

DÉPARTEMENT DE PHYSIQUE DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
LABORATOIRE KASTLER BROSSEL

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE
Spécialité : **PHYSIQUE QUANTIQUE**

Atomes de Rydberg circulaires piégés

présentée par

Tigrane Cantat-Moltrecht

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

Soutenue le décembre 2017 devant le jury composé de :

Dr. Michel BRUNE	Directeur de thèse
Dr. ??	Rapporteur
Pr. ??	Rapporteur
Dr. ??	Examinateur
Pr. ??	Examinateur
Pr. ??	Examinateur

To ???

Table des matières

Table des figures	v
Liste des tableaux	vii
Introduction	1
I Atomes de Rydberg alcalins en interaction	3
I.1 Les atomes de Rydberg alcalins : des hydrogénoides géants	4
I.1.1 Hamiltonien de l'atome de Rydberg et défaut quantique	5
I.1.2 Partie radiale de la fonction d'onde et calcul du dipôle de transition	6
I.1.3 Temps de vie des niveaux de Rydberg	7
I.1.4 Le niveau de Rydberg 60S : $ \mathbf{n} = \mathbf{60}, \mathbf{l} = \mathbf{0}\rangle$	8
I.2 Les niveaux de Rydberg circulaires	9
I.2.1 La base des états paraboliques	10
I.2.2 Le niveau de Rydberg 50C : $ \mathbf{n} = \mathbf{50}, \mathbf{l} = \mathbf{49}, \mathbf{m_l} = \mathbf{49}\rangle$	13
I.3 Atomes de Rydberg en interaction	15
I.3.1 Deux atomes de Rydberg qui se parlent	15
I.3.2 Deux atomes dans le même niveau de Rydberg	16
I.3.3 Deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents	17
I.3.4 Les interactions dipolaires du niveau 60S	18
I.3.5 Les interactions dipolaires du niveau 50C	20
II Des atomes de Rydberg froids en environnement cryogénique	25
II.1 Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein	25
II.1.1 L'environnement cryogénique : cryostat et puce à atomes supraconductrice	25
II.1.2 Séquence de piégeage et refroidissement	30
II.1.3 Imagerie atomique par absorption	35
II.1.4 Quelques nuages typiques	41
II.2 Excitation et détection d'atomes de Rydberg près d'une puce	42
II.2.1 L'excitation à deux photons des atomes de Rydberg	42
II.2.2 La détection par ionisation des atomes de Rydberg	44
II.2.3 Les champs électriques parasites, défi des atomes de Rydberg sur puce	45
II.2.4 compensation et contrôle des champs	49
II.2.5 manipulation et observation des Rydbergs	49

III Interaction entre atomes de Rydberg sphériques et excitation de gaz dense	51
III.1 Régimes d'excitation en nuage dense : blocage et facilitation	51
III.1.1 Rappels sur l'interaction	51
III.1.2 mouvement des atomes au sein d'un gaz dense de Rydberg	51
III.1.3 Le blocage dipolaire et la facilitation	51
III.2 Spectroscopie optique du nuage	51
III.2.1 Description de la manip	51
III.2.2 Données : élargissement de la raie laser par interactions	51
III.3 Modèle de la dynamique d'excitation	52
III.3.1 Simulations	52
III.3.2 Les limites du modèle	52
III.4 Spectroscopie microonde du nuage : voir le mouvement	52
III.4.1 Description de la manip	52
III.4.2 Données et accord avec les simulations	52
IV Les atomes de Rydberg circulaires en interaction : vers un simulateur quantique	53
V Des atomes de Rydberg circulaires sur puce	55
V.1 Comment exciter des atomes de Rydberg circulaires	55
V.1.1 Les niveaux atomiques du fondamental au Rydberg circulaire	55
V.1.2 Spectroscopie 5s-50d	55
V.1.3 Spectroscopie 50d-50f	55
V.2 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires	55
V.2.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins	55
V.2.2 Temps de vie	55
V.2.3 Temps de cohérence	55
V.3 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires	56
V.3.1 Dispositif laser de piégeage	56
V.3.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires	56
Conclusion	57

Table des figures

I.1	Fonction d'onde du niveau nS	7
I.2	Coefficients d'Einstein de 60S vers $nP_j, j \in 1/2, 3/2$	9
I.3	Échelle des niveaux paraboliques $ n, m_1, m_2\rangle$	11
I.4	Échelle des niveaux paraboliques $ n, m, k\rangle$	12
I.5	Fonction d'onde du niveau nC	12
I.6	Schéma de niveaux 50C-49C	13
I.7	Durée de vie du niveau 50C	14
I.8	Couplage dipolaire entre mêmes niveaux de Rydberg	16
I.9	Couplage dipolaire entre niveaux de Rydberg différents	18
I.10	Interaction dipolaire 60S-60S	19
I.11	Interaction dipolaire 60S-60P _{3/2}	20
I.12	Deux atomes circulaires côté à côté	21
I.13	Interaction dipolaire 50C-50C	22
II.1	Schéma du cryostat	27
II.2	Schéma de la puce à atomes supraconductrice	28
II.3	Champs magnétiques créés par la puce	29
II.4	Schéma de principe du MOT miroir	30
II.5	Raie D2 du ⁸⁷ Rb	31
II.6	Schéma du 2D-MOT	32
II.7	Refroidissement évaporatif RF	34
II.8	Condensat de Bose-Einstein sur puce	35
II.9	Séquence expérimentale typique	36
II.10	Faisceaux sonde	37
II.11	Image par absorption du nuage par la sonde côté	38
II.12	Effet de l'algorithme de réduction des franges	39
II.13	Absorption « no-log »	40
II.14	Excitation du niveau 60S	43
II.15	Faisceaux laser pour l'excitation des Rydberg	43
II.16	Système de détection des atomes de Rydberg	44
II.17	Détection sélective des niveaux 60S _{1/2} et 57S _{1/2}	45
II.18	Spectres d'excitation laser 5S-60S avant le dépôt de rubidium sur la puce	46
II.19	Diagramme Stark autour du niveau 60S	47

Liste des tableaux

I.1	Défauts quantiques du ^{87}Rb et ^{85}Rb	5
I.2	Temps de vie du niveau 60S à température finie.	9
I.3	Coefficients de Van der Waals 60S-nl	20
II.1	Quelques nuages typiques	41
II.2	Effet Stark quadratique des niveaux proches du 60S	48

Introduction

Chapitre I

Atomes de Rydberg alcalins en interaction

Un atome de Rydberg est un atome dont un électron au moins occupe un état de grand nombre quantique principal n . Par là, un atome de Rydberg présente des propriétés physiques surdimensionnées par rapport à un atome non excité ou peu excité. On le remarque tout d'abord sur sa taille : un atome de rubidium dans le niveau $n = 110$ a une extension spatiale de l'ordre d'1 μm , vingt mille fois plus grande que le rayon de Bohr, qui représente l'ordre de grandeur caractéristique de la taille d'un atome dans son état fondamental.

Avec un électron à une telle distance du cœur atomique, les atomes de Rydberg présentent de très grands moments dipolaires de transition entre états de Rydberg voisins. On comprend dès lors leur très grande sensibilité au rayonnement électromagnétique [1]. Ces très grands moments dipolaires de transition engendrent également de très forts couplages entre atomes de Rydberg voisins, par l'intermédiaire de l'interaction dipolaire. Ces couplages sont eux aussi plusieurs ordres de grandeur plus importants que ceux qui se manifestent entre des atomes dans le niveau fondamental. L'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg est au cœur des travaux de recherche présentés dans cette thèse. Ce premier chapitre vise à en apporter les éléments théoriques importants pour la compréhension des résultats et discussions qui seront abordés par la suite.

La première partie de ce chapitre décrit la théorie du défaut quantique [2], qui permet de calculer les énergies propres des états de Rydberg et leur fonction d'onde radiale loin du cœur atomique positif. Il est alors aisément de calculer les éléments de matrice de l'opérateur de dipôle électrique entre deux niveaux de Rydberg. Connaître les dipôles de transition entre un niveau de Rydberg et les niveaux voisins permet entre autres de calculer la durée de vie des niveaux de Rydberg. Nous introduirons ensuite la base des états paraboliques qui permet une description claire des niveaux de Rydberg circulaires en présence d'un champ extérieur. La connaissance des dipôles de transition est également essentielle au calcul des interactions dipolaires entre deux atomes de Rydberg, ce que nous aborderons dans un troisième paragraphe. Enfin, nous verrons le détail de cette interaction dans deux cas particuliers : les atomes de Rydberg en interaction autour du niveau 60S et les atomes de Rydberg en interaction autour du niveau circulaire 50C. Ces deux cas particuliers seront à nouveau discutés plus en détail dans des chapitres dédiés aux expériences que nous avons menées.

I.1 Les atomes de Rydberg alcalins : des hydrogénoides géants

Un atome de Rydberg alcalin a un seul électron dans un niveau de grand nombre quantique principal n . L'essentiel de la fonction d'onde de cet électron est localisé dans des régions atomiques éloignées du cœur, c'est-à-dire de l'ensemble du noyau atomique et des couches électroniques inférieures. Pour cette raison, il ressemble à un atome d'hydrogène, dont l'unique électron voit un cœur protonique simple de charge totale $+q = 1,602\,176\,565(35) \times 10^{-19}$ C [3]. Dans le cas de l'hydrogène, ce cœur est plusieurs ordres de grandeurs plus petit que la taille typique de l'orbite de l'électron : le niveau électronique fondamental 1S a un « rayon » caractéristique $a_0 = 0,529\,177\,210\,92(17)$ Å [3], alors que le proton a un rayon $r_p = 0,8775(51)$ fm [3].

Les cinq ordres de grandeur séparant le rayon de l'orbite électronique et le rayon du proton permettent de considérer que le potentiel vu par l'électron est parfaitement coulombien sur tout l'espace. Les énergies propres de l'atome d'hydrogène sont alors données par

$$E(n, l, j) = -\frac{E_I}{n^2}, \quad (\text{I.1})$$

avec

$$E_I = \frac{1}{1 + \frac{m_e}{M}} \frac{m_e q^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \quad (\text{I.2})$$

l'énergie d'ionisation pour l'électron dans le niveau 1S de l'atome d'hydrogène, où M est la masse du cœur atomique (masse d'un proton pour l'atome d'hydrogène, masse atomique m_{Rb87} pour l'atome de ^{87}Rb dans un état de Rydberg), n le nombre quantique principal, m_e la masse de l'électron, ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide, et \hbar la constante de Planck réduite.

Les états propres de ce modèle s'écrivent en coordonnées sphériques comme le produit d'une partie radiale, fonction de r qui est la distance de l'électron au cœur atomique, par une partie angulaire, fonction des coordonnées angulaires θ et ϕ [4] :

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_{nl}(r) \cdot Y_l^{m_l}(\theta, \phi). \quad (\text{I.3})$$

Ici, l est le nombre quantique orbital et m_l le nombre quantique magnétique, associé à la projection du moment angulaire orbital de l'électron sur l'axe de quantification. Cette première description ne prend pas en compte les corrections aux énergies dues au couplage entre le moment magnétique intrinsèque de l'électron, son spin, et son moment magnétique orbital, ce que l'on dénomme couplage fin. Elle néglige tout autant le couplage entre le moment magnétique total de l'électron et le moment magnétique du cœur atomique, le couplage hyperfin [5].

En présence de couplage fin, les bons nombres quantiques deviennent n, l, j, m_j , avec $j = l + s$ où $s = 1/2$ est le moment magnétique de spin de l'électron. Le couplage hyperfin étant très petit pour les niveaux de Rydberg, nous en ferons fi et continuerons d'utiliser la base avec moment cinétique total j de l'électron pour décrire les niveaux électroniques.

En comparaison avec l'atome d'hydrogène, le cœur positif de l'atome de Rydberg alcalin comporte une structure d'extension spatiale bien plus importante [2]. Dans la région des couches électroniques inférieures, le potentiel est bien plus profond que le potentiel coulombien car l'effet d'écrantage partiel de la charge totale positive du cœur par les électrons internes disparaît lorsque l'on s'en approche : c'est l'effet de pénétration du cœur. Ensuite, la distribution spatiale des charges positives et négatives entraîne une polarisabilité du cœur composé. L'électron de Rydberg interagit avec cette distribution de charge complexe, ce qui modifie sa fonction d'onde et son énergie propre. Afin de rendre compte de ces effets, il est nécessaire d'apporter une correction aux énergies propres de l'électron de Rydberg d'un atome alcalin : le défaut quantique.

I.1.1 Hamiltonien de l'atome de Rydberg et défaut quantique

Les deux effets précédemment cités de pénétration du cœur et de polarisabilité du cœur peuvent être efficacement décrits par la théorie du défaut quantique. Celui-ci apparaît comme une correction δ_{nlj} au nombre quantique principal n dans l'équation des énergies propres des niveaux électroniques [2], qui devient

$$E(n, l, j) = \frac{-E_I}{(n - \delta_{nlj})^2}, \quad (\text{I.4})$$

avec

$$\delta(n, l, j) = \delta_{lj,0} + \frac{\delta_{lj,2}}{(n - \delta_{lj,0})^2} + \frac{\delta_{lj,4}}{(n - \delta_{lj,0})^4} + \frac{\delta_{lj,6}}{(n - \delta_{lj,0})^6} + \dots \quad (\text{I.5})$$

Table I.1 Défauts quantiques du ^{85}Rb extraits de [6, 7] et du ^{87}Rb extraits de [8]

	^{85}Rb		^{87}Rb	
	$\delta_{lj,0}$	$\delta_{lj,2}$	$\delta_{lj,0}$	$\delta_{lj,2}$
$nS_{1/2}$	3,131 180 4(10)	0,1784(6)	3,131 180 7(8)	0,1787(2)
$nP_{1/2}$	2,654 884 9(10)	0,2900(6)		
$nP_{3/2}$	2,641 673 7(10)	0,2950(7)		
$nD_{3/2}$	1,348 091 71(40)	-0,602 86(26)	1,348 091 8(11)	-0,6054(4)
$nD_{5/2}$	1,346 465 72(30)	-0,596 00(18)	1,346 462 2(11)	-0,5940(4)
$nF_{5/2}$	0,016 519 2(9)	-0,085(9)		
$nF_{7/2}$	0,016 543 7(7)	-0,086(7)		

La série (I.5) développe le défaut quantique en puissances de $1/(n - \delta_{lj,0}) = 1/n^*$: n^* est le nombre quantique principal corrigé du défaut quantique. Ses coefficients, présentés en table (I.1), sont extraits des mesures précises des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg voisins [9–11] et la série sous cette forme converge rapidement [12] : pour les niveaux de $n > 40$, les deux premiers termes suffisent à obtenir une précision meilleure que le kHz sur une large gamme de valeurs de n . Les coefficients de la série sont fonction de l et j , ainsi que de l'espèce atomique. Nous n'avons pas connaissance de défauts quantiques mesurés pour le ^{87}Rb autres que ceux présentés ici,

mais l'utilisation de ceux du ^{85}Rb fournit de bons résultats grâce à la grande similarité des structures électroniques de ces deux isotopes. En ce qui concerne les niveaux de $l > 3$, leurs défauts quantiques sont petits, et donc d'autant plus difficiles à mesurer. Ils seront donc négligés par la suite. Avec les valeurs connues des défauts quantiques, nous obtenons des fréquences de transition entre niveaux de Rydberg voisins avec une précision meilleure que $\sim 50\text{kHz}$.

Dans le cas extrême des niveaux de Rydberg circulaires, qui ont un moment orbital maximal $l = n - 1$, le défaut quantique peut être considéré nul et alors on retrouve le modèle de l'atome d'hydrogène sans correction autre que la masse du cœur.

I.1.2 Partie radiale de la fonction d'onde et calcul du dipôle de transition

Ayant ces outils à notre disposition, nous pouvons désormais nous employer à calculer les éléments de matrice de l'opérateur de transition dipolaire $\mathbf{d} = q\mathbf{r}$ entre niveaux de Rydberg, qui apparaît de façon essentielle dans les termes de couplage des atomes avec le rayonnement électromagnétique et dans le couplage dipolaire entre deux niveaux de Rydberg $|n, l, j, m_j\rangle$ et $|n', l', j', m'_j\rangle$. Ces éléments de matrice s'écrivent

$$\begin{aligned} \langle nl, l, j, m_j | q\mathbf{r} | n', l', j', m'_j \rangle &= q \langle n, l, j, m_j | r \frac{\mathbf{r}}{r} | n', l', j', m'_j \rangle \\ &= q \cdot \int r^2 dr R_{nl}^*(r) r R_{n'l'}(r) \langle l, j, m_j | \frac{\mathbf{r}}{r} | l', j', m'_j \rangle \quad (\text{I.6}) \\ &= q \mathcal{R}(nl, n'l') \mathcal{A}(ljm_j, l'j'm'_j), \end{aligned}$$

c'est-à-dire comme produit d'une partie radiale \mathcal{R} et d'une partie angulaire \mathcal{A} . Or la partie radiale $R_{nl}(r)$ de la fonction d'onde est affectée par l'effet de pénétration du cœur décrit plus haut et doit donc être corrigée [2]. Le calcul de \mathcal{R} peut être fait numériquement par une méthode dite de Numerov [2, pp.10-24]. Cette méthode s'appuie sur le fait que le potentiel à l'extérieur du cœur atomique reste coulombien. La partie radiale de la fonction d'onde peut donc y être calculée à partir de la même équation, avec les mêmes conditions aux limites à $r \rightarrow \infty$, mais avec une énergie totale différente qui est imposée par les défauts quantiques.

La figure (I.1) montre la probabilité de présence $r^2|R_{nS}(r)|^2$ de l'électron de Rydberg dans le niveau nS du ^{87}Rb . Cela montre que la fonction d'onde se situe essentiellement loin du cœur atomique et justifie donc la validité de la méthode de Numerov.

À partir du calcul de $R_{nl}(r)$, l'on peut aisément dériver la partie radiale de l'opérateur dipôle \mathbf{d} . L'on apprend en particulier que la partie radiale de \mathbf{d} entre deux niveaux de nombre quantique principal similaire varie comme $\mathcal{R} \sim a_0 \cdot n^{*2}$. Mentionnons ici que le rayon moyen de l'orbitale électronique d'un niveau de Rydberg est très similaire au calcul de la partie radiale de l'opérateur dipôle :

$$\langle r_{|n, l, j, m_j\rangle} \rangle = \int r^2 dr R_{nl}(r).r.R_{nl}(r) = \mathcal{R}(nl, nl) \propto a_0 \cdot n^{*2}. \quad (\text{I.7})$$

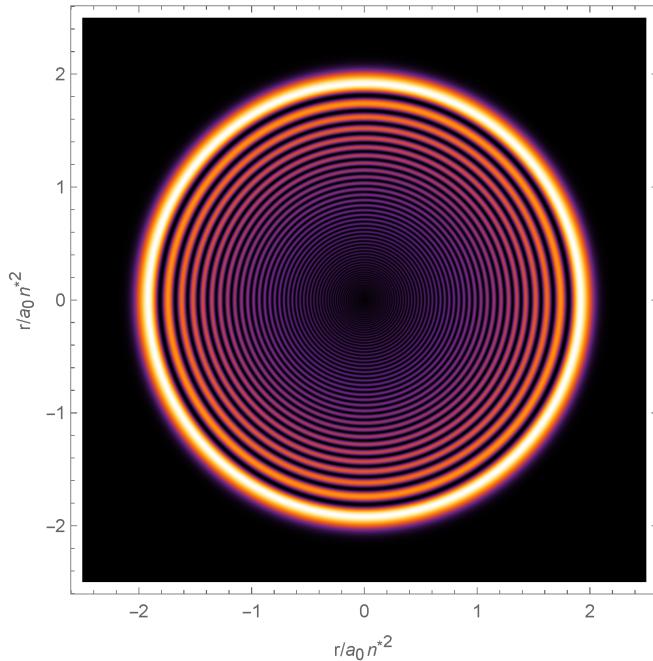


Figure I.1 Probabilité de présence de l'électron dans le niveau nS : $r^2 \times |R_{\text{ns}}(r)|^2$, dans l'un quelconque de ses plans de symétrie.

I.1.3 Temps de vie des niveaux de Rydberg

Avec la connaissance des dipôles de transition d'un niveau de Rydberg vers les niveaux voisins, il est possible de connaître le temps de vie de celui-ci. Deux processus entrent en jeu dans la désexcitation radiative à température finie de ces niveaux atomiques : les transitions par émission spontanée mais aussi les transitions par absorption ou émission stimulée par le rayonnement de corps noir de leur environnement. En effet, les transitions entre niveaux de Rydberg proches en énergie sont dans le domaine des micro-ondes millimétriques. Cela implique qu'elles seront à considérer dès les très basses températures : contrairement aux photons optiques, des photons micro-ondes sont déjà émis par le rayonnement du corps noir aux températures cryogéniques, de quelques mK à quelques K.

À titre d'exemple, la fréquence de la transition entre le niveau $|60S1/2\rangle$ et le niveau $|59P3/2\rangle$ vaut $\nu = E/h = 18,5213$ GHz. La température de corps noir correspondant à cette fréquence est de $T = h\nu/k_B = 0,89$ K. Cette transition sera donc limitante pour le temps de vie du niveau 60S dès lors que celui-ci sera dans un environnement dépassant les 500 mK.

À température nulle, le temps de vie d'un niveau excité est calculé uniquement à partir des coefficients d'Einstein pour l'émission spontanée [13]. Un électron dans un niveau excité est couplé aux niveaux de plus basse énergie par les modes électromagnétiques du vide et le taux de désexcitation d'un niveau initial $|i\rangle$ vers un niveau final $|f\rangle$ séparés d'une énergie $E_f - E_i = -\hbar\omega_{if} < 0$ est donné par :

$$A_{if} = \frac{2\omega_{if}^3}{3\epsilon_0 c^3 \hbar} \cdot q^2 \cdot |\langle i | r | f \rangle|^2 \quad (\text{I.8})$$

Ce coefficient est le produit de la densité de modes du rayonnement électromagnétique autour de la fréquence résonante $\nu_{if} = \omega_{if}/2\pi$ et du moment dipolaire de transition entre les niveaux $|i\rangle$ et $|f\rangle$ couplés par ce rayonnement. Le temps de vie de l'état excité est alors calculé en sommant les taux d'émission spontanée vers chacun des niveaux auxquels il a accès par transition dipolaire électrique. Les transitions dipolaires par émission d'un photon respectant la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$ et $\Delta m \leq 1$, la quantité de termes à considérer s'en trouve heureusement limitée.

À température finie cependant, l'absorption et l'émission stimulée vers les niveaux voisins entrent en jeu. Le coefficient d'Einstein pour l'absorption et l'émission stimulée s'écrit ici

$$B_{if} = A_{if} \cdot \bar{n}(\omega_{if}) \quad (\text{I.9})$$

Il s'agit alors de connaître, pour une température donnée, le taux d'occupation du rayonnement électromagnétique aux fréquences des transitions entre niveaux de Rydberg. Ce taux nous est donné par la distribution de Bose-Einstein pour un gaz de bosons [14] :

$$\bar{n}(\omega) = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{k_B T}} - 1} \quad (\text{I.10})$$

qui devient, lorsque $k_B T \gg \hbar\omega$,

$$\bar{n}(\omega) \sim \frac{k_B T}{\hbar\omega}. \quad (\text{I.11})$$

Le nombre de photons par mode varie alors linéairement avec la température et ces photons stimulent des transitions vers des niveaux de Rydberg proches, diminuant ainsi le temps de vie du niveau de départ.

I.1.4 Le niveau de Rydberg 60S : $|n = 60, l = 0\rangle$

Afin d'illustrer les propriétés singulières des niveaux de Rydberg, prenons un exemple qui nous sera utile par la suite : le niveau de Rydberg 60S, qui a donc un moment cinétique orbital $l = 0$. Nous nous intéresserons à sa taille, à ses dipôles de transition avec les niveaux voisins, et à son temps de vie.

Grâce à l'équation (I.7), nous pouvons obtenir la taille de l'orbitale électronique dans le niveau 60S : son rayon moyen vaut $\langle r \rangle = 4850 a_0 = 256,5 \text{ nm}$.

De par la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$, les termes à considérer pour les transitions dipolaires depuis le niveau $|n = 60, l = 0\rangle$ sont les couplages avec les niveaux $nP_j = |n, l = 1, j\rangle$, $j \in \{1/2, 3/2\}$. La figure (I.2) montre, pour tous les n , la somme des coefficients d'Einstein d'émission spontanée et d'absorption et émission stimulée à différentes températures vers les niveaux nP_j .

Il est clair d'après la figure (I.2) que le rayonnement du corps noir à 4,2 K contribue peu à une réduction de la durée de vie du niveau 60S par rapport à l'émission spontanée vers les niveaux de bas n , alors que le rayonnement du corps noir à 300 K aura un effet considérable, ce que confirme la table (I.2).

Le temps de vie du niveau 60S, de l'ordre de 250 μs aux températures cryogéniques, permet d'observer et manipuler celui-ci pendant des temps qui sont longs à l'échelle

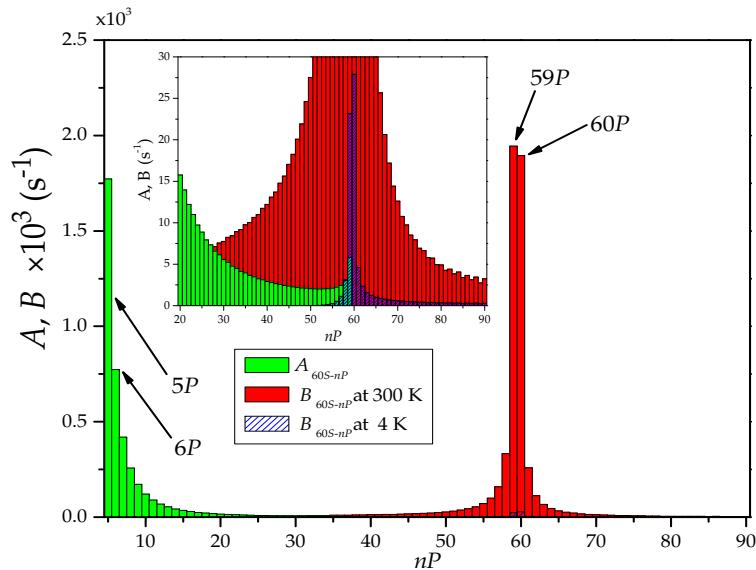


Figure I.2 Coefficients d’Einstein pour l’émission spontanée (A) et pour l’absorption et émission stimulée par le rayonnement du corps noir(B), depuis le niveau 60S vers les niveaux nP_j . Pour chaque n , nous montrons la somme des coefficients vers $nP_{j=1/2}$ et $nP_{j=3/2}$. L’insert montre à une échelle plus adaptée la contribution du rayonnement du corps noir à 4 K .

Table I.2 Temps de vie du niveau 60S à température finie.

	temps de vie à 0 K	temps de vie à 4,2 K	temps de vie à 300 K
60S _{1/2}	244,5 μs	239,8 μs	99,4 μs

du mouvement d’un nuage de Rydberg. Cependant si l’on souhaite développer une plateforme de simulation quantique, des temps d’observation beaucoup plus longs sont nécessaires. Les atomes de Rydberg circulaires ont des durées de vie à température nulle de l’ordre de la dizaine de ms, soit cent fois plus que le niveau 60S. Cela fait des atomes circulaires de bons candidats pour un simulateur quantique.

I.2 Les niveaux de Rydberg circulaires

Les niveaux de Rydberg de grand moment orbital, et en particulier les états de Rydberg circulaires, présentent une structure fine et un défaut quantique qui sont très largement négligeables. Ils sont en cela parfaitement similaires à l’atome d’hydrogène. On peut utiliser pour les étudier les fonctions d’onde analytiques hydrogénoides sans perte de précision. Pour la même raison, le nombre quantique j qui rend compte du couplage fin n’est plus nécessaire.

Les autres perturbations que peut subir le modèle de l’atome d’hydrogène, comme la présence d’un champ électrique ou magnétique extérieur en deviennent d’autant plus importantes à prendre en compte. De plus, les niveaux circulaires étant extrêmement anisotropes, l’absence d’axe de quantification leur est préjudiciable. Ils se mélangent

alors rapidement aux niveaux voisins et il est utile de leur imposer un faible champ électrique afin de pallier ce problème. En premier lieu, le champ extérieur définit un axe de quantification pour le moment cinétique orbital de l'atome. Au cours de ce paragraphe, nous considérerons qu'un axe de quantification est défini selon (Oz) par un champ électrique, mais nous négligerons pour le moment l'effet Stark, par lequel la présence d'un champ électrique extérieur influence les niveaux électroniques. La présence d'un champ selon l'axe privilégié (Oz) brise la symétrie sphérique du problème et la description des fonctions d'onde en coordonnées sphériques, donc sur la base des harmoniques sphériques, n'est plus la mieux adaptée à la situation.

I.2.1 La base des états paraboliques

La construction de la base des harmoniques sphériques était fondée sur la conservation du moment cinétique lors du mouvement. Rien ne contrarie cet invariant ici, mais il peut être utile d'en dégager un deuxième. En effet, dès lors que la fonction d'onde électronique reste loin du cœur atomique, l'interaction entre l'électron de valence et le cœur se réduit à un mouvement à force centrale. La mécanique céleste a traité extensivement des mouvements à force centrale, et nous apprend qu'ils ont en commun l'invariance du vecteur de Runge-Lenz, qui caractérise l'excentricité des trajectoires des corps.

L'analogie entre l'interaction gravitationnelle des corps célestes et l'interaction coulombienne au sein des atomes permet de définir l'opérateur vectoriel :

$$\hat{\mathbf{A}} = \frac{1}{\sqrt{-2m_e E}} \left(\frac{1}{2} (\hat{\mathbf{p}} \wedge \hat{\mathbf{L}} - \hat{\mathbf{L}} \wedge \hat{\mathbf{p}}) - m_e e^2 \frac{\mathbf{r}}{r} \right). \quad (\text{I.12})$$

Cet invariant commute avec le hamiltonien de l'atome d'hydrogène et est de même dimension que l'opérateur de moment orbital $\hat{\mathbf{L}}$. Les vecteurs propres de $\hat{\mathbf{A}}$ prennent donc une forme similaire à ceux de $\hat{\mathbf{L}}$ et ses valeurs propres varient de 0 à $\hbar(n-1)$.

Malheureusement, les opérateurs \hat{L} et \hat{A} ne commutent pas. Il est donc nécessaire, afin d'obtenir une bonne base de description, de construire de nouveaux opérateurs qui commutent entre eux et vérifient les relations de commutation d'un moment cinétique à trois dimensions. Les opérateurs

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{J}}_1 &= \frac{1}{2} (\hat{L} - \hat{A}) \\ \text{et} \\ \hat{\mathbf{J}}_2 &= \frac{1}{2} (\hat{L} + \hat{A}). \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

vérifient ces propriétés, et commutent avec le hamiltonien. Au sein d'une même multiplicité, ces opérateurs vérifient

$$\hat{\mathbf{J}}_1^2 = \hat{\mathbf{J}}_2^2 = -\frac{\hbar^2}{4} - \frac{m_e e^4}{8E}, \quad (\text{I.14})$$

ce qui s'écrit aussi

$$E = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2(2j_1 + 1)^2} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2(2j_2 + 1)^2}. \quad (\text{I.15})$$

L'on retrouve ici le fait que pour une énergie E fixée et donc au sein d'une multiplicité de nombre quantique principal n , $\hat{\mathbf{J}}_1$ et $\hat{\mathbf{J}}_2$ définissent chacun un moment cinétique $j_{1,2} = (n - 1)/2$.

Les états propres au sein d'une même multiplicité sont alors obtenus en diagonalisant $\hat{\mathbf{J}}_1^2$, $\hat{\mathbf{J}}_2^2$ et les composantes \hat{J}_{1z} et \hat{J}_{2z} . En notant $\hbar m_{1,2}$ les valeurs propres de $\hat{J}_{1,2z}$, on pourra caractériser les états propres par les nombres $\{j_1, m_1, j_2, m_2\}$. Or pour n fixé, $j_1 = j_2 = (n - 1)/2$. Ainsi, un état propre sera entièrement défini par les nombres quantiques $|n, m_1, m_2\rangle$, avec m_1 et m_2 variant entre $-(n - 1)/2$ et $+(n - 1)/2$. Par construction de $\hat{\mathbf{J}}_{1,2}$, il est aisément de retrouver le nombre quantique magnétique $m = m_1 + m_2$. La figure (I.3) propose une représentation schématique des niveaux $|m_1, m_2\rangle$ d'une même multiplicité n .

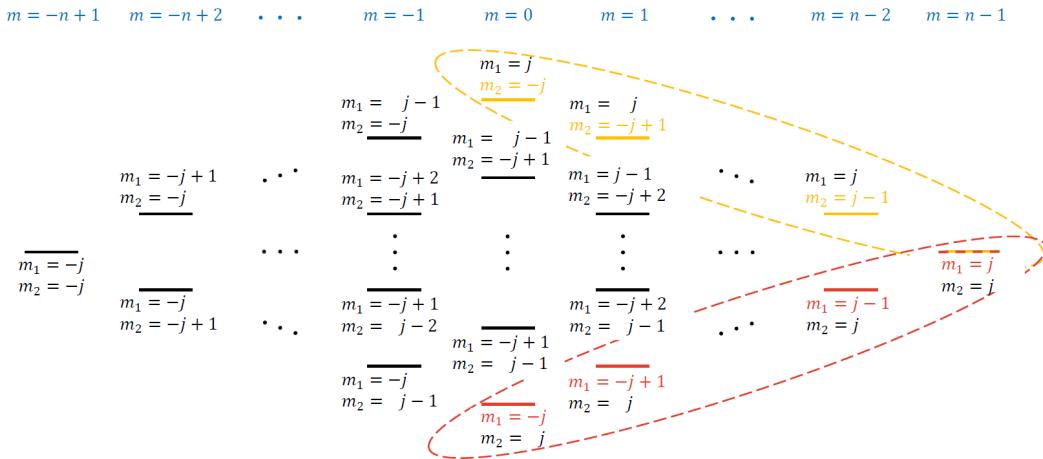


Figure I.3 Niveaux paraboliques $|n, m_1, m_2\rangle$ de même nombre quantique principal n , classés horizontalement en fonction de leur nombre quantique magnétique $m = m_1 + m_2$. Le nombre $j = j_1 = j_2$ est la valeur des moments cinétiques $\hat{\mathbf{J}}_1$ et $\hat{\mathbf{J}}_2$ et vaut $j = (n - 1)/2$. La diagonale jaune représente la direction de variation de m_2 à m_1 fixé et la diagonale rouge la direction de variation de m_1 à m_2 fixé.

Afin d'aider à la représentation des états atomiques, introduisons un nouveau nombre quantique $k = m_1 - m_2$, qui quantifie l'excentricité de l'orbite électronique et permet de transformer la base $|n, m_1, m_2\rangle$ en la base $|n, m, k\rangle$:

$$\begin{cases} n & \text{le nombre quantique principal} \\ m & \text{le nombre quantique magnétique variant de } -(n - 1) \text{ à } (n - 1) \\ k = m_1 - m_2 & \text{variant de } (-m - (n - 1)) \text{ à } (-m + n - 1). \end{cases} \quad (\text{I.16})$$

La figure (I.4) propose une représentation schématique des niveaux $|m, k\rangle$ de m très élevé au sein d'une multiplicité n .

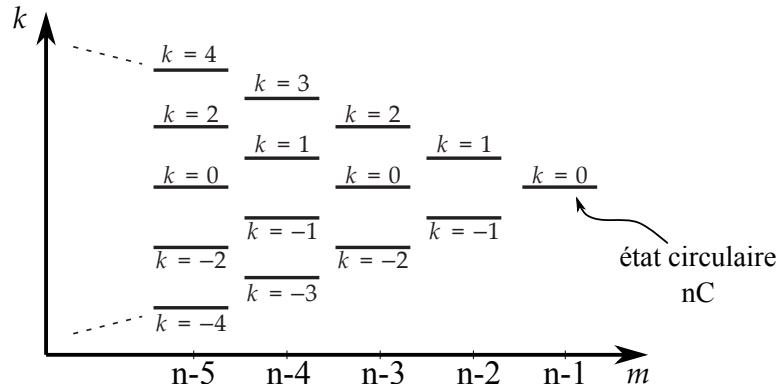


Figure I.4 Niveaux paraboliques $|n, m, k\rangle$ de même nombre quantique principal n , classés horizontalement en fonction de leur nombre quantique magnétique m et étiqueté selon le nombre quantique k . Seuls les niveaux de très grand m sont représentés.

Le niveau de m maximal dans une multiplicité donnée, $|n, m = n - 1, k = 0\rangle = |n, l = n - 1, m = l\rangle$, est appelé le niveau circulaire nC. Sa fonction d'onde électronique se réduit à un tore éloigné du cœur atomique, de rayon $\sim n(n-1)a_0$, et contenu dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification. La figure (I.5) montre la probabilité de présence $r^2|R(r)|^2$ de l'électron dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification, pour le niveau de Rydberg nC. Celle-ci a une présente un rayon moyen valant

$$\langle r|_{nC} \rangle \simeq a_0 \cdot n^2. \quad (\text{I.17})$$

Les niveaux de m élevé mais non maximal seront appelés niveaux elliptiques en raison de la forme de leurs fonctions d'onde et seront étiquetés sur la base $|n, m, k\rangle$.

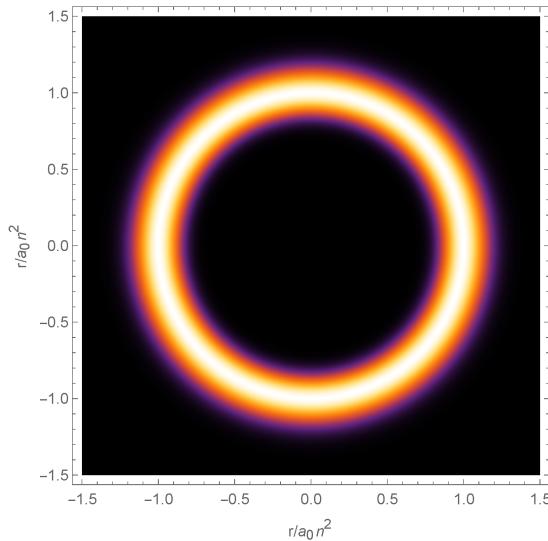


Figure I.5 Probabilité de présence de l'électron dans le niveau nC : $r^2 \times |R_{nC}(r)|^2$, dans le plan perpendiculaire à l'axe de quantification et passant par le noyau. Celle-ci décrit un tore de rayon $n^2 a_0$ autour du cœur atomique.

I.2.2 Le niveau de Rydberg 50C : $|n = 50, l = 49, m_l = 49\rangle$

Parmi les niveaux de Rydberg circulaires, le niveau 50C sera d'un intérêt particulier pour nous. Ce niveau circulaire $n = 50$ a une taille valant $\langle r \rangle_{50C} \simeq 50^2 a_0 = 2500 a_0 = 132 \text{ nm}$.

En ce qui concerne leur temps de vie, les niveaux de Rydberg circulaires ont une différence essentielle avec les niveaux de faible l : les niveaux circulaires n'ont de transition dipolaire possible que vers des niveaux eux aussi à très grand l , et donc à très grand n . Il n'y a d'ailleurs qu'une seule transition spontanée possible depuis le niveau circulaire $nC = |n, l = n - 1, m_l = l\rangle$, c'est celle vers le niveau circulaire $(n-1)C = |n' = n - 1, l' = n' - 1, m'_l = l'\rangle$. En effet, il n'existe aucun niveau de plus basse énergie que nC mais qui aurait un l qui lui soit égal ou supérieur. La figure (I.6) représente les schémas de niveaux près de l'état circulaire $n = 50$ et met en évidence l'absence de toute autre transition par émission spontanée depuis le niveau 50C. Le niveau 50C ne peut donc se désexciter spontanément que vers le niveau 49C, ce qui réduit considérablement la contribution de l'émission spontanée à son taux de désexcitation radiative. Le calcul du dipôle de transition $\langle 50C | \hat{d} | 49C \rangle$ donne une valeur de $1704,71 \text{ ea}_0$. En appliquant l'équation (I.8) à la fréquence de transition $50C \rightarrow 49C$ de $54,259\,55 \text{ GHz}$, on obtient un taux de désexcitation valant $\Gamma_{50C}(0 \text{ K}) = A_{i=50C-f=49C} = 34,9056 \text{ Hz}$. Le temps de vie à température nulle du niveau 50C est donc de $\tau_{0,50C} = 28,65 \text{ ms}$, soit cent fois plus que pour le niveau 60S.

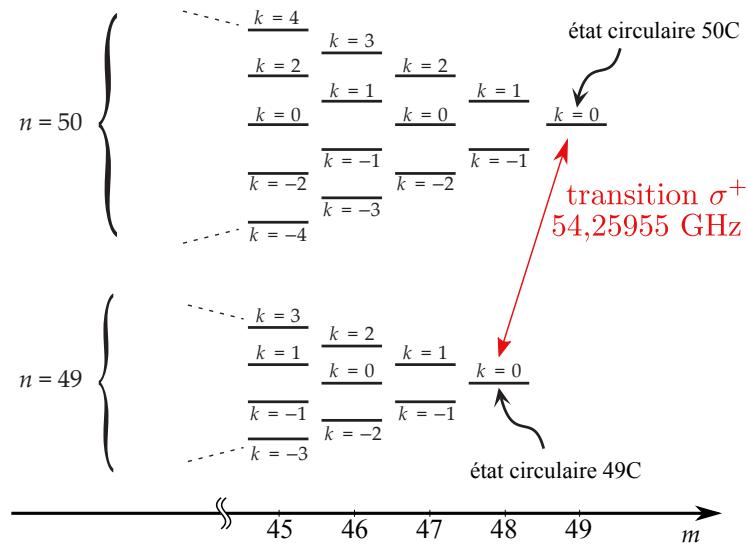


Figure I.6 Schéma de niveaux des multiplicités $n = 50$ et $n = 49$ près des niveaux 50C et 49C. La seule transition possible par émission spontanée depuis le 50C est la transition vers le 49C.

Étant donné le faible taux de désexcitation spontanée du niveau 50C, l'effet du rayonnement du corps noir sur sa durée de vie sera important dès les très basses températures. Le rayonnement du corps noir amplifiera non seulement le taux de désexcitation vers le niveau 49C, mais autorisera également par absorption les transitions vers les niveaux de n supérieur. Ainsi, alors que la réduction du temps de vie du niveau 60S entre 0 K et 4,2 K est faible (voir table I.2, la durée de vie du 60S est réduite de $(1 - 239,8/244,5) = 2\%$), la réduction du temps de vie du niveau 50C entre 0 K et

4,2 K est bien plus importante et se porte à $(1 - 8,36 / 28,65) = 71\%$. À température ambiante de 300 K, la durée de vie de 50C est même réduite à 122 μ s, très similaire à celle du niveau 60S. La figure (I.7) montre l'évolution de la durée de vie du niveau 50C en fonction de la température de rayonnement du corps noir, calculée à partir des équations (I.9) et (I.10).

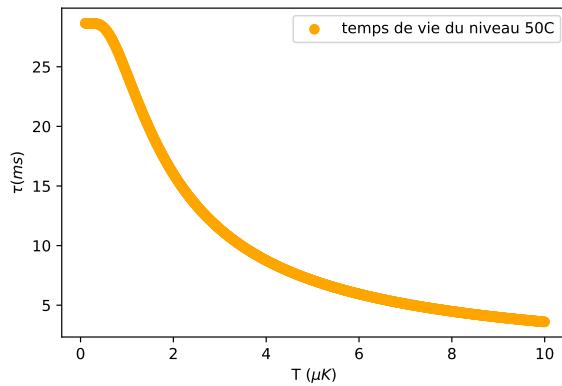


Figure I.7 Durée de vie radiative du niveau de Rydberg 50C en fonction de la température de rayonnement du corps noir.

Nous avons désormais une bonne connaissance des caractéristiques des atomes de Rydberg individuels, en particulier dans les niveaux 60S et 50C. Ce sont de très grands atomes, avec de très grands moments dipolaires de transition, et un temps de vie très long. Comment se comportent ces atomes de Rydberg lorsqu'ils ne sont plus isolés mais proches les uns des autres ?

I.3 Atomes de Rydberg en interaction

Dans cette thèse, nous allons nous intéresser aux interactions entre plusieurs atomes de Rydberg voisins, dans des niveaux identiques ou proches en énergie. Le reste de ce chapitre est consacré au calcul de ces interactions et à leur application aux deux cas qui nous concernent : autour des niveaux 60S et 50C.

I.3.1 Deux atomes de Rydberg qui se parlent

L'opérateur de moment dipolaire entre deux niveaux de Rydberg proches est grand, comme nous l'avons évoqué. En cela, les atomes de Rydberg sont de très bonnes antennes pour le rayonnement électromagnétique lorsque celui-ci est résonant avec les fréquences de transition entre niveaux proches. Cette caractéristique s'accentue fortement lorsque le nombre quantique principal augmente, car le moment dipolaire varie en n^{*2} . Ces grands moments de transition dipolaires font aussi apparaître une interaction importante entre deux atomes de Rydberg différents : bien qu'ils restent des objets neutres électriquement, ces grands dipôles se voient très bien de loin. En électromagnétisme classique, le terme de couplage entre deux dipôles électriques s'écrit [15]

$$V_{dd}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\mathbf{d}_1 \cdot \mathbf{d}_2 - 3(\mathbf{d}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\mathbf{d}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right) \quad (\text{I.18})$$

où \mathbf{d}_1 décrit le premier dipôle, \mathbf{d}_2 le deuxième dipôle et \mathbf{r} le vecteur d'espace qui les sépare. On peut alors écrire, par analogie, le hamiltonien d'interaction entre deux atomes en remplaçant les dipôles classiques par les opérateurs dipôle électrique de chaque atome. La distance entre les atomes sera cependant traitée de façon classique, en supposant que la distance entre les atomes est très grande devant l'extension spatiale de leurs fonctions d'onde. C'est ce qu'on appelle l'approximation dipolaire. Le potentiel d'interaction dipolaire s'écrit dans ce cas

$$\begin{aligned} \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \hat{\mathbf{d}}_2 - 3(\hat{\mathbf{d}}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\hat{\mathbf{d}}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right) \\ &= \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \left(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \hat{\mathbf{r}}_2 - 3(\hat{\mathbf{r}}_1 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r})(\hat{\mathbf{r}}_2 \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}) \right). \end{aligned} \quad (\text{I.19})$$

Remarquons que ce terme dépend du produit des opérateurs de transition dipolaire électrique de chaque atome. L'interaction entre atomes de Rydberg varie donc comme $(n^{*2})^2 = n^{*4}$.

Calculer l'interaction entre deux atomes de Rydberg revient à diagonaliser le hamiltonien total du système des deux atomes dans l'espace de Hilbert des états possibles pour la paire d'atomes. Sans autre *a priori*, une base naturelle pour cet espace est le produit tensoriel $|R_1\rangle \otimes |R_2\rangle$ des états de chaque atome. Dans cette base, le hamiltonien du système s'écrit

$$\hat{H} = \hat{H}_{0,1} + \hat{H}_{0,2} + \hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) \quad (\text{I.20})$$

où $\hat{H}_{0,i}$ est le hamiltonien de l'atome i isolé.

En l'absence de champ électrique ou magnétique extérieur, l'axe de quantification pour les niveaux de chaque atome n'est pas déterminé. Il semble naturel de choisir alors comme axe de quantification le vecteur qui sépare les atomes. Dans cette géométrie, le potentiel d'interaction dipolaire prend la forme

$$\hat{V}_{dd}(\mathbf{r}) = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{r}_1\hat{r}_2}{r^3} \frac{4\pi}{3} \times \left(\hat{Y}_1^1(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^{-1}(\theta_2, \phi_2) + \hat{Y}_1^{-1}(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^1(\theta_2, \phi_2) + 2\hat{Y}_1^0(\theta_1, \phi_1)\hat{Y}_1^0(\theta_2, \phi_2) \right) \quad (\text{I.21})$$

où les $Y_l^{m_l}$ sont les harmoniques sphériques, solutions des équations de Legendre [4]. Dans cette base, l'opérateur \hat{V}_{dd} préserve le nombre quantique magnétique total $M = m_{j1} + m_{j2}$. Cette condition définit un sous-espace des niveaux de même M pour la paire d'atomes, sous-espace qui a une dimension infinie. Il sera donc nécessaire, pour calculer l'interaction entre les deux atomes, de tronquer ce sous-espace. Dans le sous-espace tronqué, nous pouvons diagonaliser le hamiltonien (I.20) pour chaque distance interatomique r .

I.3.2 Deux atomes dans le même niveau de Rydberg

Dans le cas de deux atomes dans le même niveau de Rydberg a , la règle de sélection $\Delta l = \pm 1$ impose que $\langle aa|\hat{V}_{dd}|aa\rangle = 0$. L'opérateur d'interaction dipolaire n'agit donc sur la paire $|aa\rangle$ que comme une perturbation de second ordre, *via* le couplage à des niveaux de paire intermédiaires $|cd\rangle$. La figure (I.8) représente ce couplage au second ordre. L'énergie d'interaction résultant de cette perturbation prend la forme

$$C_{aa}(r) = \sum_{|cd\rangle} \frac{\langle aa|\hat{V}_{dd}|cd\rangle \langle cd|\hat{V}_{dd}|aa\rangle}{2E_a - E_c - E_d} = \frac{C_{6,aa}}{r^6} \quad (\text{I.22})$$

où E_i est l'énergie d'un atome de Rydberg individuel dans l'état i . L'interaction dipolaire prend donc la forme d'une interaction de Van der Waals en $1/r^6$, avec un coefficient valant $C_{6,aa}$.

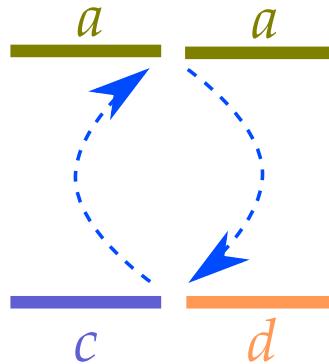


Figure I.8 Schéma du couplage dipolaire entre deux atomes dans des niveaux de Rydberg a identiques : le couplage s'effectue au second ordre *via* les niveaux c et d .

La situation se complique lorsque l'un des niveaux intermédiaires $|cd\rangle$ est quasi-dégénéré avec le niveau $|aa\rangle$, c'est-à-dire lorsque $\langle aa|\hat{V}_{dd}|cd\rangle \gg |2E_a - E_c - E_d|$. Le

développement perturbatif est en effet invalidé sous cette condition et il est nécessaire de traiter le problème différemment. Si $|c\rangle = |d\rangle$, alors le sous-espace à observer est composé des deux états $|aa\rangle$ et $|cc\rangle$ et l'on a $E_c \simeq E_a$. Le hamiltonien d'interaction s'écrit alors

$$H_{aa-cc} = \begin{vmatrix} |aa\rangle & |cc\rangle \\ |aa\rangle & 2E_a - \frac{\langle aa|V_{dd}|cc\rangle}{r^3} \\ |cc\rangle & \frac{\langle aa|V_{dd}|cc\rangle}{r^3} & 2E_a \end{vmatrix}. \quad (\text{I.23})$$

Les états propres de ce hamiltonien sont les combinaisons symétrique et antisymétrique $(|aa\rangle \pm |cd\rangle)/\sqrt{2}$, et présentent les énergies propres

$$2E_a \pm \Delta E_{dd} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|cc\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{C_{3,aa}}{r^3}. \quad (\text{I.24})$$

Si, au contraire, $|c\rangle \neq |d\rangle$, on est alors en présence de trois états dégénérés : $|aa\rangle$, $|cd\rangle$ et $|dc\rangle$. Il est utile de réécrire ceux-ci en combinant $|cd\rangle$ et $|dc\rangle$ symétriquement et anti-symétriquement en $|C\rangle = (|cd\rangle + |dc\rangle)/\sqrt{2}$ et $|NC\rangle = (|cd\rangle - |dc\rangle)/\sqrt{2}$. En effet, \hat{V}_{dd} ne couple pas le niveau $|aa\rangle$ avec le niveau $|NC\rangle$. On peut donc appliquer le traitement réservé jusqu'ici au cas $|c\rangle = |d\rangle$ en remplaçant $|cc\rangle$ par $|C\rangle$. Nous obtenons donc deux états propres $(|aa\rangle \mp |C\rangle)/\sqrt{2}$ avec les énergies

$$2E_a \pm \Delta E_{dd} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|C\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{\langle aa|V_{dd}|cd\rangle}{r^3} = 2E_a \pm \frac{C_{3,aa}}{r^3}. \quad (\text{I.25})$$

Ces cas particuliers sont analogues à ce que l'on appelle dans d'autres contextes les résonances de Förster [16].

I.3.3 Deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents

Intéressons-nous désormais aux interactions entre deux atomes de Rydberg dans les états a et b . Il y a alors deux états de paire dégénérés $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$. De même que précédemment, les termes de couplage $\langle ab|\hat{V}|ab\rangle = \langle ba|\hat{V}|ba\rangle$ sont nuls. L'on peut tout de même introduire un opérateur potentiel effectif V_{eff} pour le système à deux niveaux $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$, qui tiendra compte des couplages de second ordre avec des états intermédiaires. Les éléments de matrice de V_{eff} sont

$$\begin{aligned} C_{ab} &= \langle ab|V_{eff}|ab\rangle = \langle ba|V_{eff}|ba\rangle \\ \text{et} \\ A_{ab} &= \langle ab|V_{eff}|ba\rangle = \langle ab|V_{eff}|ba\rangle. \end{aligned} \quad (\text{I.26})$$

L'hamiltonien d'interaction s'écrit sous forme matricielle

$$V_{eff} = \begin{vmatrix} |ab\rangle & |ba\rangle \\ |ab\rangle & \begin{pmatrix} C_{ab} & A_{ab} \\ A_{ab} & C_{ab} \end{pmatrix} \\ |ba\rangle & \end{vmatrix}. \quad (\text{I.27})$$

Les termes diagonaux de ce hamiltonien représentent l'interaction directe d'un état de paire avec lui-même, qui se calcule donc comme une perturbation de second ordre via

les niveaux intermédiaires $|cd\rangle$. Comme c'était le cas pour deux atomes dans le même état de Rydberg, cette interaction prend la forme de Van der Waals avec un coefficient $C_{6,ab}$:

$$C_{ab}(r) = \sum_{|cd\rangle} \frac{\langle ab|\hat{V}_{dd}|cd\rangle \langle cd|\hat{V}_{dd}|ab\rangle}{E_a + E_b - E_c - E_d} = \frac{C_{6,ab}}{r^6}. \quad (\text{I.28})$$

Les termes non-diagonaux A_{ab} correspondent eux à une interaction au cours de laquelle les deux atomes échangent leurs états. Si la transition $a \rightarrow b$ est autorisée par les règles de sélection dipolaires, alors cette interaction d'échange est un couplage *direct* de $|ab\rangle$ et $|ba\rangle$. Il varie donc comme un potentiel dipolaire en $1/r^3$. Dans le cas contraire, l'interaction d'échange sera un couplage dipolaire indirect au second ordre, variant donc en $1/r^6$, voire d'ordre supérieur, comme l'illustre la figure (I.9).

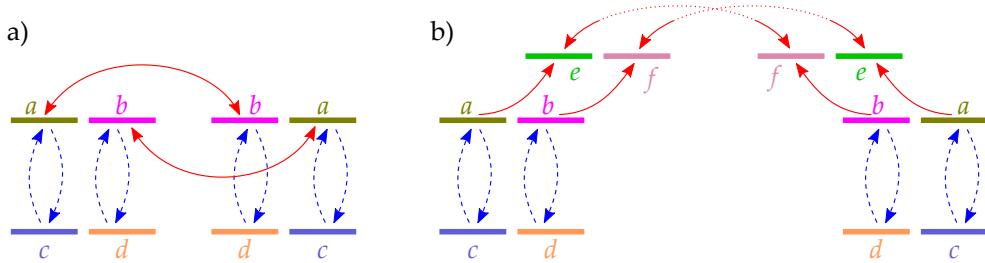


Figure I.9 Schéma du couplage dipolaire entre deux atomes dans des niveaux de Rydberg différents a et b : le couplage $ab - ab$ s'effectue au second ordre *via* les niveaux c et d . Le couplage $ab - ba$ peut s'effectuer à l'ordre 1(a), à l'ordre 2 via des niveaux intermédiaires e et f (b), ou plus encore.

Lorsque les termes d'échange A_{ab} deviennent comparables aux termes d'interaction directe C_{ab} , il peut être judicieux de diagonaliser le hamiltonien effectif (I.27). En effet, les états propres de celui-ci, qui sont les combinaisons symétrique et anti-symétrique ($|ab\rangle \pm |ba\rangle$)/ $\sqrt{2}$, ne sont plus dégénérés et présentent respectivement des déplacements d'énergie

$$\Delta E_{dd} = C_{ab} \mp A_{ab}. \quad (\text{I.29})$$

Afin d'illustrer les calculs d'interaction que nous venons de présenter, nous allons les appliquer à nos deux exemples que sont le niveau 60S et le niveau 50C. Dans les deux cas, le calcul numérique consiste à diagonaliser le hamiltonien (I.20) à tous les ordres perturbatifs, en limitant l'espace de Hilbert à quelques centaines d'états de paire et sous l'approximation dipolaire.

I.3.4 Les interactions dipolaires du niveau 60S

L'interaction 60S-60S

Dans le cas de l'état $|60S, 60S\rangle$, le terme dominant dans la somme (I.22) permettant de calculer le coefficient de Van der Waals $C_{6,60S60S}$ est le couplage avec les paires $|60P_j, 59P_j\rangle$. Puisque $E_{60S} - E_{59P} > E_{60P} - E_{60S}$, le dénominateur du terme de cou-

plage principal dans (I.22) est positif. On en déduit que l'interaction 60S-60S, et plus généralement toute interaction dipolaire nS-nS, est toujours répulsive. Le calcul nu-

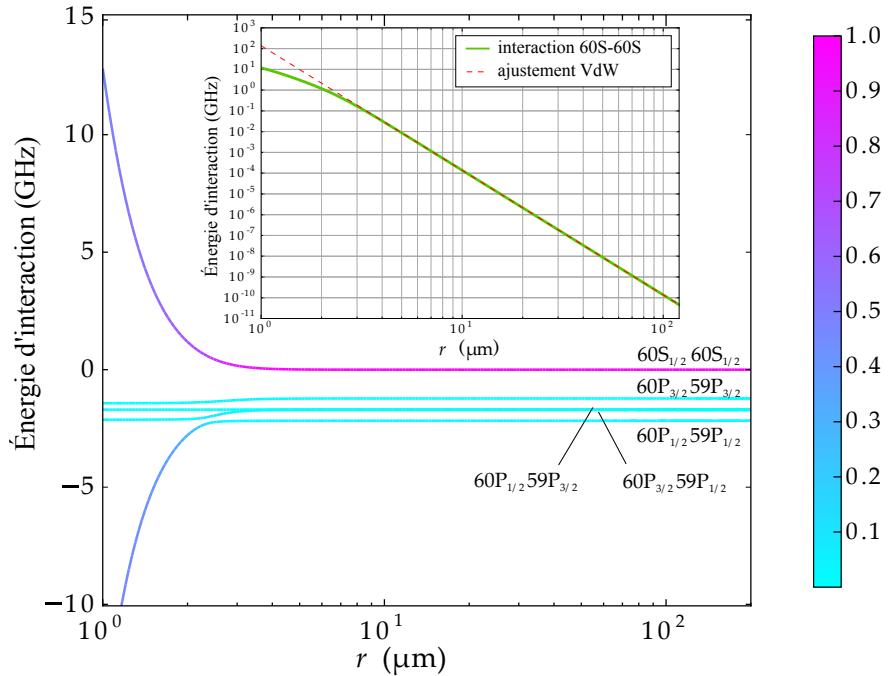


Figure I.10 Déplacement en énergie de la paire 60S-60S par interaction de Van der Waals. Les différents sous-niveaux $|60P_j, 59P_j\rangle$ sont représentés. L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|60S, 60S\rangle$. L'insert représente le déplacement d'énergie en échelle log-log et son ajustement sous la forme de Van der Waals.

mérique de l'interaction 60S-60S et son ajustement sous la forme de Van der Waals, représentés en figure (I.10), donnent la valeur

$$C_{6,60S60S} = 137,6(1) \text{ GHz } \mu\text{m}^6. \quad (\text{I.30})$$

L'ajustement de Van der Waals fonctionne très bien aux distances supérieures à $\sim 3 \mu\text{m}$. Cependant, aux très courtes distances, la paire $|60S, 60S\rangle$ est très fortement couplée aux niveaux $|60P_j, 59P_j\rangle$. La distance critique est celle à laquelle le couplage dipolaire est aussi fort que la différence d'énergie entre les deux états de paire non perturbés, soit ici $\sim 2 \text{ GHz}$. En deçà de cette distance, les états propres du hamiltonien s'éloignent de plus en plus de l'état non perturbé $|60S, 60S\rangle$ et l'interaction évolue vers une interaction dipolaire résonante en $1/r^3$.

Les interactions 60S-nl

Le niveau 60S interagit également avec des états de n et l différents. Il convient alors, comme nous l'avons montré en (I.3.3), de calculer non seulement les coefficients de Van der Waals C_{ab} , mais aussi les éléments de matrice d'échange A_{ab} . De plus, il est possible ici d'avoir des termes d'échange dûs à un couplage dipolaire direct et qui varient donc en r^3 .

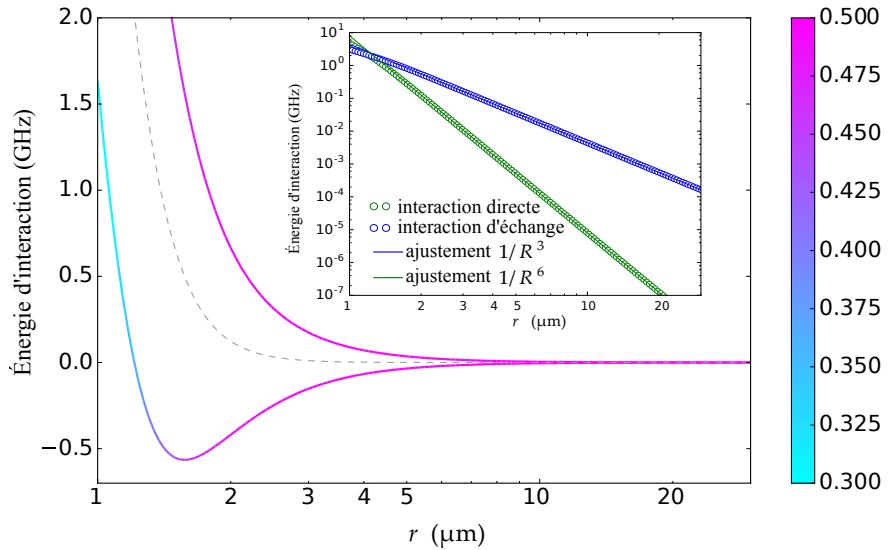


Figure I.11 Énergie de la paire $60S-60P_{3/2}$ en présence de l’interaction dipolaire. Les branches inférieure et supérieure correspondent respectivement aux superpositions symétrique et antisymétrique des deux niveaux de départ. L’échelle de couleur représente le carré de la projection sur l’état non perturbé $|60S, 60P_{3/2}\rangle$. La ligne pointillée représente le déplacement en énergie dû à l’interaction directe. L’insert représente le déplacement d’énergie ainsi que le terme d’échange en échelle log-log et leurs ajustements en $1/r^6$ et $1/r^3$ respectivement.

La figure (I.11) montre par exemple le résultat du calcul de l’interaction dipolaire pour une paire $60S-60P_{3/2}$. Aux grandes distances, l’état de la paire est projeté uniformément sur les deux superpositions symétrique et anti-symétrique. Aux plus courtes distances cependant, d’autres niveaux contaminent la paire, qui n’est plus dans une superposition de $|60S\rangle$ et $|60P_{3/2}\rangle$.

En procédant de la même façon, on peut obtenir les coefficients d’interaction dipolaire pour n’importe quelle paire $60S-nl$. La table (I.3) synthétise les résultats des calculs numériques pour plusieurs paires contenant le niveau $60S$.

Table I.3 Coefficients de Van der Waals pour les interactions de paire entre le niveau $60S$ et différents niveaux voisins nl .

	C_6 (GHz μm^6)	A_6 (GHz μm^6)	A_3 (GHz μm^3)
$60S_{1/2}, 60S_{1/2}$	137,6	0	0
$60S_{1/2}, 57S_{1/2}$	-43,265	0,325	0
$60S_{1/2}, 61S_{1/2}$	290,125	246,475	0
$60S_{1/2}, 60P_{3/2}$	7,976	0	4,411

I.3.5 Les interactions dipolaires du niveau 50C

L’interaction dipolaire entre atomes de Rydberg de très grand moment cinétique est rendue plus complexe du fait de leur forte anisotropie. En effet, l’interaction entre deux

dipôles dépend de l'orientation relative de ceux-ci. Dans le cas des niveaux $l = 0$ tel que le 60S, le problème ne se posait pas car ces niveaux sont à symétrie sphérique. Dès lors que l'on s'intéresse à l'interaction entre des niveaux à symétrie cylindrique, il est indispensable de savoir comment les atomes s'orientent l'un par rapport à l'autre. L'interaction dipolaire entre atomes circulaires est encore compliquée par l'introduction d'un champ électrique extérieur, qui déplace et déforme les niveaux par effet Stark. Le détail de l'interaction dipolaire entre atomes circulaires en présence d'un champ sera discuté au chapitre IV, mais nous prendrons le temps ici de développer la situation la plus simple : celle de deux atomes dans le niveau 50C dont les deux orbites sont contenues dans le même plan, comme l'illustre la figure (I.12). Comme il a été dit



Figure I.12 Représentation de deux atomes de Rydberg circulaires dont les orbites sont dans le même plan. Les tores bleus représentent les orbites électroniques et les flèches rouges la direction du moment cinétique. Si l'on imagine que le dessin est à l'échelle, alors les atomes sont ici séparés d'une distance d'environ 660 nm .

en I.2, les atomes de Rydberg circulaires ont besoin d'un champ électrique extérieur pour se stabiliser. Nous imposerons donc un champ de 1 V/cm, qui définit l'axe de quantification, parallèle aux flèches rouges sur la figure (I.12).

Les règles de sélection étant toujours valides, le couplage se fait *a priori* à l'ordre deux, et l'équation (I.22) permet d'en extraire le coefficient de Van der Waals comme nous l'avons fait pour l'interaction 60S-60S. Cependant, l'équation (I.21) ne prend plus la même forme dans la base parabolique et le moment magnétique total M de la paire atomique n'est plus conservé, ce que doit prendre en compte le calcul numérique.

La figure (I.13) présente le résultat du calcul numérique. Aux grandes distances, l'énergie d'interaction varie bien en $1/r^6$ comme on l'attend, avec un coefficient de Van der Waals

$$C_{6,50C50C}(1 \text{ V/cm}) = 483,17 \text{ GHz } \mu\text{m}^6 . \quad (\text{I.31})$$

Mais dès que les atomes se rapprochent à une distance inférieure à 10 μm , l'énergie d'interaction varie en $1/r^3$ jusqu'à très courte distance. En effet, lorsque l'interaction dipolaire devient suffisamment forte, le champ électrique extérieur ne suffit plus à définir le plan des orbites, et le niveau de paire est perturbé. C'est ce que l'on retrouve sur la coloration de la courbe : à une distance critique de l'ordre de 10 μm le niveau de la paire s'éloigne du niveau non perturbé $|50C50C\rangle$. La paire est alors dans un état superposé de plusieurs $|nmk, n'm'k'\rangle$, entre lesquels apparaissent des couplages dipolaires résonants en $1/r^3$. Ce problème sera traité en détail dans le chapitre IV, lorsque nous nous intéresserons aux conditions dans lesquelles les interactions entre atomes circulaires sont les plus avantageuses pour la simulation quantique.

Si l'on approche encore les deux atomes, à des distances inférieures à 2 μm , la base

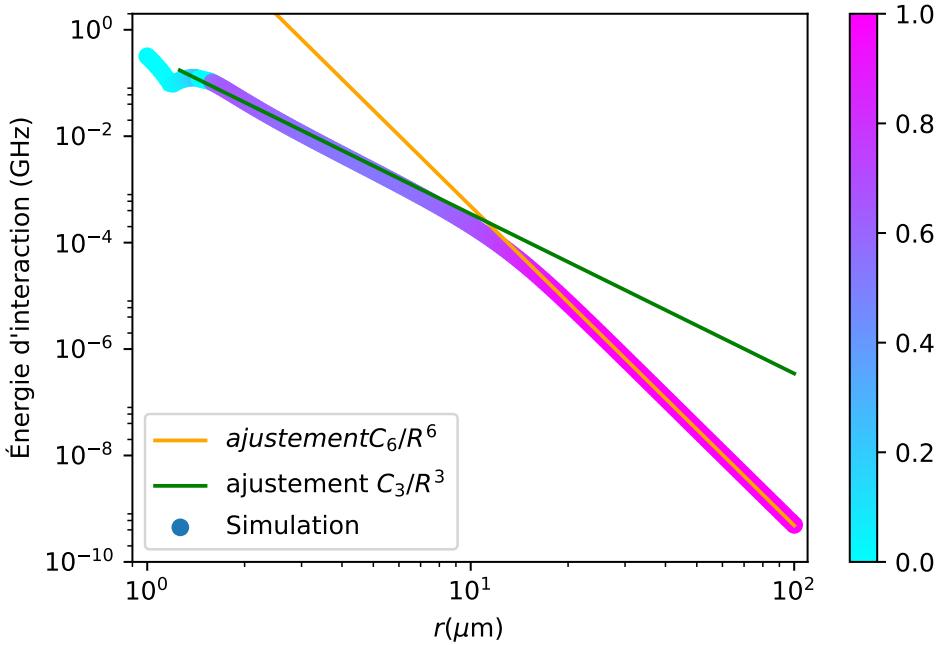


Figure I.13 Déplacement en énergie de la paire 50C-50C placés côte à côte (cf fig(I.12)) par interaction dipolaire, sous un champ électrique de 1 V/cm. L'échelle de couleur représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|50C50C\rangle$ de l'état propre du hamiltonien qui le suit adiabatiquement. Le comportement dévie franchement de la forme de Van der Waals en $1/r^6$ dès que la distance interatomique est inférieure à 10 μm .

des états propres du hamiltonien de paire devient très différente de la base des états non perturbés. Il est alors très difficile de décrire simplement l'interaction dipolaire.

Conclusion

Nous avons dans ce chapitre présenté les caractéristiques physiques principales des atomes de Rydberg alcalins. Nous avons utilisé la théorie du défaut quantique afin de décrire les niveaux de Rydberg de faible moment cinétique. Ceux-ci dévient en effet du modèle de l'atome d'hydrogène par les effets de pénétration et de polarisabilité du cœur atomique, ce que permet de corriger le défaut quantique. Ainsi nous avons pu calculer décrire le niveau 60S, en donnant la forme de sa fonction d'onde, sa taille et sa durée de vie radiative à différentes températures.

Nous nous sommes ensuite intéressés aux niveaux de Rydberg circulaires, qui semblent être de meilleurs candidats pour la simulation quantique grâce à leur temps de vie plus long. La théorie du défaut quantique n'est plus nécessaire pour décrire les niveaux circulaires. Cependant, l'introduction de la base des états paraboliques est d'une grande aide à leur description, en particulier en présence d'un champ électrique. Nous avons ainsi pu décrire le niveau de Rydberg circulaire 50C, qui présente un temps de vie à température nulle de presque 30 ms.

En dernier lieu, nous avons vu comment les atomes de Rydberg interagissent entre eux par interaction dipolaire. À grande distance, l'interaction dipolaire entre deux atomes de Rydberg prend la forme de Van der Waals avec une dépendance en C_6/r^6 , où r est la distance entre les deux atomes. Nous avons pu déterminer les coefficients de Van der Waals C_6 pour l'interaction entre une paire d'atomes dans les niveaux $|60S60S\rangle$, $|60S,nl\rangle$ et $|50C50C\rangle$, en diagonalisant à chaque fois le hamiltonien complet du système pour toutes les distances r . Aux distances très courtes, lorsque l'interaction dipolaire devient comparable aux différences d'énergie entre les niveaux de Rydberg, les niveaux de Rydberg se mélangent et l'interaction dipolaire ne peut plus être traitée simplement.

Les expériences que nous avons menées portent sur l'étude de l'interaction dipolaire entre atomes de Rydberg. Il nous a fallu pour cela mettre en œuvre un dispositif expérimental que nous présentons dans le prochain chapitre.

Chapitre II

Des atomes de Rydberg froids en environnement cryogénique

INTRODUCTION DU CHAPITRE
entre autres, longue vie aux Rydberg en environnement cryogénique

II.1 Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein

Introduction de la section :
les atomes froids c'est super

II.1.1 L'environnement cryogénique : cryostat et puce à atomes supraconductrice

L'environnement cryogénique présente un avantage incomparable pour la durée de vie des atomes de Rydberg, mais impose aussi quelques spécificités à notre dispositif d'atomes froids. Le piégeage d'atomes froids pendant des durées suffisantes à leur manipulation exige un vide très poussé dans l'enceinte expérimentale, car les collisions avec les molécules de gaz résiduel éjectent les atomes hors de leur piège. Les chambres de piégeage d'atomes neutres à température ambiante sont généralement étuvées pendant plusieurs semaines afin d'atteindre des pressions de gaz résiduel suffisamment faibles. Dans un environnement cryogénique au contraire, les parois froides de l'enceinte adsorbent une grande partie du gaz résiduel, et des pressions inférieures à 1×10^{-10} mbar sont obtenues sans étuvage. Travailler en environnement cryogénique permet en outre l'utilisation de fils et de bobines supraconducteurs pour le passage des courants électriques qui génèrent les champs magnétiques nécessaires au piégeage des atomes. Des courants de quelques Ampères sont ainsi passés sans dissipation et à proximité des atomes piégés, alors qu'une expérience d'atomes froids à température ambiante nécessite des bobines qui soient placées en-dehors de la chambre et refroidies par des circuits dédiés.

L'environnement cryogénique pour les atomes froids a cependant quelques inconvénients : en premier lieu, l'accès optique est limité car les parois de l'enceinte doivent être opaques pour le rayonnement du corps noir et donc métalliques, chaque hublot de

verre réduisant l'isolation thermique du cœur de l'expérience. En second lieu, l'utilisation d'hélium et d'azote liquide au contact d'un vide poussé présente une lourdeur technique supplémentaire au quotidien.

Le cryostat

Notre expérience est placée au cœur du cryostat représenté en figure (II.1). La conception de ce cryostat a été évoquée dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [17] et discutée plus en détail dans les thèses de Thomas Nirrengarten [18] et Cédric Roux [19]. Le cœur de l'expérience est protégé de la radiation extérieure par des écrans thermiques (« jupes ») en cuivre doré. Ce sont des cylindres ouverts en haut et vissés sur le fond des réservoirs de liquides cryogéniques. La jupe ${}^4\text{He}$ est vissée sur le fond du réservoir d'hélium 4 et la jupe N_2 est vissée au fond du réservoir d'azote liquide. Elles sont donc respectivement thermalisées à 4,2 K et 77 K. Sur chaque jupe, cinq hublots sont installés pour l'accès optique à la zone de piégeage : deux sur les directions $\pm x$, un dans la direction $+y$ qui fait face à la puce, et deux sur le plan yz , de part et d'autre du hublot de face sur les bissectrices des axes $+y$ et $\pm z$, appelées direction $\pm 45^\circ$ respectivement. Par ces hublots, tous les faisceaux laser atteignent la zone de piégeage au cœur de l'expérience. Tous les éléments qui sont installés à l'intérieur de la jupe hélium sont thermalisés à 4,2 K par contact thermique avec le réservoir d'hélium liquide.

L'intérieur de la jupe hélium est revêtu d'une couche de plomb, supraconducteur à 4,2 K. Cette couche de plomb écrante les champs magnétiques extérieurs par effet Meissner [20], et évite les courants de Foucault qui se créeraient dans les jupes à l'allumage ou à l'extinction des courants dans les bobines. Il reste nécessaire cependant d'imposer un champ extérieur de compensation au moment du refroidissement, afin que la couche de plomb ne piége pas de lignes de champ magnétique provenant de l'environnement. Cette compensation du champ constant de l'environnement est réalisée à l'aide de grandes bobines placées à l'extérieur du cryostat.

Enfin, bien que les jupes ne soient pas parfaitement étanches, elles garantissent un vide différentiel entre la partie du cryostat à 300 K, où la pression vaut $1,5 \times 10^{-7}$ mbar, et la partie à 4,2 K, où la pression est inférieure à 1×10^{-10} mbar *.

La puce à atomes

La puce à atome qui siège au cœur de notre expérience est représentée en figure (II.2). C'est une puce assez simple, conçue autour de trois fils supraconducteurs : le fil (LJ), en forme de \mathcal{U} , le fil (LG) en forme de \mathcal{Z} , et le fil (KM) droit. Ces fils sont fabriqués par dépôt de niobium d'une épaisseur de 2 μm sur un substrat de silicium recouvert d'une couche d'oxyde SiO_2 . Le dépôt de niobium est ensuite gravé, et l'ensemble de la puce est recouvert d'une couche d'or de 200 nm d'épaisseur afin de rendre la surface réfléchissante. Les détails de la fabrication de la puce sont présentés en annexe dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [17].

Les fils en \mathcal{U} et en \mathcal{Z} sont la simplification d'un dispositif en forme de \mathcal{H} qui repose sur la circulation d'un courant perpendiculairement à deux autres courants parallèles

*. Cette valeur n'est pas mesurée en raison de l'absence de sonde de pression dans cette région du cryostat, mais inférée à partir du temps de vie des nuages d'atomes piégés, qui est de l'ordre de la minute [21].

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein27

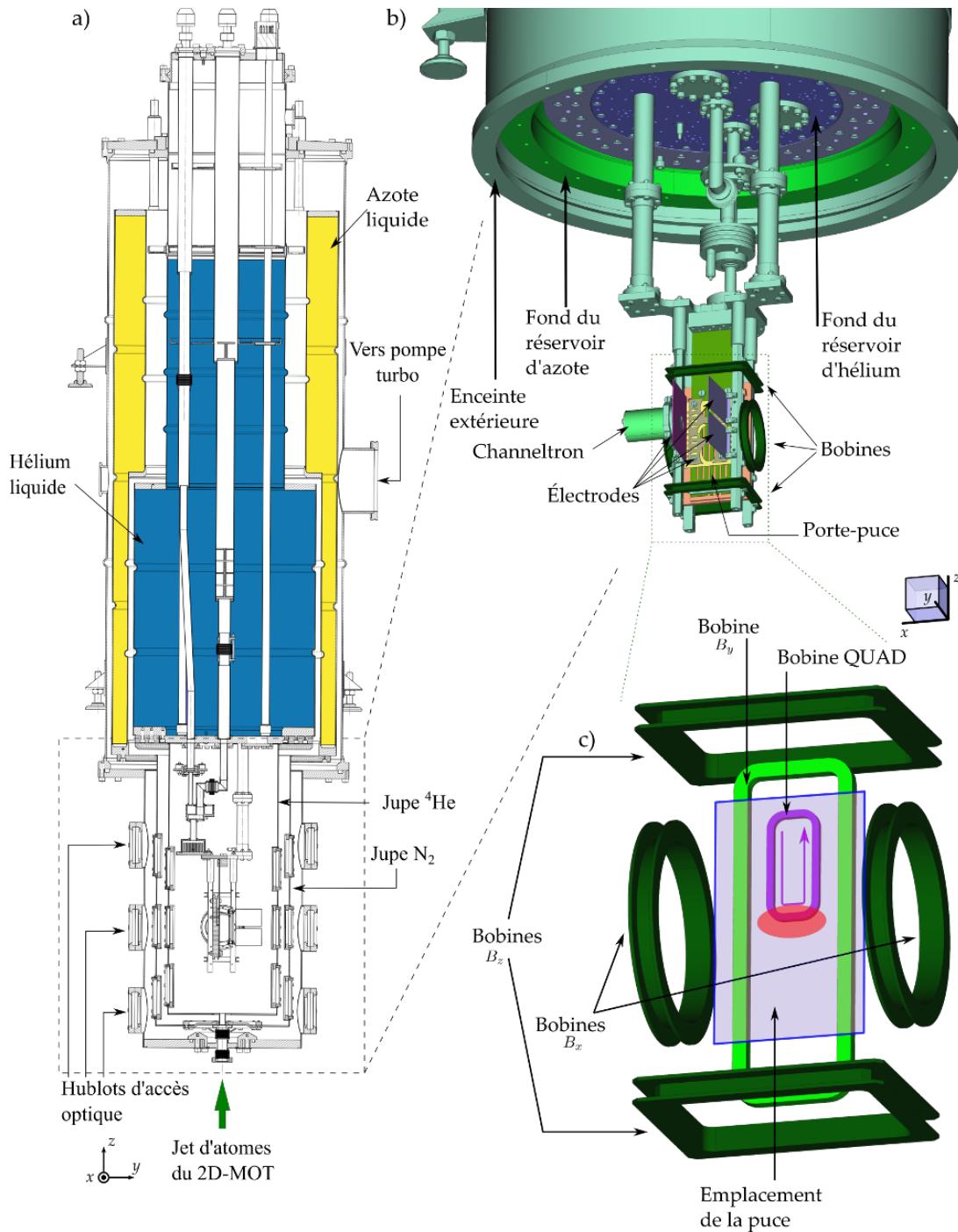


Figure II.1 Schéma du dispositif cryogénique : **a)** coupe du plan de construction du cryostat, avec la puce tournée vers le côté gauche. Le réservoir d'azote liquide est indiqué en jaune, le réservoir d'hélium liquide en bleu. Le cœur de l'expérience est visible, ainsi que les deux « jupes » et l'enceinte extérieure à température ambiante. Cinq hublots, trois en face de la puce et un sur chaque côté, sont installés sur chacune de ces jupes pour l'accès optiques. **b)** vue schématique du cœur de l'expérience. La puce fait face à la direction y . Les bobines (vert foncé), le channeltron et les différentes électrodes sont représentées. On ne voit pas les « jupes » d'azote et d'hélium, ni l'enceinte extérieure. **c)** Vue de plus près des bobines : la bobine QUAD (mauve) génère un champ quadrupolaire pour faire un MOT sur puce. L'emplacement de la puce est représenté par le rectangle bleu devant la bobine QUAD et la bobine B_y (vert clair). La zone rouge indique l'endroit où les atomes de rubidium sont piégés.

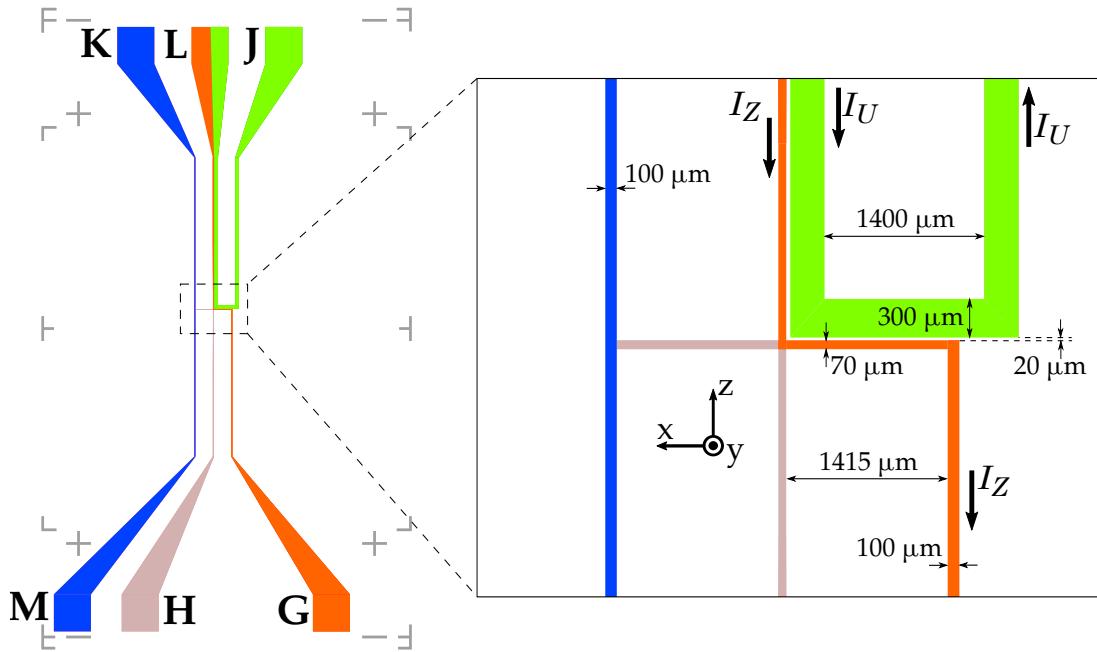


Figure II.2 Schéma de la puce supraconductrice. Les lettres étiquettent les pattes d'entrée/sortie des courants électriques sur la puce. Les couleurs sont une aide visuelle pour mieux suivre les fils : en vert, le « fil \mathcal{U} », en orange le « fil \mathcal{Z} » et en bleu le « fil RF ». À droite, vue de près du centre de la puce, qui détaille la largeur des fils, la distance entre eux et le sens de circulation des courants. Les axes x , y et z coïncident avec ceux de la figure (II.1).

entre eux. La figure (II.3) représente les différentes configurations de champ magnétique créées par les fils \mathcal{U} et \mathcal{Z} de la puce. Lors du passage d'un courant I dans le fil \mathcal{Z} , le segment parallèle à l'axe x créé un champ qui, superposé avec un champ de biais B_Z selon l'axe z , forme un champ quadrupolaire dans le plan yz . Le courant dans les deux bras verticaux circule dans le même sens et crée un champ selon x , avec un minimum non-nul au voisinage du centre du champ quadrupolaire. Le champ total forme alors un piège magnétique de Ioffe-Pritchard (cf figure II.3c)).

De façon similaire, le fil en \mathcal{U} crée aussi, avec l'aide d'un champ de biais B_Z , un champ quadrupolaire dans le plan yz . Les courants dans les bras verticaux circulent cette fois dans des sens opposés, ce qui résulte dans la présence d'un zéro de champ près du centre du champ quadrupolaire. Le champ total permet ici la réalisation d'un piège magnéto optique sur puce en trois dimensions (« 3D-MOT miroir », cf figure II.3d)).

Pour le fil en \mathcal{Z} comme pour le fil en \mathcal{U} , le centre du piège se situe à une distance de la puce valant approximativement

$$r_0 \simeq \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{B_Z} \quad (\text{II.1})$$

et le gradient de champ magnétique à cet endroit vaut

$$|B'(r_0)| = \frac{2\pi}{\mu_0} \frac{B_Z^2}{I} = \frac{B_Z}{r_0} = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I}{r_0^2}. \quad (\text{II.2})$$

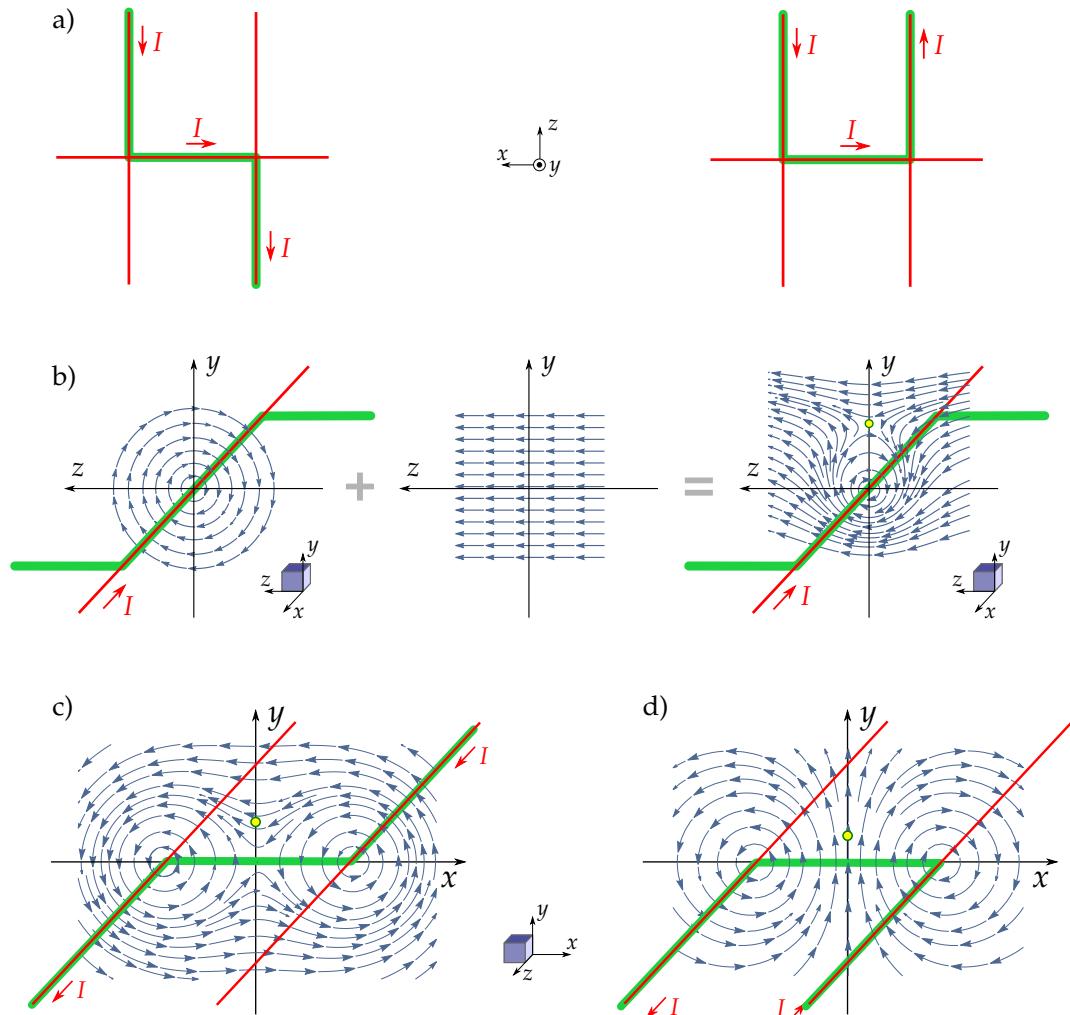


Figure II.3 Champs magnétiques créés par la puce. a) Les fils \mathcal{U} et \mathcal{Z} portent un courant dans la direction x et une paire de courants parallèles dans la direction z . b) Un champ quadrupolaire est créé par la superposition du courant selon x et d'un champ de biais B_Z . Les courants verticaux peuvent circuler soit (c)) dans le même sens, soit (d)) dans des sens opposés. Le module du champ total présentera alors respectivement un minimum non-nul ou nul aux positions marquées par les points jaunes.

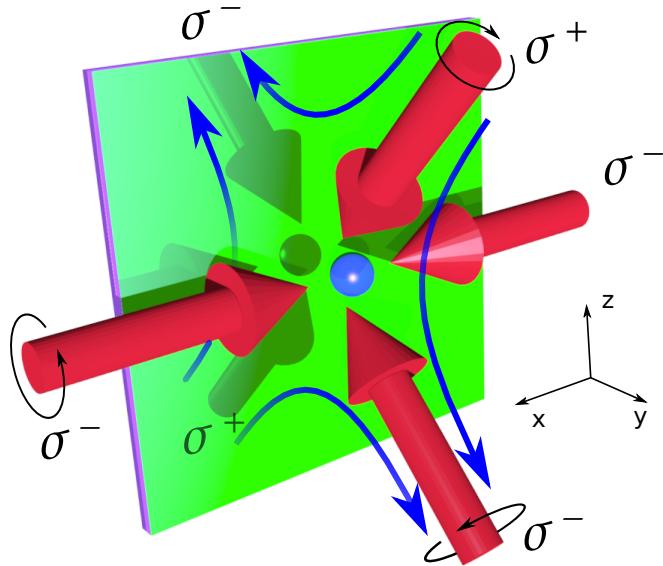


Figure II.4 Schéma de principe du MOT miroir : Deux faisceaux contra-propageants sont envoyés parallèlement à la puce réfléchissante, selon l'axe x . Les deux autres faisceaux dans le plan yz viennent frapper la puce avec un angle de 45° . Leur réflexion sur la puce équivaut à deux faisceaux supplémentaires d'hélicité inversée, représentés en ombre derrière la puce. On obtient bien ainsi une configuration de MOT à six faisceaux.

C'est là une caractéristique importante de la géométrie des pièges : plus le centre du piège est proche de la puce, plus le piège sera confinant dans le plan yz . Le piège s'allonge alors dans la direction x , prenant une forme de cigare de plus en plus anisotrope.

Comme nous l'avons mentionné, notre dispositif nous permet de mettre en œuvre des pièges magnéto-optiques en trois dimensions. Dans beaucoup d'expériences d'atomes froids, ceux-ci sont réalisés à l'aide de trois paires de faisceaux laser contra-propageants, une dans chaque direction de l'espace. Il nous est impossible d'envisager cette configuration, puisque l'axe y est rendu inaccessible par la présence de la puce. L'on peut cependant, avec deux paires de faisceaux laser seulement, simuler une configuration à six faisceaux, en utilisant la surface réfléchissante de la puce. Le schéma de cette configuration, appelée « MOT miroir », est donné en figure (II.4).

II.1.2 Séquence de piégeage et refroidissement

Grâce à ce dispositif, nous pouvons piéger des nuages d'atomes froids sur puce. Nous donnons dans ce paragraphe le détail des différentes étapes de piégeage et de refroidissement des atomes.

Système laser

Le piégeage magnéto-optique du rubidium 87 exploite la raie D2 de celui-ci. La raie D2 est représentée en figure (II.5) avec le détail des sous-niveaux hyperfins des niveaux $5S_{1/2}$ et $5P_{3/2}$ du ^{87}Rb . Nous utilisons la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$ de la raie D2 pour piéger et refroidir les atomes. Cette transition a une largeur naturelle $\Gamma =$

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein31

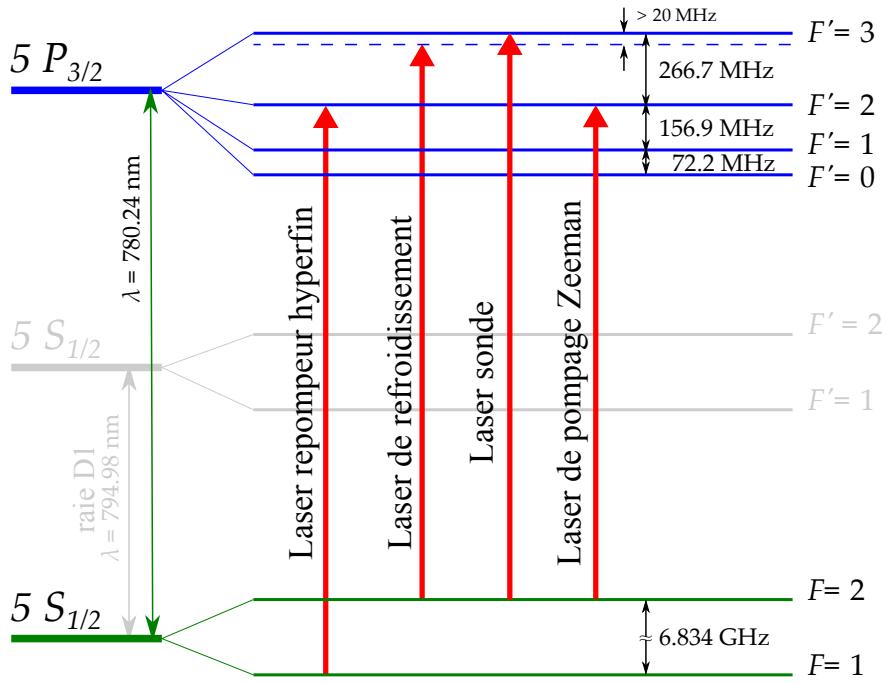


Figure II.5 Structure hyperfine de la raie D2 du ^{87}Rb . Les transitions cyclantes sont montrées pour le laser de refroidissement, le laser repompeur, le laser sonde et le laser de pompage Zeeman.

6,065 MHz [22]. Le laser de refroidissement est généré par un système commercial de diode laser amplifiée TOPTICA TA-110. La fréquence de ce laser est asservie par battement (« beatlock ») à un laser maître, lui-même stabilisé par une cavité Fabry-Pérot. Cette cavité est verrouillée en fréquence sur la transition de refroidissement par absorption saturée dans une cellule de ^{87}Rb . Une commande de tension permet de définir la fréquence du battement et ainsi de contrôler rapidement le désaccord du laser de refroidissement par rapport à la transition $|F = 2\rangle \rightarrow |F' = 3\rangle$.

Il arrive qu'un photon du laser de refroidissement excite un atome du niveau $|F = 2\rangle$ vers le niveau $|F' = 2\rangle$ au lieu de $|F' = 3\rangle$. Cet atome peut alors se désexciter non pas vers le niveau $|F = 2\rangle$ mais vers le niveau $|F = 1\rangle$, qui est un niveau noir pour le laser de refroidissement. Afin d'éviter le pompage des atomes vers ce niveau $|F = 1\rangle$, il est nécessaire d'envoyer, avec le laser de refroidissement, un laser « repompeur » accordé sur la transition $|F = 1\rangle \rightarrow |F' = 2\rangle$. Ce laser repompeur est généré par une troisième diode laser, et indépendamment verrouillé en fréquence par absorption saturée.

Les lasers de sonde et de pompage Zeeman sont prélevés sur le laser de refroidissement et décalés en fréquence par modulation acousto-optique. L'ensemble des faisceaux est transporté de la table optique de préparation au cryostat par des fibres optiques mono-modes à maintien de polarisation. Ils sont enfin mis en forme à proximité immédiate du cryostat.

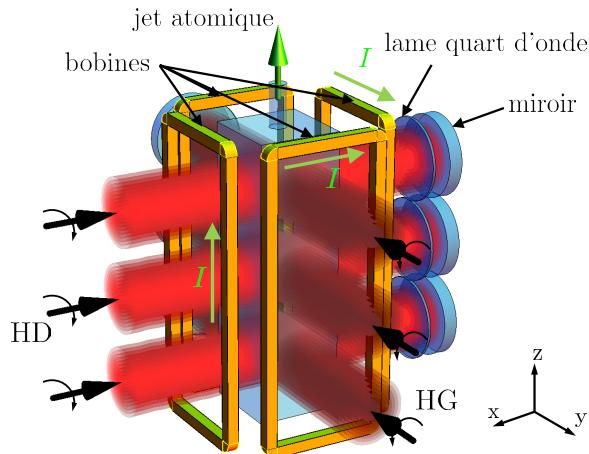


Figure II.6 Schéma du 2D-MOT avec ses trois étages de piégeage. Les polarisations des faisceaux incidents sont indiquées par les lettres HD (pour hélicité droite) et HG (hélicité gauche), relativement à la direction de propagation des faisceaux. Le sens des courants dans les bobines est indiqué par les flèches vertes et la lettre *I*. Chaque faisceau est rétro-réfléchi par un miroir, et le double passage par une lame quart d'onde permet de garantir la bonne polarisation du faisceau réfléchi. Le jet atomique produit par le 2D-MOT est représenté par une flèche qui pointe vers le cryostat.

Piégeage magnéto-optique

Notre dispositif repose sur trois stades de piégeage magnéto-optique successifs. Les atomes de rubidium sont stockées dans une cellule en verre, ouverte vers une enceinte sous ultra-vide (UHV) située à l'extérieur du cryostat. Dans cette enceinte, les atomes sont piégés le long de l'axe *z* par un piège magnéto-optique en deux dimensions (« 2D-MOT »). Celui-ci est schématisé en figure (II.6). L'ensemble du 2D-MOT a été conçu et fabriqué par la laboratoire SYRTE de l'Observatoire de Paris.

Les atomes piégés dans le 2D-MOT diffusent librement selon l'axe *z*, formant un jet vertical qui arrive jusqu'à la puce atomique à l'intérieur du cryostat. Les atomes sont alors capturés dans un MOT de grand volume créé par les bobines de biais et le bas de la bobine « QUAD », représentée en figure (II.1). Le bas de la bobine QUAD permet de créer un champ quadrupolaire similaire à celui du fil *U*, adapté au piégeage magnéto-optique. Le nombre de spires $n = 19$ de la bobine permet de multiplier par autant le courant générateur de champ dans l'équation (II.1). Le grand volume du champ quadrupolaire ainsi créé permet de capturer efficacement les atomes du jet. Le chargement de ce gros « QAUD-MOT » dure de 1 à 3 s, pendant lesquels on peut y collecter quelques 10^8 atomes à une température de l'ordre de $400 \mu\text{K}$.

Le nuage atomique est alors transféré vers un second MOT, créé cette fois par les bobines de biais et le fil *U*, comme nous l'avons mentionné en II.1.1. Ce « U-MOT lointain » présente des gradients similaires au QAUD-MOT mais un volume plus petit. Le taux de transfert entre les deux est estimé entre 10 et 40 % par des observations en fluorescence du nuage. Nous pouvons à ce moment réduire le courant dans le fil *U*, ce qui d'après les équations (II.1) et (II.2) rapproche le piège de la surface de la puce et le comprime en augmentant le gradient de champ. Les gradients de champs étant plus

forts, la force de rappel de la lumière s'en trouve grandie. On peut alors se permettre d'augmenter le désaccord des faisceaux lasers afin de refroidir le nuage atomique. Les températures atteintes dans ce « U-MOT proche » sont de l'ordre de $40\text{ }\mu\text{K}$, pour un nuage d'environ 10^7 à 10^8 atomes.

Les étapes intermédiaires : mélasse optique et pompage Zeeman

L'objectif, après les étapes de piégeage magnéto-optique, est de transférer les atomes dans le piège de Ioffe-Pritchard créé par le fil \mathcal{Z} . Cela sera d'autant plus efficace que le nuage atomique sera froid, et que les atomes seront bien polarisés dans le sous-niveau Zeeman $m_F = +2$ du niveau hyperfin $5S1/2, F = 2$. Avant de les transférer vers le « piège Z », nous faisons donc subir aux atomes deux phases supplémentaires.

Tout d'abord, nous éteignons les champs magnétiques du U-MOT en laissant les faisceaux lasers allumés. Cela initie une étape de mélasse optique d'une durée comprise entre 1 et 5 ms, au cours de laquelle le désaccord laser est augmenté alors que la puissance lumineuse est graduellement diminuée jusqu'à zéro. Cette mélasse optique nous permet de refroidir quelques 10^6 à 10^7 atomes à des températures inférieures à $10\text{ }\mu\text{K}$.

Après l'extinction des lasers de mélasse, un champ magnétique de 1 G à 2 G est rapidement allumé sur la direction $-y$, qui lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman. Un laser de pompage optique polarisé σ^+ se propageant selon $-y$ pompe alors les atomes dans le sous-niveau $m_F = +2$. Après réflexion sur la puce ce faisceau laser repasse à travers le nuage atomique. Son hélicité a certes été inversée par la réflexion, mais sa polarisation du point de vue des atomes est restée la même. Les atomes sont donc encore pompés vers le sous-niveau $m_F = +2$.

Le piégeage magnétique et le refroidissement évaporatif

Lorsque le nuage atomique est bien refroidi et polarisé par les étapes de mélasse et de pompage optique, le piège magnétique est allumé. Pour cela, un courant est imposé dans le fil \mathcal{Z} . Un champ B_z est généré par les bobines, qui permet d'obtenir un champ quadrupolaire comme nous l'avons évoqué en II.1.1, centré sur la position du nuage atomique. Le champ au centre du piège est alors orienté selon la direction x et le minimum de champ, strictement supérieur à 0, permet d'éviter les pertes de Majorana par retournement du spin. Un second champ de biais, B_x , permet en outre de limiter les pertes atomiques dues à la présence d'un bruit radio-fréquence dans notre expérience. Ce bruit peut en effet causer des transitions atomiques vers les états non piégés $m_F < 1$ et il s'agit d'ajuster B_x afin d'éviter que les transitions ne soient résonantes avec la fréquence du bruit [18].

Une fois allumé, le piège magnétique est immédiatement comprimé afin d'augmenter le taux de collision entre les atomes en vue du refroidissement évaporatif. La compression du piège est réalisée adiabatiquement en 150 ms. Le piège comprimé a des fréquences de piégeage de l'ordre de $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) \simeq 2\pi \times (24, 3400, 3400)\text{Hz}$ à une distance de $80\text{ }\mu\text{m}$ de la puce. Nous pouvons alors mettre en œuvre une séquence de refroidissement évaporatif radio-fréquence : les atomes les plus chauds sont transférés vers les sous-niveaux Zeeman non piégés par des transitions radio-fréquence (RF), et ainsi sont éjectés du piège. La fréquence de ces transitions dépend du champ magnétique vu par chaque atome, et donc de sa position dans le potentiel de piégeage. La fréquence du

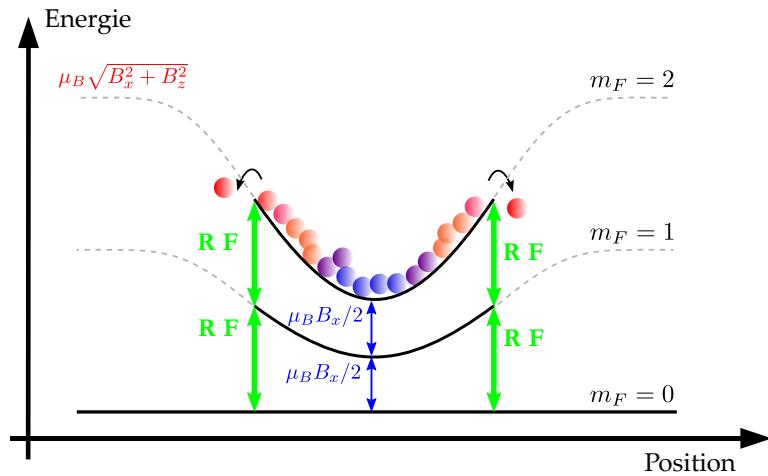


Figure II.7 Refroidissement évaporatif radio-fréquence : le « couteau » RF induit les transitions entre sous-niveaux Zeeman. Une fois dans les sous-niveaux $m_F < 1$, les atomes ne sont plus piégés et sont éjectés du piège. L'aile chaude de la distribution de Boltzmann est évacuée et les atomes restant sont thermalisés à une température plus faible.

signal RF, envoyé dans le fil vertical (KM) de la puce (cf figure II.2), est progressivement diminuée afin d'évaporer les atomes les plus chauds en premier, puis de plus en plus froids. Le reste du nuage thermalise vite grâce au taux de collision élevé et se trouve ainsi refroidi. Plusieurs rampes de fréquence successives sont optimisées en durée et en puissance RF, afin d'obtenir le meilleur refroidissement du nuage atomique. L'étape de refroidissement évaporatif dure de 0 s à 5 s au total. Le schéma de principe du refroidissement évaporatif RF est donné en figure (II.7).

Cette étape de refroidissement nous permet d'abaisser la température du nuage sous le seuil de condensation de Bose-Einstein. Nous pouvons ainsi produire de façon reproduicte des condensats sur puce contenant de 10 000 à 20 000 atomes. La séquence de refroidissement peut également être interrompue avant la condensation, et en choisissant la fréquence finale de la rampe RF, nous pouvons choisir la température du nuage atomique. La figure (II.8) montre des images du nuage atomique après temps de vol pour différentes valeurs de la fréquence finale de la rampe RF.

Enfin, une fois le nuage refroidi à la température souhaitée, le piège magnétique est décomprimé. Cela permet de choisir soit une distance particulière du nuage atomique à la puce, soit la taille du nuage atomique final.

Les atomes qui seraient restés dans le sous-niveau $m_F = +1$ peuvent à leur tour être éliminés du piège en envoyant sur le nuage un signal micro-onde à 6,8 GHz adressant la transition hyperfine $|F = 2, m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 1, m_F = 0\rangle$. En présence d'un champ magnétique, les sous-niveaux Zeeman sont suffisamment résolus pour adresser uniquement cette transition, sans affecter les atomes dans le niveau $|F = 2, m_F = +2\rangle$.

Une séquence expérimentale typique est présentée en figure (II.9). Cette figure détaille les paramètres expérimentaux à chaque étape du piégeage et du refroidissement des atomes. L'étape d'élimination des atomes restant en $m_F = +1$ n'est pas représentée. Les étapes d'excitation et détection Rydberg et d'imagerie atomique seront discutées dans la suite de ce chapitre.

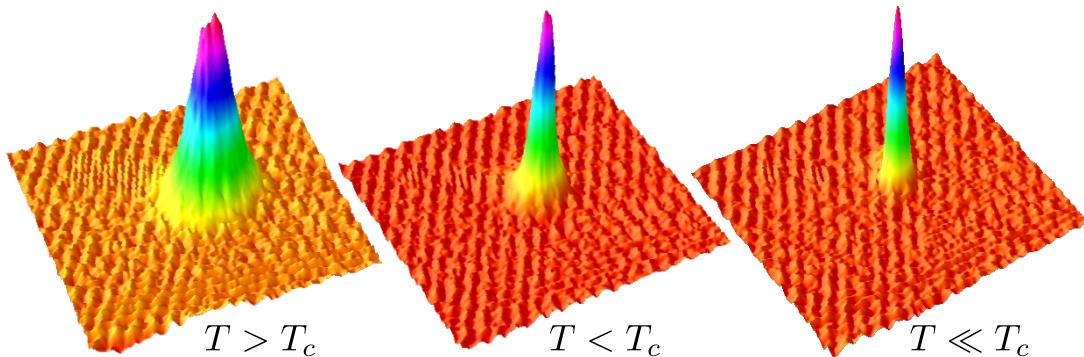


Figure II.8 Trois nuages de ^{87}Rb évaporés jusqu'à des valeurs différentes de fréquence RF, imagés après un temps de vol de 16,5 ms. Les images donnent directement la distribution d'impulsion au sein du nuage. À gauche, la température est supérieure à la température critique de condensation T_c : le nuage est purement thermique et montre une distribution gaussienne d'impulsion. Au milieu, la température est inférieure à T_c , le nuage montre un double profil en impulsion : un condensat de Bose-Einstein au centre et les atomes du nuage thermique autour. À droite, la température est très petite devant T_c et le condensat est quasi-pur : le nuage présente un profil de Thomas-Fermi dans l'espace des impulsions.

II.1.3 Imagerie atomique par absorption

Dans une expérience d'atomes froids, il est essentiel de pouvoir imager et dénombrer correctement le nuage atomique. L'imagerie par absorption est une technique précise et efficace pour cela. Lorsqu'une telle expérience est menée au cœur d'un cryostat, la tâche est rendue plus difficile en raisons des accès optiques limités qui contraignent fortement l'optique d'imagerie.

Dispositif optique

Nous pouvons imager notre nuage atomique de deux façons différentes. Un premier faisceau sonde (« sonde face ») entre dans le cryostat et en ressort perpendiculairement à la puce après réflexion sur celle-ci, par le hublot de face. Un miroir percé permet de laisser passer le faisceau d'entrée et de collecter le faisceau de sortie, qui est ensuite envoyé vers une caméra CCD. Grâce à l'installation d'une lentille de courte focale à la place du hublot de face sur la jupe hélium du cryostat, cet axe d'imagerie peut collecter beaucoup de lumière, avec une limite de résolution intéressante.

Un deuxième faisceau sonde (« sonde côté ») est envoyé par un hublot de côté ($+x$), se réfléchit sur la puce avec un angle variant de 5° à 10° , et ressort par l'autre hublot de côté ($-x$). Il est ensuite envoyé vers une autre caméra CCD. Cet axe d'imagerie ne dispose pas d'une lentille interne au cryostat. Ainsi, la lumière collectée et la résolution optique sont limitées par le diamètre de la première lentille après la sortie du cryostat. Cette lentille est donc placée le plus près possible de l'enceinte du cryostat. En raison de cette géométrie, l'imagerie des atomes par la sonde côté forme deux images du nuage atomique : celui absorbe à la fois le faisceau incident et le faisceau réfléchi sur la puce. Cela nous permet d'évaluer précisément la distance du nuage atomique à la puce : elle vaut la moitié de la distance entre les deux images du même nuage. La

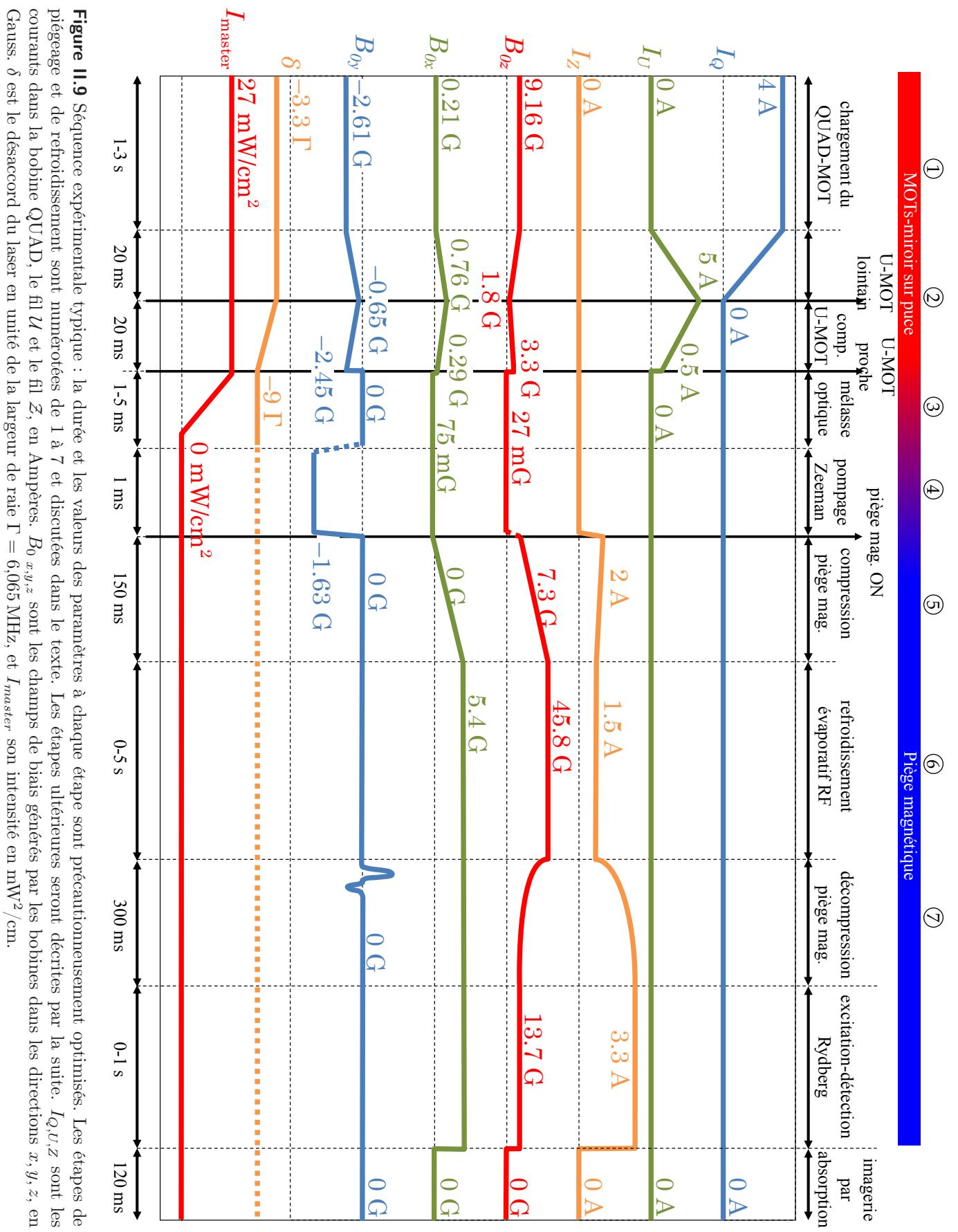


Figure 11.9 Séquence expérimentale typique : la durée et les valeurs des paramètres à chaque étape sont précautionneusement optimisées. Les étapes de piégeage et de refroidissement sont numérotées de 1 à 7 et discutées dans le texte. Les étapes ultérieures seront décrites par la suite. $I_{Q,U,Z}$ sont les courants dans la bobine QUAD, le fil U et le fil Z , en Amères. $B_{0,x,y,z}$ sont les champs de biais générés par les bobines dans les directions x, y, z , en Gauss. δ est le désaccord du laser en unité de la largeur de raie $\Gamma = 6,065 \text{ MHz}$, et I_{master} son intensité en mW^2/cm^2 .

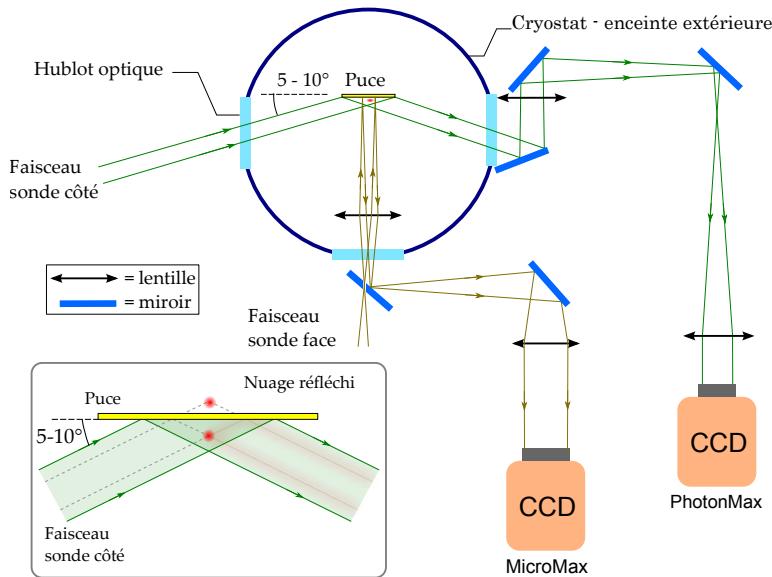


Figure II.10 Schéma optique des faisceaux sonde dans le cryostat. L'insert montre de plus près la réflexion du faisceau sonde côté sur la puce et la formation des deux images du nuage.

figure (II.11) montre une image d'absorption de la sonde côté par un nuage froid (piégé magnétiquement et refroidi), après un temps de vol de 16,5 ms. Le dispositif optique d'imagerie est représenté en figure (II.10).

Principe de l'imagerie par absorption

Les atomes peuvent être observés en temps réel par la collecte des photons qu'ils émettent par fluorescence, mais l'imagerie par absorption permet une meilleure précision sur l'estimation du nombre d'atome dans le nuage. Elle consiste à envoyer sur les atomes un faisceau laser, résonnant avec une transition atomique choisie, et à mesurer quelle fraction de la lumière le nuage atomique a absorbé.

Lorsque l'intensité lumineuse reçue par les atomes est largement inférieure à l'intensité de saturation, l'absorption de celle-ci est bien décrite par la loi de Beer-Lambert :

$$\frac{dI(x, y, z)}{dx} = -\sigma n(x, y, z) I(x, y, z), \quad (\text{II.3})$$

où $I(x, y, z)$ est l'intensité lumineuse au point de coordonnées (x, y, z) , n la densité atomique en ce point, x la direction de propagation du faisceau lumineux et σ la section efficace de diffusion de la lumière par un atome unique. L'optique d'imagerie nous oblige cependant à intégrer cette équation dans la direction de propagation x . On obtient alors

$$I_f(y, z) = I_i(y, z) e^{- \int dx \sigma n(x, y, z)} \quad (\text{II.4})$$

où I_i est l'intensité du faisceau incident et I_f l'intensité du faisceau à la sortie du nuage atomique.

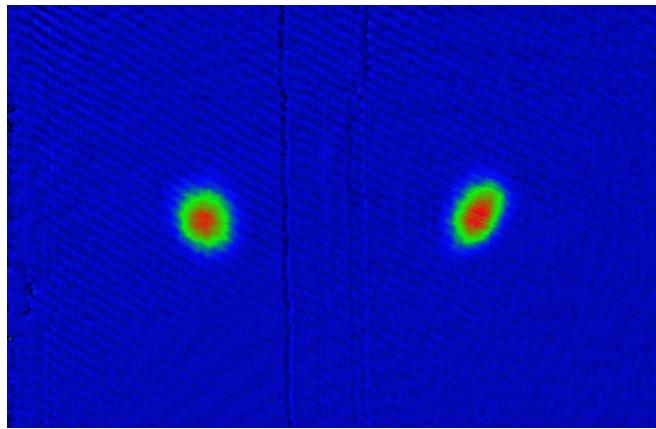


Figure II.11 Image par absorption d'un nuage froid après temps de vol, éclairé par la sonde de côté. Les deux images du nuage sont dues à la réflexion du faisceau sur la puce. On distingue, entre les deux images du nuage atomique, les ombres portées par les fils de la puce.

Les images enregistrées par les caméras permettent d'obtenir les quantités $I_i(y, z)$ et $I_f(y, z)$. On peut alors calculer la densité optique du nuage , définie comme $OD(y, z) = \int dx \sigma n(x, y, z)$, et qui d'après l'équation (II.4) est égale à

$$OD(y, z) = \int dx \sigma n(x, y, z) = -\ln \frac{I_f(y, z)}{I_i(y, z)}. \quad (\text{II.5})$$

L'on en extrait ensuite la densité atomique intégrée le long de l'axe de propagation du laser à partir de l'équation (II.5) :

$$n(x, y) = \int dx n(x, y, z) = -\frac{1}{\sigma} \ln \frac{I_f(x, y)}{I_i(x, y)} = \frac{OD(y, z)}{\sigma}. \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas simple d'une lumière résonante avec une transition non-dégénérée, la section efficace de diffusion σ est donnée directement par la section efficace de diffusion résonante

$$\sigma = \sigma_0 = \frac{3\lambda^2}{2\pi}, \quad (\text{II.7})$$

où λ est la longueur d'onde de la lumière résonante. Les atomes dans notre piège magnétique sont préparés dans l'état $|5S1/2, F = 2, m_F = +2\rangle$, et la lumière de sonde est préparée de façon à adresser la transition σ^+ vers le niveau $|5P3/2, F = 3, m_F = +3\rangle$.

Corrections et améliorations de l'imagerie par absorption

Malgré l'apparente simplicité du dispositif d'imagerie par absorption, plusieurs effets perturbent les mesures du nombre d'atomes et méritent d'être corrigés.

Premièrement, la section efficace de diffusion σ dans notre expérience n'est pas égale à la section efficace de diffusion résonante σ_0 . En effet, la lumière des faisceaux sonde n'est pas parfaitement polarisée σ^+ . De plus, les atomes ne sont pas tous dans le sous-niveau $m_F = +2$, en particulier lorsque l'on souhaite imager le nuage dans le

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein39

MOT ou après l'étape de mélasse optique sans le charger dans le piège magnétique. Enfin, l'interférence entre le faisceau sonde de côté et sa réflexion sur la puce module l'intensité de la lumière vue par le nuage atomique. La combinaison de ces effets réduit la section efficace de diffusion d'un facteur α , que l'on sait calibrer expérimentalement [17, 23]. Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage dans le piège magnétique, nous obtenons une valeur $\alpha_{magn} = 2,06 \pm 0,1$. Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage juste après la mélasse optique, nous obtenons une valeur $\alpha_{melasse} = ??????????????????????????????$. Le nombre d'atomes évalué à partir des images par absorption dépend directement de la valeur de ce paramètre α .

Deuxièmement, l'acquisition du signal d'imagerie se fait en trois temps. Une première image est enregistrée où les atomes absorbent le faisceau sonde, ce qui nous donne l'intensité I_f . Puis une deuxième image est enregistrée après que les atomes sont tombés par gravité, qui nous donne l'intensité du faisceau sonde non absorbé I_i . Enfin, une troisième image est enregistrée, qui permet de soustraire la lumière de fond et le bruit électronique des deux images précédentes. Les délais de quelques dizaines de ms entre les différentes images ont un effet délétère sur le signal : des vibrations et déformations lentes de la structure qui tient le cryostat et des variations d'indice de l'air le long du chemin optique génèrent des franges dans les images traitées par l'équation (II.6), semblables à des franges d'interférence. Ce problème se présente principalement sur l'imagerie par la sonde de face en raison des plus grands délais exigés par la caméra. Afin d'y remédier, nous avons implémenté un algorithme de réduction des franges qui, à partir d'une base de plusieurs images du faisceau sonde seul, reconstitue la meilleure combinaison linéaire de celles-ci pour chaque image où le nuage atomique est présent. Cet algorithme est décrit en détail dans [24]. La figure (II.12) montre une image d'un nuage froid par absorption de la sonde face, non traitée et après traitement par cet algorithme.

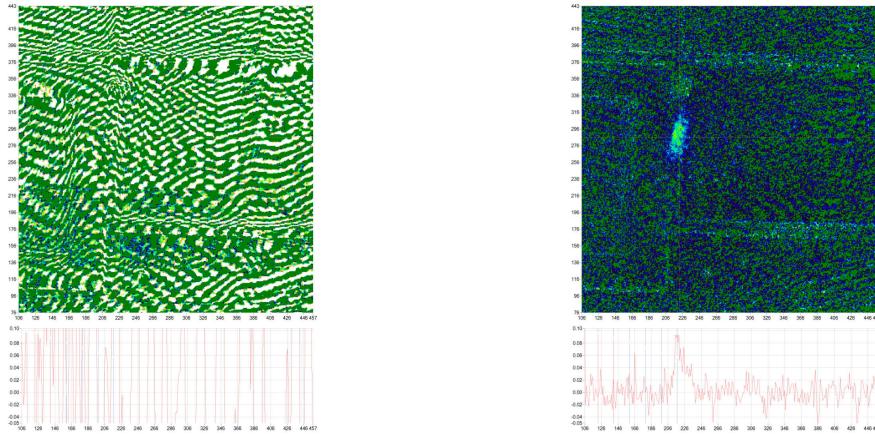


Figure II.12 Images du nuage atomique froid par absorption du faisceau sonde face. À gauche, l'image est traitée selon l'équation (II.6). À droite, la même image après traitement par l'algorithme de réduction des franges. Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale. L'échelle de couleur est la même pour les deux images et a été optimisée pour l'image de droite.

Troisièmement, il peut être intéressant pour des nuages très denses de ne pas calculer

la densité optique OD comme à l'équation (II.4), mais de s'arrêter à l'opération

$$\frac{I_f(y, z)}{I_i(y, z)} = e^{-OD(x, y)} = e^{-\sigma \cdot n(y, z)}. \quad (\text{II.8})$$

Nous appellerons cette opération « absorption no-log ». Si le nuage présente un profil de densité gaussien, cela permet de se concentrer sur les ailes de ce profil. Dans le cas d'un nuage très dense optiquement, comme par exemple pour les mélasses optiques, le centre du nuage où la densité est très haute donne un signal d'absorption bruité. L'ajustement du profil de densité est alors meilleur sur les bords du nuage. La figure (II.13) montre l'image d'une mélasse optique par absorption de la sonde de côté, traitée d'après l'équation (II.4) et d'après l'équation (II.8).

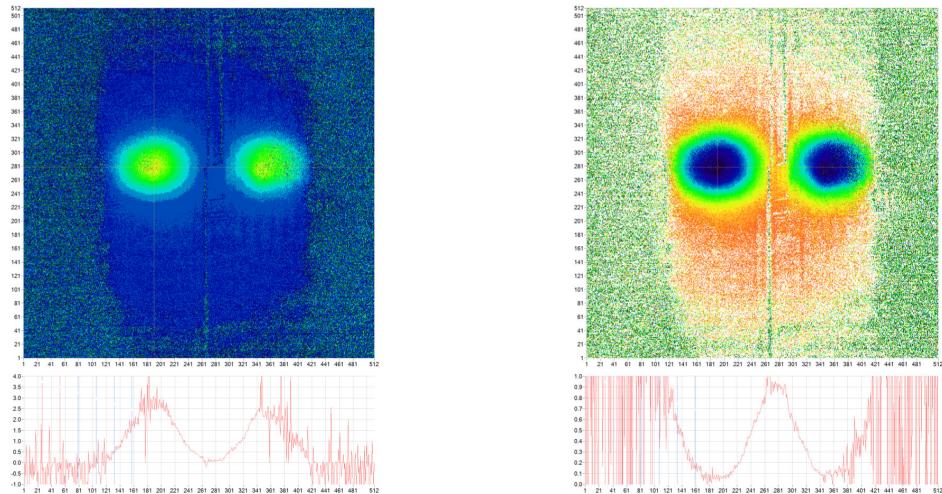


Figure II.13 Images du nuage atomique de mélasse optique par absorption du faisceau sonde côté. À gauche, l'image est traitée par absorption selon l'équation (II.4). À droite, l'image est traitée selon l'équation (II.8). Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale. L'échelle de couleur est différente pour les deux images, adaptée à l'échelle des profils en coupe représentés. Les zones bruitées à gauche et à droite ne sont pas éclairées par le faisceau sonde. En absorption « no-log », le bruit est plus important dans les zones sombres, mais réduit au centre et sur les bords du nuage.

Estimation de la température

L'imagerie par absorption permet facilement d'estimer la température du nuage atomique. En effet, la répartition des impulsions dans le nuage suit la distribution de Maxwell-Boltzmann tant que celui-ci n'est pas condensé. L'évolution de la taille gaussienne du nuage après extinction du piège, dictée par l'impulsion moyenne dans le nuage, nous renseigne alors sur sa température par l'équation de diffusion :

$$\Delta^2 x(t) = \Delta^2 x(t_0) + \frac{k_B T}{m} \cdot (t - t_0)^2, \quad (\text{II.9})$$

II.1. Un nuage d'atomes ultra-froids sur puce, du MOT de capture au condensat de Bose-Einstein41

où Δx est l'extension spatiale du nuage dans la direction x , t le temps et t_0 la référence de temps, k_B la constante de Boltzmann, m la masse d'un atome et T la température du nuage. En imageant le nuage à différents moments de son expansion (« temps de vol ») et en ajustant la largeur gaussienne du profil à l'équation (II.9), on accède à la fois à la température T du nuage et à sa taille initiale dans le piège $\Delta x(t = 0)$.

II.1.4 Quelques nuages typiques

Nous avons décrit ici les éléments de notre dispositif qui servent à produire et caractériser des nuages d'atomes ultra-froids. Le tableau II.1 présente les caractéristiques principales des différents types de nuages atomiques que nous utiliserons pour y exciter des atomes de Rydberg.

Table II.1 Quelques nuages typiques de notre expérience. Pour chacun, nous donnons les caractéristiques suivantes : nombre d'atomes N , taille Δx du nuage selon x , taille $\Delta y, z$ du nuage selon y et z , température T et distance à la puce d .

nuage	N	Δx	$\Delta y, z$	T	d
QUAD-MOT	quelques 10^8			400 μK	1 mm à 3 mm
U-MOT proche	10^7	200 μm	200 μm	40 μK	600 μm
mélasse optique	5×10^6	80 μm	80 μm	10 μK	600 μm
piège mag. chaud	$1,5 \times 10^6$			40 μK	
piège mag. froid	$1,2 \times 10^4$	45 μm	4,5 μm	0,75 μK	450 μm
BEC	8000 à 20 000			30 nK à 80 nK	

Ces différents nuages d'atomes froids, ou ultra-froids, vont nous permettre d'explorer l'excitation d'atomes de Rydberg dans différentes conditions.

II.2 Excitation et détection d'atomes de Rydberg près d'une puce

intro de la section :
??

II.2.1 L'excitation à deux photons des atomes de Rydberg

Les atomes de rubidium piégés dans un nuage près de la puce sont excités vers les niveaux de Rydberg par une transition laser à deux photons désaccordée par rapport au niveau intermédiaire. Dans nos recherches, deux niveaux de Rydberg différents ont été excités par laser à partir de l'état fondamental $5S_{1/2}$: le niveau $60S_{1/2}$ et le niveau $50D_{3/2}$. Nous décrivons ici l'excitation d'un nuage d'atomes de Rydberg au sein d'un nuage froid dans le piège magnétique, en négligeant les interactions entre atomes de Rydberg et en nous concentrant sur le niveau $60S_{1/2}$.

La transition du niveau fondamental au niveau de Rydberg est faite par l'absorption d'un photon rouge à $\lambda = 780$ nm, désaccordé de $\delta = +540$ MHz par rapport à la transition $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{3/2}, F' = 3$, et d'un photon bleu à $\lambda = 480$ nm, accordé pour satisfaire la condition de résonance vers le niveau choisi. La figure (II.14) représente le schéma de niveaux de l'excitation du niveau $60S_{1/2}$. Les deux faisceaux d'excitation sont superposés et se propagent selon la direction $+x$. Leurs polarisations sont définies par rapport à l'axe de quantification des niveaux atomiques, déterminé par le champ magnétique de biais B_x dans le fond du piège. La figure (II.15) représente la géométrie des faisceaux laser d'excitation. Dans cette configuration, seul le sous-niveau $m_j = +1/2$ du niveau $60S$ est excité.

Le faisceau rouge a typiquement un col de $150\text{ }\mu\text{m}$ et une puissance de $50\text{ }\mu\text{W}$ au niveau des atomes. Le laser rouge est désaccordé de $\delta = 540$ MHz par rapport à la transition $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = +3\rangle$, dont le moment de transition dipolaire vaut $2,989\text{ }31(62)\text{ }ea_0$ [22]. D'après les caractéristiques du faisceau, la fréquence de Rabi correspondant à cette transition est de l'ordre de $\Omega_r \simeq 2\pi \times 40$ MHz. Le taux d'émission spontanée de photons rouge par le niveau intermédiaire, de durée de vie $\Gamma^{-1} \simeq 26$ ns, est donné par

$$\Gamma_{sp} = \frac{1}{2} \frac{\Omega_r^2 \Gamma}{\delta^2 + \Omega_r^2 + \Gamma^2} \simeq \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \Gamma, \quad (\text{II.10})$$

où $\Gamma = 2\pi \times 6.065\text{ MHz}$ est la largeur naturelle du niveau $5P_{3/2}$. La dernière égalité est vérifiée dans l'approximation $\delta^2 \gg \Omega_r^2, \Gamma^2$, qui est ici valide. Avec nos valeurs d'intensité et de désaccord du laser, on obtient $\Gamma_{sp} \simeq 2,5 \times 10^{-3} \Gamma = 2\pi \times 0,657\text{ MHz}$, ce qui correspond à l'émission d'un photon toutes les $\Gamma_{sp}^{-1} = 0,24\text{ }\mu\text{s}$. Or lorsqu'un atome absorbe et ré-émet un tel photon, il gagne une énergie moyenne $\Delta E = p^2/(2m_{Rb87}) = h^2/(2m_{Rb87}\lambda^2) = 180\text{ nK}/k_B$. Le piège est ainsi chauffé par le laser rouge d'excitation, ce qui limite à la fois la puissance que l'on peut envoyer sur le nuage, et le nombre d'impulsions laser d'excitation que l'on peut faire subir à un même nuage sans l'altérer.

Le faisceau bleu a typiquement un col de $22\text{ }\mu\text{m}$ et une puissance estimée à 4 mW au niveau des atomes. Le moment dipolaire de la transition $|5P_{3/2}, F' = 3, m'_F = +3\rangle \rightarrow$

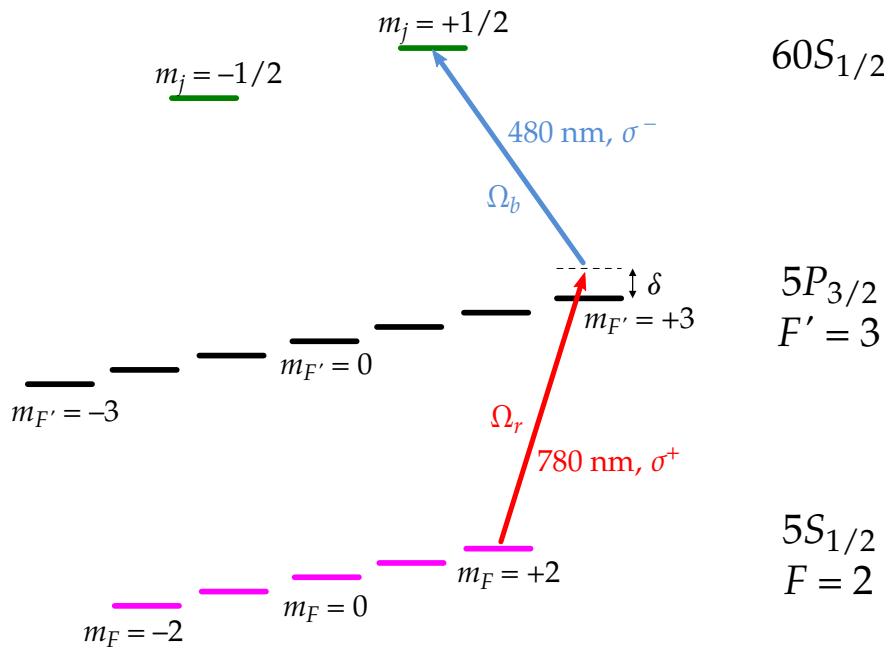


Figure II.14 Schéma de l'excitation laser du niveau $60S$, à partir d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental dans le piége magnétique. La polarisation de chaque laser est indiquée. Ω_r et Ω_b sont les fréquences de Rabi des transitions à 780 et 480 nm respectivement. $\delta = 540 \text{ MHz}$ est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire.

$|60S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ est cependant bien plus faible que le précédent, et vaut $9,9 \times 10^{-3} \text{ ea}_0$ †. La fréquence de Rabi pour cette transition est alors de $\Omega_b = 2\pi \times 8 \text{ MHz}$. Les fréquences de Rabi des deux transitions satisfont l'approximation $\Omega_{r,b} \ll \delta$, ce qui nous permet de négliger l'occupation du niveau intermédiaire, et donc de l'éliminer adiabatiquement [25]. Le système à trois niveaux se ramène alors à un système effectif à deux niveaux, couplés par une fréquence de Rabi

$$\Omega = \frac{\Omega_r \Omega_b}{\delta}. \quad (\text{II.11})$$

Avec nos paramètres, on obtient une fréquence de Rabi $\Omega = 2\pi \times 296 \text{ kHz}$ pour la transition $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |60S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$. Ce paramètre peut être varié simplement en ajustant la puissance du laser rouge ou la puissance du laser bleu.

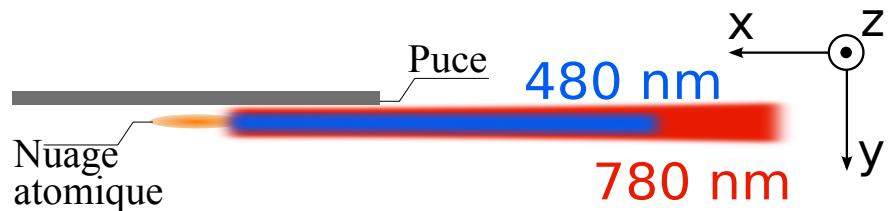


Figure II.15 Schéma représentant la géométrie des faisceaux laser d'excitation.

†. Nous rappelons ici que, comme nous l'avons mentionné en I.1, le bon nombre quantique magnétique pour les niveaux de Rydberg est m_j et non pas m_F .

II.2.2 La détection par ionisation des atomes de Rydberg

L'électron de valence d'un atome de Rydberg alcalin est très proche du seuil d'ionisation. Il est donc très facile de l'arracher au noyau en appliquant un champ électrique. Nous exploitons cette caractéristique pour détecter les atomes de Rydberg par ionisation en champ électrique : une fois l'atome ionisé, le cœur atomique est accéléré par des électrodes vers un détecteur à avalanche (Channeltron).

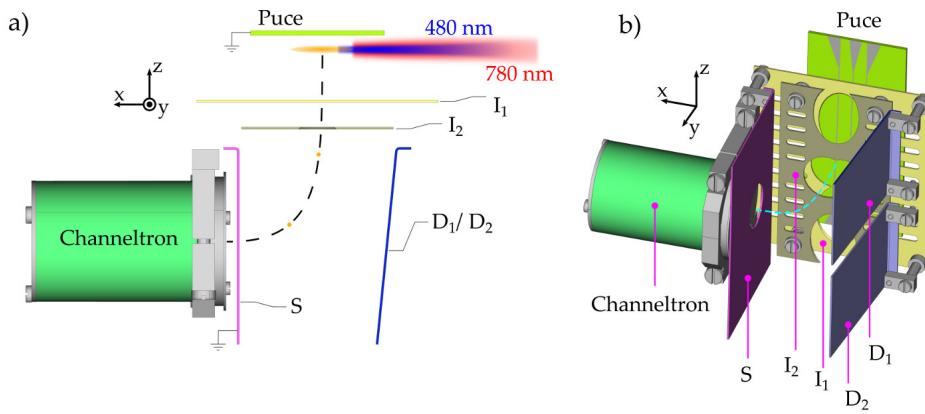


Figure II.16 Schéma représentant le système de détection des atomes de Rydberg. **a)** vu de dessus et **b)** en projection axonométrique. Après excitation, les atomes de Rydberg sont ionisés par les électrodes I_1 et I_2 . Les ions ainsi créés et accélérés sont défléchis par les électrodes D_1 et D_2 , en direction du détecteur Channeltron. L'électrode S est mise à la masse et sert à écranner la tension présente à l'entrée du Channeltron. La trajectoire des ions est indiquée en lignes pointillées et les faisceaux lasers d'excitation sont représentés en **a**).

La figure (II.16) présente un schéma détaillé du système de détection par ionisation. Au moment de la détection, une tension négative est appliquée sur les électrodes d'ionisation I_1 et I_2 . La tension sur ces électrodes crée un champ électrique au niveau des atomes, la puce étant mise à la masse. Ce champ électrique ionise les atomes de Rydberg et accélère les ions positifs ainsi créés. Ces ions sont ensuite défléchis en direction du Channeltron par les électrodes D_1 et D_2 , chargées en permanence à une tension $V_{defl} = +150\text{ V}$. Une grille placée à l'entrée du Channeltron est alimentée par une tension de -3000 V . Une électrode trouée mise à la masse est placée devant cette grille afin d'écranner les -3000 V pour la région de piégeage des atomes. Lorsque les ions arrivent dans le Channeltron, celui-ci génère par avalanche un signal électrique qui est envoyé vers un amplificateur et un discriminateur permettant de décompter les ions détectés. Le Channeltron est isolé thermiquement et chauffé à une température de 42 K afin d'augmenter son efficacité.

Sélectivité de niveau de la détection par ionisation

Chaque atome de Rydberg présente une énergie différente, telle que discutée en I.1. Cela signifie qu'ils sont tous à une distance différente du seuil d'ionisation, et *in fine* que chaque niveau de Rydberg sera ionisé pour une valeur de champ électrique spécifique. L'on peut ainsi appliquer une rampe de tension sur les électrodes d'ionisation, afin que chaque niveau de Rydberg soit ionisé à un instant différent. Alors, les ions correspon-

dants arriveront à des instants différents au Channeltron et pourront être distingués. La figure (II.17) montre un signal de détection sélective des niveaux de Rydberg $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$. La rampe de tension et les fenêtres temporelles de détection sont optimisées afin de distinguer au mieux les différents niveaux de Rydberg détectés. L'efficacité de détection de notre dispositif a été mesurée à $90 \pm 10\%$.

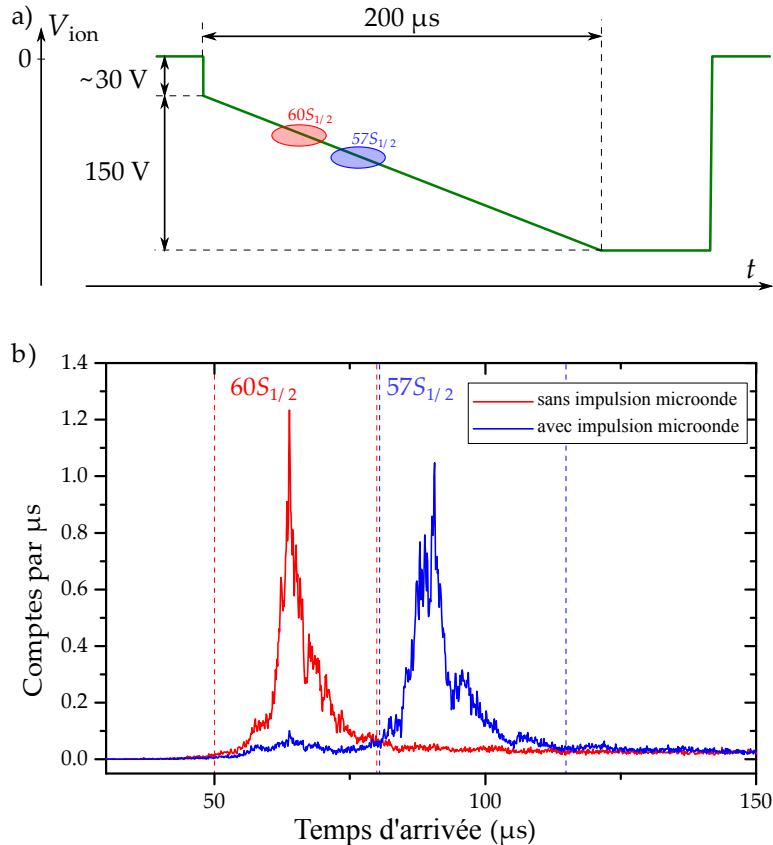


Figure II.17 Détection sélective des atomes de Rydberg. **a)** une rampe de tension V_{ion} typique appliquée sur les électrodes d'ionisation. Les seuils d'ionisation des niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$ sont indiqués en rouge et bleu respectivement. **b)** Temps d'arrivée des ions correspondants. Des fenêtres temporelles de détection, représentées en pointillés, sont définies pour compter sélectivement les atomes dans les niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$. Les atomes sont préparés dans l'état $60S_{1/2}$ et le niveau $57S_{1/2}$ est peuplé par une impulsion π de la transition microonde adéquate. Les échelles de temps sont différentes en **a)** et **b)**.

II.2.3 Les champs électriques parasites, défi des atomes de Rydberg sur puce

Comme nous l'avons dit au chapitre I, les atomes de Rydberg sont des objets extrêmement sensibles au champ électromagnétique. Or, dans notre expérience, nous souhaitons exciter et manipuler des atomes de Rydberg à proximité immédiate d'une surface, la puce à atomes. Les bruits électriques étant inévitables près d'une surface, la présence de la puce va rendre difficile l'excitation et la manipulation des atomes de Rydberg.

Premiers spectres

Ce problème est très clair sur les premiers spectres que nous avons fait de la transition $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |60S_{1/2}\rangle$, présentés en figure (II.18). Ces premiers spectres présentent des

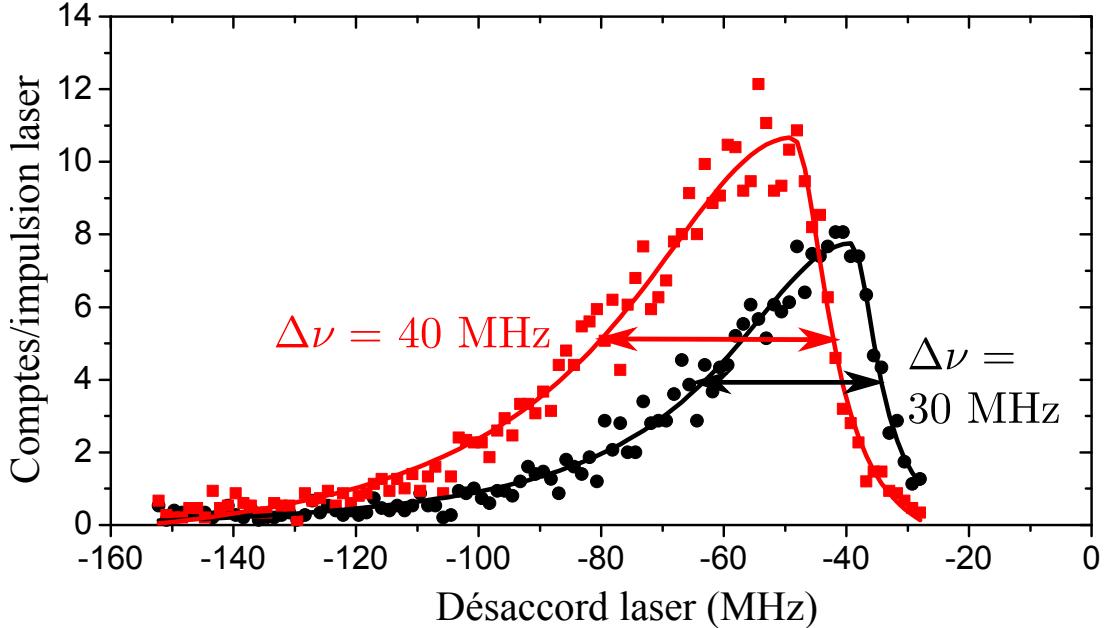


Figure II.18 Deux spectres laser de la transition $5S \rightarrow 60S$, avant correction des inhomogénéités et de la dérive du champ électrique. Leurs largeurs sont de 30 MHz et 40 MHz respectivement, et ils sont décalés en fréquence de 12 MHz l'un par rapport à l'autre. Les deux spectres ont été pris dans les mêmes conditions, à 1 h d'intervalle, pendant laquelle un MOT était piégé devant la puce.

largeurs de raie de plusieurs dizaines de MHz, et une forme asymétrique caractéristique d'un élargissement Stark inhomogène.

Cet effet est causé par la variation spatiale du champ électrique dans la région du nuage atomique. L'énergie des niveaux de Rydberg dépend fortement du champ électrique extérieur au niveau de chaque atome. Ainsi, si les atomes dans différentes régions du nuage voient des champs électriques différents, la fréquence de la transition $5S \rightarrow 60S$ sera déplacée différemment dans chaque région, et la raie spectrale s'en trouvera élargie.

L'effet Stark

Afin de comprendre ce phénomène plus en détail, attardons-nous à décrire l'effet Stark. La présence d'un champ électrique constant \mathbf{F} dans l'environnement ajoute au hamiltonien atomique un terme de couplage entre le champ et l'opérateur dipolaire électrique. En présence d'un champ électrique, le hamiltonien devient

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{F} = \hat{H}_0 + q \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{F}, \quad (\text{II.12})$$

où \hat{H}_0 est le hamiltonien libre de l'atome, dont les énergies propres sont calculées par la théorie du défaut quantique selon l'équation (I.4), $\hat{\mathbf{r}}$ l'opérateur position de l'électron

dans le potentiel atomique et q la charge élémentaire, supposée positive.

Le hamiltonien Stark (II.12) perd la symétrie sphérique de \hat{H}_0 , au profit d'une symétrie cylindrique autour de l'axe défini par le vecteur de champ électrique \mathbf{F} . Cet axe, que nous choisirons comme étant l'axe (Oz), devient alors l'axe de quantification naturel du problème. Dans la base construite autour de cet axe, le terme d'énergie Stark prend la forme

$$\hat{H}_S = q\hat{z}|\mathbf{F}| = q\hat{r}\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_0^0|\mathbf{F}|. \quad (\text{II.13})$$

où \hat{z} est la composante selon z de l'opérateur position, \hat{r} sa norme, et Y_0^0 l'harmonique sphérique ($l = 0, m_l = 1$). Ce hamiltonien ne couple que les états de même m_l et vérifiant $\Delta l = \pm 1$.

Le calcul de l'effet Stark par diagonalisation du hamiltonien pour un niveau de Rydberg donné est alors simple à mener numériquement, en réduisant le sous-espace à considérer grâce à la règle de sélection $\Delta m_l = 0$. Cette même règle de sélection permet d'imposer la condition $\Delta m_j = \Delta m_l + \Delta m_s = 0$, car l'effet Stark n'introduit aucun terme permettant de coupler des états de spins électroniques différents. La figure (II.19) montre les énergies propres trouvées par diagonalisation du hamiltonien (II.12), pour les états d'énergie proche de celle du niveau $60S_{1/2}, m_j = 1/2$ et de même m_j . Deux cas

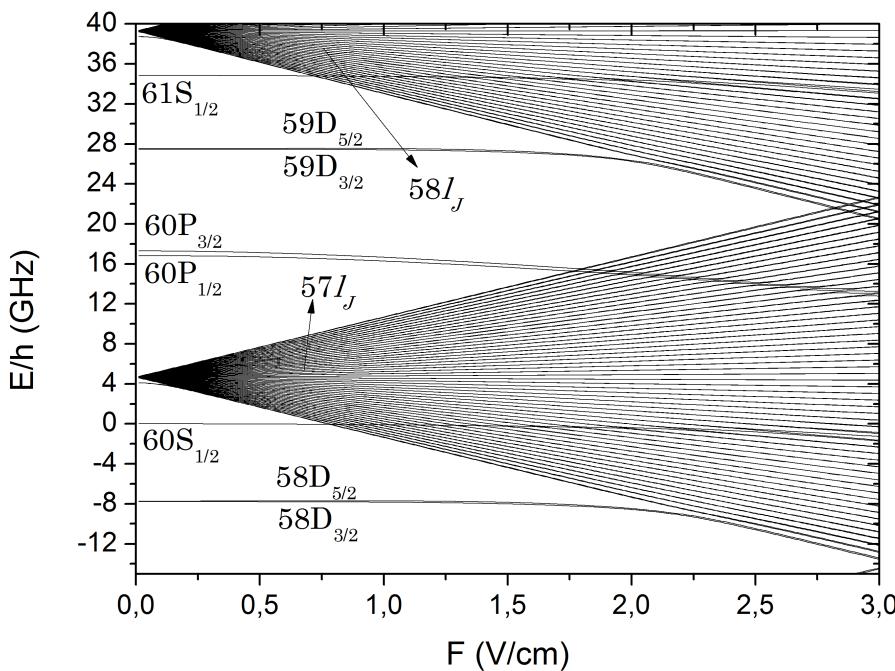


Figure II.19 Diagramme Stark autour du niveau $60S$, pour les états de $m_j = 1/2$. Le défaut quantique déplace beaucoup les niveaux S,P et D. Ces niveaux non-dégénérés ont un effet Stark quadratique en champ électrique. Les niveaux de grand l sont dégénérés et ont un effet Stark linéaire (ce sont les multiplicités qui s'ouvrent en éventail).

sont à distinguer. Les niveaux de faible moment orbital $l \leq 3$ sont déplacés en énergie par leur défaut quantique important. Le terme d'interaction Stark ne couplant que des niveaux ayant la même énergie en l'absence de champ électrique, ces niveaux S,P et D ne sont perturbés qu'au second ordre par l'effet Stark. Leur énergie varie donc de façon quadratique avec le champ électrique. Les niveaux de grand nombre quantique orbital l et de même nombre quantique principal n sont, eux, dégénérés. Le champ électrique sépare donc leurs énergies linéairement[‡]. La figure (II.19) montre deux telles multiplicités, $n = 57$ et $n = 58$.

Les niveaux de bas l présentent donc tous un effet Stark quadratique que l'on exprime sous la forme

$$\Delta\nu_S = A \cdot \mathbf{F}^2 \quad (\text{II.14})$$

On comprend mieux ainsi la forme des raies présentées en figure (II.18) : l'effet Stark ne peut que réduire la fréquence de transition $5S - 60S$ et la raie n'est donc élargie que du côté des basses fréquences.

La diagonalisation du hamiltonien (II.12) et l'ajustement des énergies propres ainsi calculées nous permettent d'extraire les coefficients d'effet Stark pour n'importe quel niveau. La table (II.2) repertorie les coefficients d'effet Stark quadratique pour quelques niveaux autour du 60S.

Table II.2 Coefficients d'effet Stark quadratique de niveaux proches du 60S.

Niveau de Rydberg $ n, l, j\rangle$	Coefficient Stark quadratique A_{n,l,j,m_j} en MHz/(V/cm) 2
60S _{1/2}	−89,9
61S _{1/2}	−100,9
60P _{3/2} , $m_j = \pm -1/2$	−676
60P _{3/2} , $m_j = \pm -3/2$	−569

Si l'on suppose que la largeur des spectres de la figure (II.18) est due principalement à l'effet Stark causé par des gradients de champ électrique, alors ceux-ci peuvent s'estimer grâce aux coefficients données en table (II.2). Une largeur de raie de 40 MHz correspond à un champ électrique variant de 0 V/cm à 0,667 V/cm sur l'extension du nuage. Or le nuage utilisé pour ces spectres était un MOT de $\sim 200 \mu\text{m}$ de diamètre, ce qui nous donne une valeur de gradient de champ électrique de l'ordre de 35 (V/cm)/cm.

[‡]. Le cas de l'effet Stark pour les atomes de grand l sera traité plus en détail dans le chapitre IV.

potentiel de contact et flash de Rb : dessins et schéma + dispensers et leur emplacement et boîte de protection

c'est magiques, ça nous donne de belles raies fines !

II.2.4 compensation et contrôle des champs

c'est bien d'avoir ces raies fines mais on veut contrôler le champ électrique le mieux possible électrode Vcomp et schéma de contrôle mixte excitation/détection. Le contrôle du champ sur Oy c'est bien, ça permet de faire plein de trucs, mais il reste des gradients (au moins).

si on veut faire encore mieux, il faut contrôler les champs selon Ox et $Oy \rightarrow$ électrodes RF :

schéma d'installation des électrodes

SIMION pour vérifier que ça permet de créer des champs y compris très près de la puce en plus, ça servira de source de RF polarisée!!

II.2.5 manipulation et observation des Rydbergs

C'est bien de détecter des Rydberg, mais il faut aussi pouvoir les manipuler et les caractériser. Pour ça, on a un outil fabuleux : la spectroscopie microonde vers les niveaux voisins !

schéma de niveaux ? schéma de dispositif ?

on peut mentionner ici qu'avec ça on a pu calibrer les champs électriques résiduels, et faire un qubit $60s - 61s$ qui vit très longtemps.

Conclusion

On a un dispositif lourd et complexe mais qui permet de faire beaucoup de belles choses avec des Rydbergs ultra-froids.

Chapitre III

Interaction entre atomes de Rydberg sphériques et excitation de gaz dense

III.1 Régimes d'excitation en nuage dense : blocage et facilitation

III.1.1 Rappels sur l'interaction

hamiltonien d'interaction de paire
approximation de N atomes comme somme de $\frac{N(N-1)}{2}$ paires

III.1.2 mouvement des atomes au sein d'un gaz dense de Rydberg

traitement classique du mouvement et ordres de grandeurs pertinents

III.1.3 Le blocage dipolaire et la facilitation

les deux régimes d'excitation déterminée par les interactions :
explication du blocage dipolaire, et des effets qui le limitent (ailes de la gaussienne du nuage)
pourquoi c'est difficile dans un BEC : mention du Pfauf shift
mention de la négligeabilité des excitations de paires ?

III.2 Spectroscopie optique du nuage

III.2.1 Description de la manip

spectres à différents temps d'interaction
ou $N_{Rydberg}$ en fonction du temps d'interaction pour différents detunings

III.2.2 Données : élargissement de la raie laser par interactions

conséquence de la facilitation

III.3 Modèle de la dynamique d'excitation

III.3.1 Simulations

modèle d'équation de taux
résultats de simulations comparés aux manips

III.3.2 Les limites du modèle

photons thermiques et apparition de niveaux p
LIRE T. PORTO

III.4 Spectroscopie microonde du nuage : voir le mouvement

III.4.1 Description de la manip

spectroscopie 60s-57s et son spectre d'excitation : comment cela nous donne accès au spectre des énergies d'interaction
sonder le nuage à différents moments de son explosion

III.4.2 Données et accord avec les simulations

présenter les courbes de Raul.IV.3.2

Conclusion

il faut prendre en compte le mouvement, mais aussi les transferts thermiques vers les niveaux p

Chapitre IV

Les atomes de Rydberg circulaires en interaction : vers un simulateur quantique

Reprendre le PRX

Chapitre V

Des atomes de Rydberg circulaires sur puce

V.1 Comment exciter des atomes de Rydberg circulaires

V.1.1 Les niveaux atomiques du fondamental au Rydberg circulaire schéma de niveaux et Stark maps

V.1.2 Spectroscopie 5s-50d

en champ nul et en champ non-nul -> choix de m_j

V.1.3 Spectroscopie 50d-50f

en champ nul et en champ non-nul -> choix de m_l et problème d'élargissement Stark

Le passage adiabatique

présenter le principe du passage adiabatique (cf Jay, Brian, Eva) et le dispositif radio-fréquence tel qu'il est chez nous

V.2 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires

V.2.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins

50c-51c et optimisation de la RF

50c-49c ?

V.2.2 Temps de vie

temps de vie théorique, temps de vie mesuré, température effective

V.2.3 Temps de cohérence

franges de Ramsey

V.3 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires

V.3.1 Dispositif laser de piégeage

description de l'optique de mise en forme
et caractérisation du faisceau de piégeage

V.3.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires

problème du temps de vie qui empêche d'observer l'absence de chute libre
comment observer un piégeage de niveaux qui ne vivent pas longtemps ? propositions
envisagées
premiers signaux s'ils exsistent

Conclusion

Annexes

References

- [1] P. GOY, J.-M. RAIMOND, M. GROSS et S. HAROCHE, « Observation of Cavity-Enhanced Single Atom Spontaneous Emission », Phys. Rev. Lett. **50**, 1903 (1983).
- [2] T. F. GALLAGHER, *Rydberg Atoms* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [3] P. J. MOHR, D. B. NEWELL et B. N. TAYLOR, « CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2014 », Rev. Mod. Phys. **88**, 035009 (2016).
- [4] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique Quantique*, t. 1 (Hermann, Paris, France, 1977).
- [5] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOË, *Mécanique Quantique*, t. 2 (Hermann, Paris, France, 1977).
- [6] W. LI, I. MOURACHKO, M. W. NOEL et T. F. GALLAGHER, « Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap : Quantum defects of the ns, np, and nd series », Phys. Rev. A **67**, 052502 (2003).
- [7] J. HAN, Y. JAMIL, D. V. L. NORUM, P. J. TANNER et T. F. GALLAGHER, « Rb nf quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold Rb⁸⁵ Rydberg atoms », Phys. Rev. A **74**, 054502 (2006).
- [8] M. MACK, F. KARLEWSKI, H. HATTERMANN, S. HÖCKH, F. JESSEN, D. CANO et J. FORTÁGH, « Measurement of absolute transition frequencies of ⁸⁷Rb to nS and nD Rydberg states by means of electromagnetically induced transparency », Phys. Rev. A **83**, 052515 (2011).
- [9] C. FABRE, S. HAROCHE et P. GOY, « Millimeter Spectroscopy in Sodium Rydberg states :Quantum Defects, Fine Structure and PolarisabilityMeasurements », **18**, 229 (1978).
- [10] P. GOY, J.-M. RAIMOND, G. VITRANT et S. HAROCHE, « Millimeter-Wave Spectroscopy in Cesium Rydberg states.Quantum Defects, Fine- and Hyperfine Structure Measurements », **26**, 2733 (1982).
- [11] D. MESCHEDE, « Centimeter-Wave Spectroscopy of Highly Excited Rubidium Atoms », J. opt. Soc. Am. B **4**, 413 (1987).
- [12] W. C. MARTIN, « Series formulas for the spectrum of atomic sodium (Na i) », J. Opt. Soc. Am. **70**, 784 (1980).
- [13] T. F. GALLAGHER et W. E. COOKE, « Interactions of Blackbody Radiation with Atoms », Phys. Rev. Lett. **42**, 835 (1979).

- [14] E. BELORIZKY et W. GORECKI, *Introduction à la mécanique statistique* (Presses universitaires de Grenoble, BIBLMH, 1992).
- [15] J. D. JACKSON, *Classical Electrodynamics*, 2^e éd. (Wiley, New York, 1975).
- [16] S. RAVETS, H. LABUHN, D. BARREDO, L. BEGUIN, T. LAHAYE et A. BRO-WAEYS, « Coherent dipole-dipole coupling between two single Rydberg atoms at an electrically-tuned Förster resonance », *Nat. Phys.* **10**, 914 (2014).
- [17] R. CELISTRINO TEIXEIRA, « Effets mécaniques de l'interaction dipolaire des atomes de Rydberg sondés par spectroscopie microonde », thèse de doct. (Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, sept. 2014).
- [18] T. NIRRENGARTEN, « Piégeage magnétique d'atomes de Rubidium au voisinage d'une surface supraconductrice », thèse de doct. (Université Paris VI, 2007).
- [19] C. ROUX, « Condensation de Bose-Einstein sur une puce à atomes supraconductrice », thèse de doct. (Université Paris VI, 2008).
- [20] W. MEISSNER et R. OCHSENFELD, « Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit », German, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [21] A. EMMERT, A. LUPAŞCU, G. NOGUES, M. BRUNE, J.-M. RAIMOND et S. HAROCHE, « Measurement of the trapping lifetime close to a cold metallic surface on a cryogenic atom-chip », *The European Physical Journal D* **51**, 173 (2009).
- [22] D. A. STECK, *Rubidium 87 D line data*, 2001.
- [23] G. REINAUDI, T. LAHAYE, Z. WANG et D. GUÉRY-ODELIN, « Strong saturation absorption imaging of dense clouds of ultracold atoms », *Opt. Lett.* **32**, 3143 (2007).
- [24] C. F. OCKELOEN, A. F. TAUSCHINSKY, R. J. C. SPREEUW et S. WHITLOCK, « Detection of small atom numbers through image processing », *Phys. Rev. A* **82**, 061606 (2010).
- [25] G. GRYNBERG, A. ASPECT et C. FABRE, *Introduction to quantum optics : from the semi-classical approach to quantized light* (Cambridge university press, 2010).

English title

Abstract: English abstract

Keywords: English keywords

titre en français

Résumé : résumé en français

Mots-clés : mots clé en français