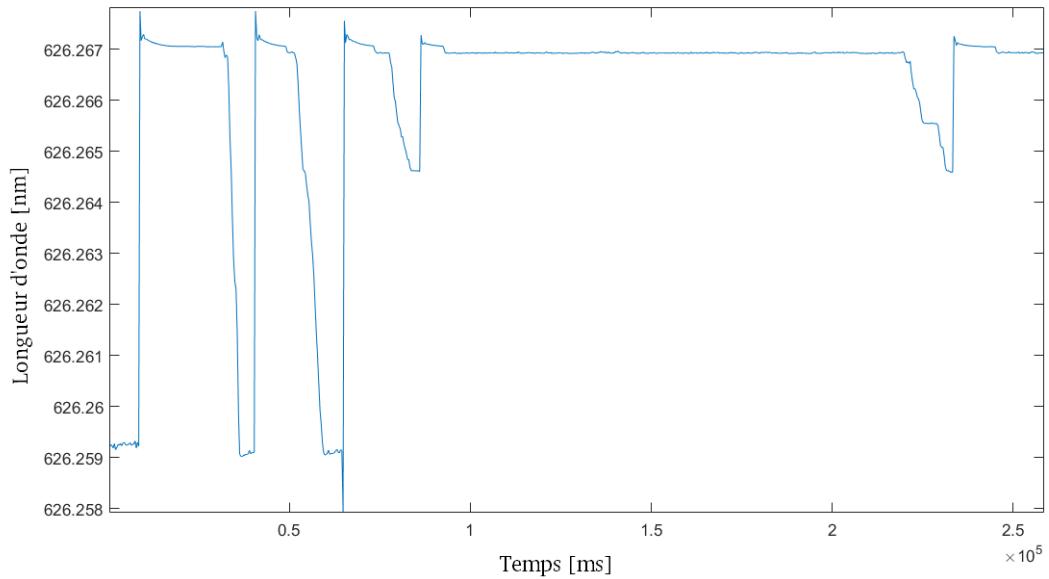


FIGURE 22 – Plusieurs tentatives de lock avec différents gains élevés. La longueur d'onde s'éloigne rapidement de sa valeur de départ.

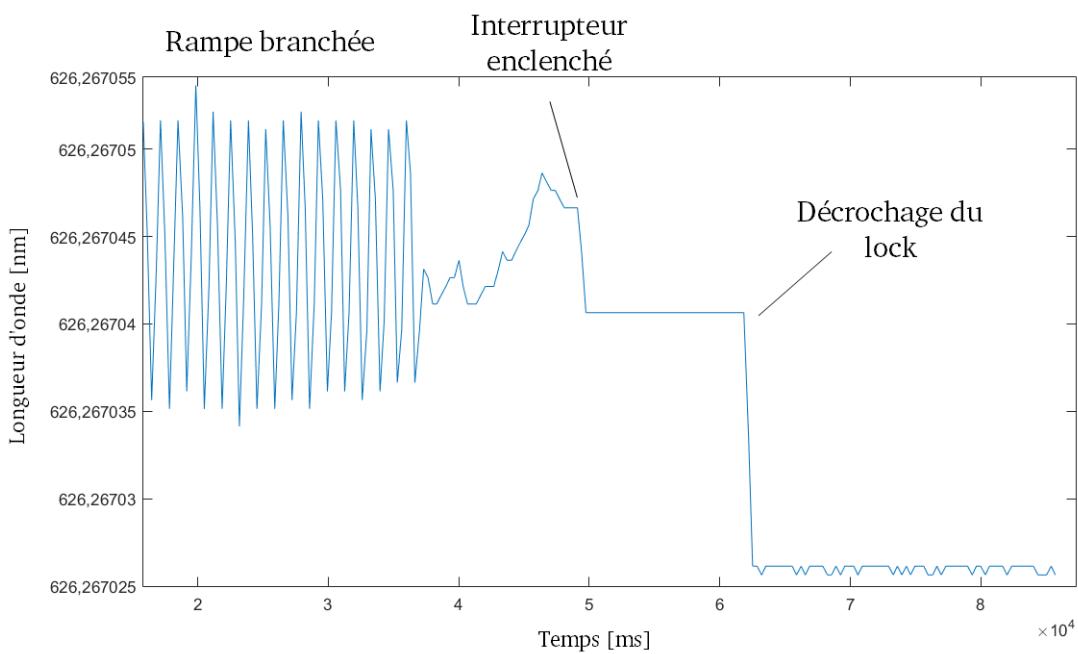


FIGURE 23 – Tentative d'asservissement avec neuf tours du potentiomètre en dessous du maximum. L'asservissement est perdu au bout de 10 secondes.

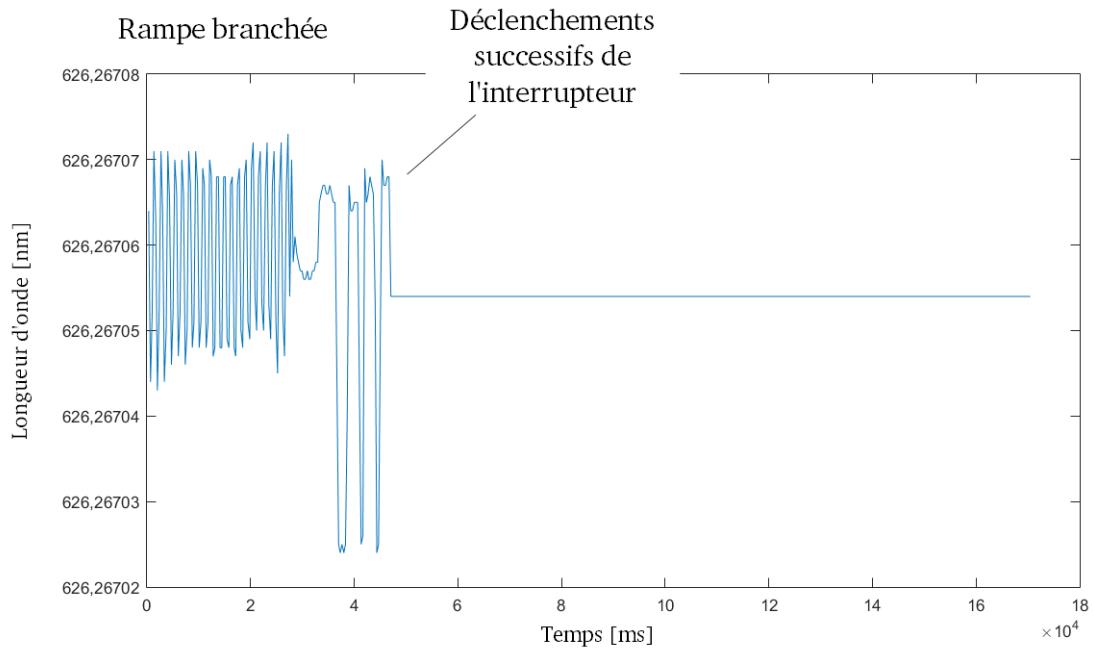


FIGURE 24 – dix tours de potentiomètre. J'ai du réenclencher plusieurs fois l'interrupteur avant d'obtenir le lock du laser. celui-ci s'est maintenu pendant environ deux minutes.

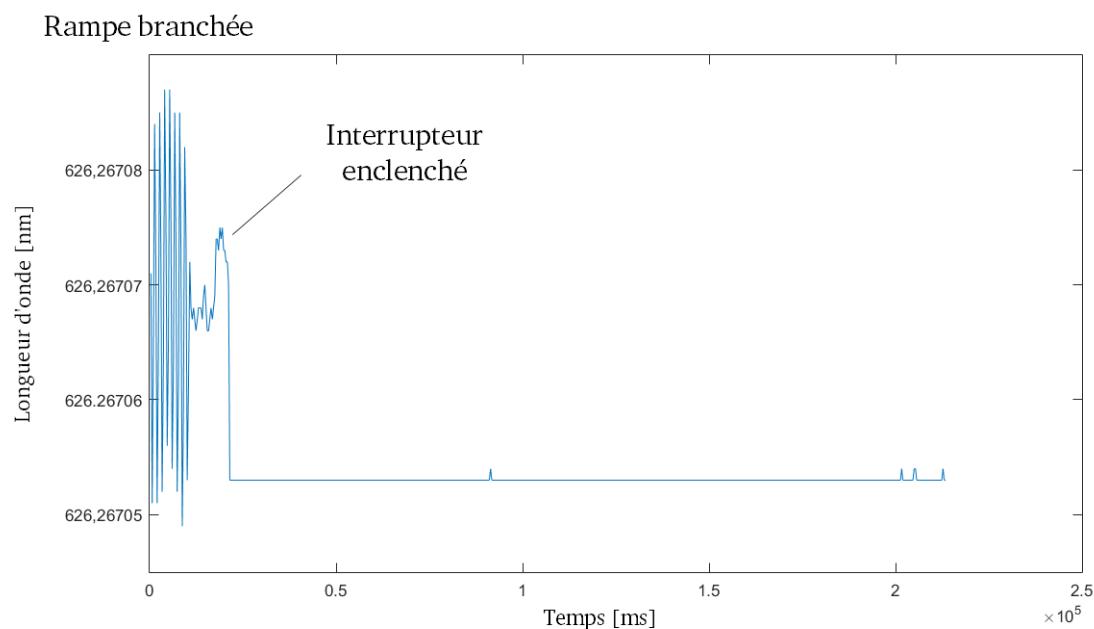


FIGURE 25 – Onze tours de potentiomètre, l'asservissement s'est mis en place au premier essai et s'est maintenu pendant plus de trois minutes avant que je ne l'interrompe.

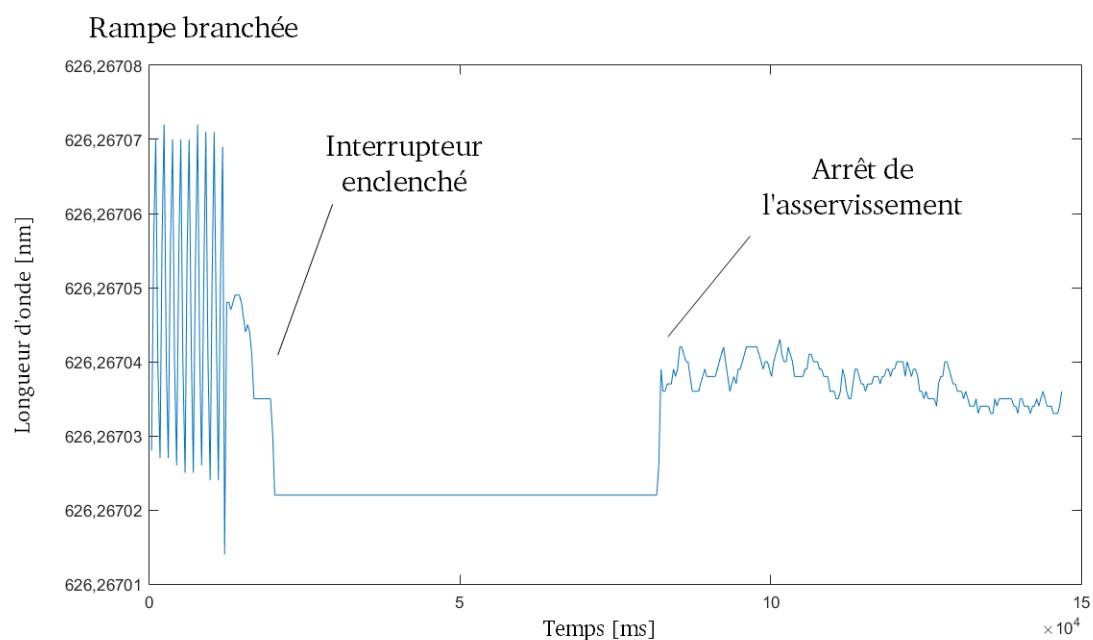


FIGURE 26 – Différences de stabilité entre la DBR asservie et la DBR libre.

Conclusion

Au cours de mon stage, j'ai principalement travaillé sur le contrôle de la fréquence d'émission d'une diode DBR à 626 nm et ai réussi à l'asservir sur une raie d'absorption saturée de I_2 . Le système obtenu est prêt pour l'étape de doublage de fréquence.

Mon stage a également porté, de manière plus anecdotique, sur le montage de la chambre à vide. Nous avons en effet démonté et remonté l'ancien dispositif (figure 27) de l'ancienne expérience avec le piège de Paul hyperbolique afin de nettoyer ses différents composants et vérifier la possibilité d'atteindre le vide souhaité après étuvage.

Il n'a malheureusement pas été possible d'installer la nouvelle enceinte du piège, fabriquée sur mesure à l'atelier mécanique du LKB, car elle était en cours d'électropolissage.

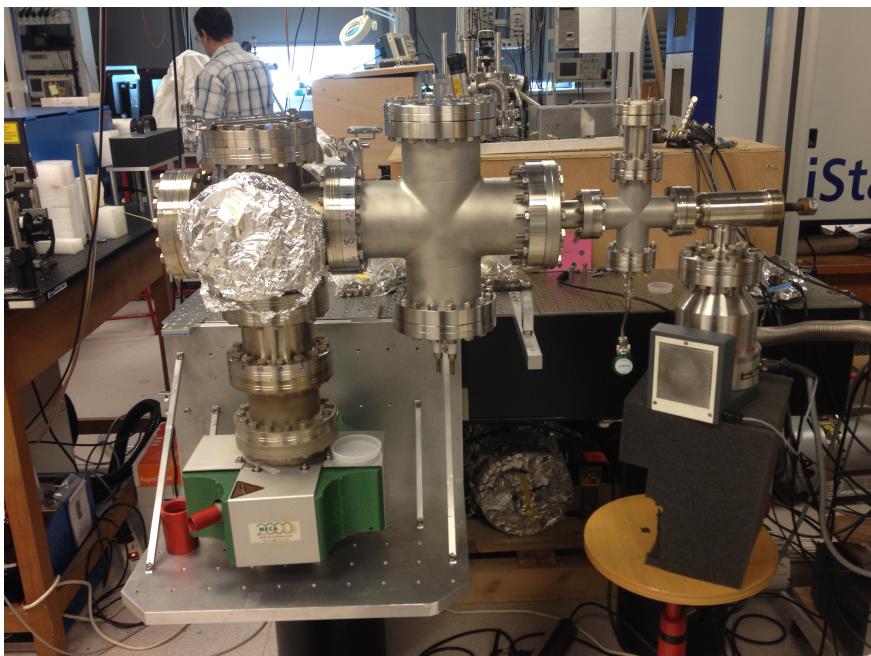


FIGURE 27 – Chambre à vide

Les prochaines étapes seront maintenant de mettre en place les différentes parties de l'expérience présentée en 2 afin de mener à bien sa réalisation et d'atteindre les objectifs fixés, à savoir la vérification des prédictions faites à partir de l'électrodynamique quantique sur les transitions ro-vibrationnelles de H_2^+ ainsi que la mesure de m_e/m_p .

À plus long terme sont aussi envisagées certaines améliorations de l'expérience qui permettraient d'atteindre des précisions dans les mesures encore plus importantes, ceci accompagné d'une amélioration également dans la précision des valeurs théoriques.

L'équipe fait également partie d'un projet collaboratif nommé GBAR (Gravitational Behaviour of Antihydrogen at Rest) qui vise à mesurer la chute libre d'atomes d'antihydrogène. Et pour finir, l'équipe a aussi en projet la spectroscopie par logique quantique sur un paire d'ions Be^+/H_2^+ pour tester la variation temporelle relative de m_e/m_p au niveau de 10^{-17} ans.

Table des figures

1	Transition de H ₂ vers H ₂ ⁺ par trois photons d'excitation et un d'ionisation à $\lambda = 303$ nm.	2
2	Création des ions H ₂ ⁺ et système de guidage vers le piège de Paul. (conception mécanique : Jean-Michel ISAC)	3
3	Piège de Paul composé de quatre paires d'électrodes cylindriques : une paire en tension continue et une paire en tension alternative radiofréquence (~ 10 MHz) pour piéger les ions dans la direction transverse et deux autres paires en tension continue pour les piéger dans la direction longitudinale.	3
4	Illustration de l'effet Doppler sur les ions en mouvement et schéma des niveaux utilisés pour le refroidissement.	4
5	Montages permettant l'obtention du laser à 313 nm pour le refroidissement des ions Be ⁺	5
6	Transition à deux photons de l'état ($v = 0, L = 2, J = 5/2$) vers l'état ($v = 1, L = 2, J = 5/2$) et photodissociation H ₂ ⁺ → (H ⁺ + H) depuis l'état vibrationnel supérieur.	5
7	Chambre à vide en titane contenant le piège de Paul en son centre.	6
8	Photo de la DBR dans son support TO-3 et image au microscope électronique à balayage d'une partie du réflecteur de Bragg.	7
9	Connecteurs de la DBR en face arrière : 1/8-Peltier ; 2/3-thermistance ; 4/5-courant de la DBR (la diode et la résistance servent de protection).	7
10	Schéma simplifié du pont de Wheatstone utilisé pour l'asservissement en température de la DBR.	8
11	Schéma du montage utilisé pour mesurer la puissance du laser.	9
12	Puissance optique du laser en fonction du courant de la diode (valeur lire sur l'affichage du boîtier) à différentes températures.	9
13	Évolution de la longueur d'onde en fonction du courant de la diode En vert : longueur d'onde cible pour le refroidissement Doppler En pointillés : zones d'intérêt pour l'absorption saturée dans I ₂	10
14	Montage permettant d'observer le battement entre la DBR et les lasers à fibre soit par observation direct à l'oscilloscope, soit par observation du spectre à l'analyseur de spectre.	11
15	Ajustements par une Lorentzienne des spectres obtenus par phénomène de battement.	11
16	Montage d'absorption saturée à deux faisceaux sonde.	13
17	Montage d'absorption saturée en aller/retour.	13
18	Deux pics d'absorption Doppler celui de droite est la raie 961. La rampe s'étend de gauche à droite de 626.27046 nm à 626.26622 nm.	14
19	Schéma du boîtier de détection synchrone qui gère la modulation, la différence des deux photodiodes lorsqu'il y en a deux et l'asservissement avec l'interrupteur de l'intégrateur. Les gains sont réglables avec des potentiomètres.	15
20	Images des six groupes de raies prises à l'oscilloscope. Les étiquettes des raies sont celles utilisées dans la thèse de Brian E. King [9]. Les groupes 1 à 5 sont proches les uns des autres et le groupe 0 est plus éloigné (voir tableau 3).	16
21	Raie ou l'on peut effectuer un asservissement de la DBR	17
22	Plusieurs tentatives de lock avec différents gains élevés. La longueur d'onde s'éloigne rapidement de sa valeur de départ.	18
23	Tentative d'asservissement avec neuf tours du potentiomètre en dessous du maximum. L'asservissement est perdu au bout de 10 secondes.	18
24	dix tours de potentiomètre. J'ai du réenclencher plusieurs fois l'interrupteur avant d'obtenir le lock du laser. celui-ci s'est maintenu pendant environ deux minutes.	19
25	Onze tours de potentiomètre, l'asservissement s'est mis en place au premier essai et s'est maintenu pendant plus de trois minutes avant que je ne l'interrompe.	19
26	Défauts de stabilité entre la DBR asservie et la DBR libre.	20
27	Chambre à vide	21

Liste des tableaux

1	Les différentes contributions à la fréquence fondamentale de transition vibrationnelle des ions H ₂ ⁺ ($v = 0, L = 0$) → ($v' = 1, L' = 0$) en MHz.	1
2	Constantes fondamentales entrant en jeux dans le calcul de la fréquence fondamentale de transition vibrationnelle des ions H ₂ ⁺ ($v = 0, L = 0$) → ($v' = 1, L' = 0$).	2
3	Valeurs en fréquence et longueur d'onde des bornes de chaque groupe de raies.	17

Références

- [1] Vladimir I. Korobov, Laurent Hilico, and Jean-Philippe Karr. $m\alpha^7$ -Order Corrections in the Hydrogen Molecular Ions and Antiprotonic Helium. *Physical Review Letters*, 112(10), March 2014.
- [2] A. C. Wilson, C. Ospelkaus, A. P. VanDevender, J. A. Mlynek, K. R. Brown, D. Leibfried, and D. J. Wineland. A 750-mW, continuous-wave, solid-state laser source at 313 nm for cooling and manipulating trapped $^{9}\text{Be}^{+}$ ions. *Applied Physics B*, 105(4) :741–748, December 2011.
- [3] Hsiang-Yu Lo, Joseba Alonso, Daniel Kienzler, Benjamin C. Keitch, Ludwig E. de Clercq, Vlad Negnevitsky, and Jonathan P. Home. All-solid-state continuous-wave laser systems for ionization, cooling and quantum state manipulation of beryllium ions. *Applied Physics B*, 114(1-2) :17–25, January 2014.
- [4] G. Blume, O. Nedow, D. Feise, J. Pohl, and K. Paschke. Monolithic 626 nm single-mode AlGaInP DBR diode laser. *Optics Express*, 21(18) :21677, September 2013.
- [5] J.-P. Karr, A. Douillet, and L. Hilico. Photodissociation of trapped H_2^{+} ions for REMPD spectroscopy. *Applied Physics B*, 107(4) :1043–1052, June 2012.
- [6] A. Brillet and P. Cérez. Quantitative Description of the Saturated Absorption Signal in Iodine Stabilized He-Ne Lasers. *Metrologia*, 13, 1977.
- [7] A. Brillet and P. Cérez. Laser frequency stabilization by saturated absorption. *Journal de Physique Colloques*, 42(C8), 1981.
- [8] S. Gerstenkorn and P. Luc. *Atlas du spectre d'absorption de la molécule d'iode, 14800-20000 cm⁻¹* /S. Gerstenkorn et P. Luc. Centre national de la recherche scientifique Paris, 1978.
- [9] Brian E. King. *Quantum state engineering and information processing with trapped ions*. PhD thesis, University of Colorado, 1999.