

Chapitre II

Des atomes de Rydberg froids en environnement cryogénique

L'observation d'atomes de Rydberg en interaction sur des temps longs, tant pour la question du mouvement d'un gaz de Rydberg ultra-froids que dans l'optique de la simulation quantique, requiert des conditions expérimentales spécifiques. D'une part, il est souhaitable que la durée de vie des niveaux de Rydberg soit la plus longue possible, ce qui nous pousse à travailler en environnement cryogénique. Les calculs menés dans le chapitre I nous montrent l'importance de la température de l'environnement sur la durée de vie des atomes de Rydberg, plus cruciale encore si l'on souhaite travailler avec des atomes de Rydberg circulaires.

D'autre part, il est nécessaire, étant donnés nos objectifs, que nos atomes de Rydberg soient aussi froids que possible. L'on pourrait imaginer piéger et refroidir des atomes qui auraient été préalablement excités dans des niveaux de Rydberg à partir d'un jet atomique chaud. Cependant, il n'y a pas de technique connue à ce jour qui permette cela, et la durée de vie des niveaux de Rydberg en limiterait très certainement les possibilités. Or les techniques de piégeage et de refroidissement des atomes alcalins non excités sont des outils bien maîtrisés. Voilà donc une piste bien plus prometteuse.

Une première difficulté se présente ici : les techniques d'atomes ultra-froids sont pour la plupart développées au sein de dispositifs à température ambiante. Il s'agira donc ici de les concilier avec un environnement cryogénique. Avec cette contrainte à l'esprit, et dans l'optique d'obtenir des nuages atomiques très confinés, il a été choisi de centrer le dispositif autour d'une puce à atomes supraconductrice. Prenons note dès maintenant d'une deuxième difficulté technique posée par un tel dispositif : les atomes de Rydberg sont extrêmement sensibles au champ électromagnétique, et souhaitons les exciter et les observer au voisinage de la surface conductrice qu'est notre puce atomique.

Ce chapitre sera donc dédié à la description de notre dispositif expérimental. Nous nous intéresserons d'abord à l'aspect du dispositif qui nous sert à piéger et refroidir des atomes de ^{87}Rb sur une puce atomique supraconductrice. Nous nous attacherons ensuite à décrire comment nous excitons, manipulons et détectons les atomes de Rydberg au sein de ce dispositif.

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

Le développement de notre plateforme d’atomes froids autour d’une puce supraconductrice a été l’objet de plusieurs thèse de doctorat précédant celle-ci. Les thèses de Thomas Nirrengarten [17], de Cédric Roux [18] et d’Andreas Emmert [19] sont dédiées à la question du piégeage et du refroidissement jusqu’au BEC d’atomes de ^{87}Rb près d’une surface à l’aide de fils supraconducteurs. La thèse de Raul Celistrino Teixeira [20] détaille la fabrication et les caractéristiques de la puce atomique que nous avons utilisée pour nos expériences.

Nous ferons donc ici une présentation rapide du cryostat et de la puce à atomes que nous utilisons, puis nous détaillerons la suite d’étapes que nécessite le piégeage et le refroidissement des atomes de rubidium au sein de notre dispositif. Enfin, après avoir présenté la technique d’imagerie atomique par absorption, nous présenterons quelques chiffres typiques de nos nuages atomiques.

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 [20] et discutée plus en détail dans les thèses de Thomas Nirrengarten [17] et Cédric Roux

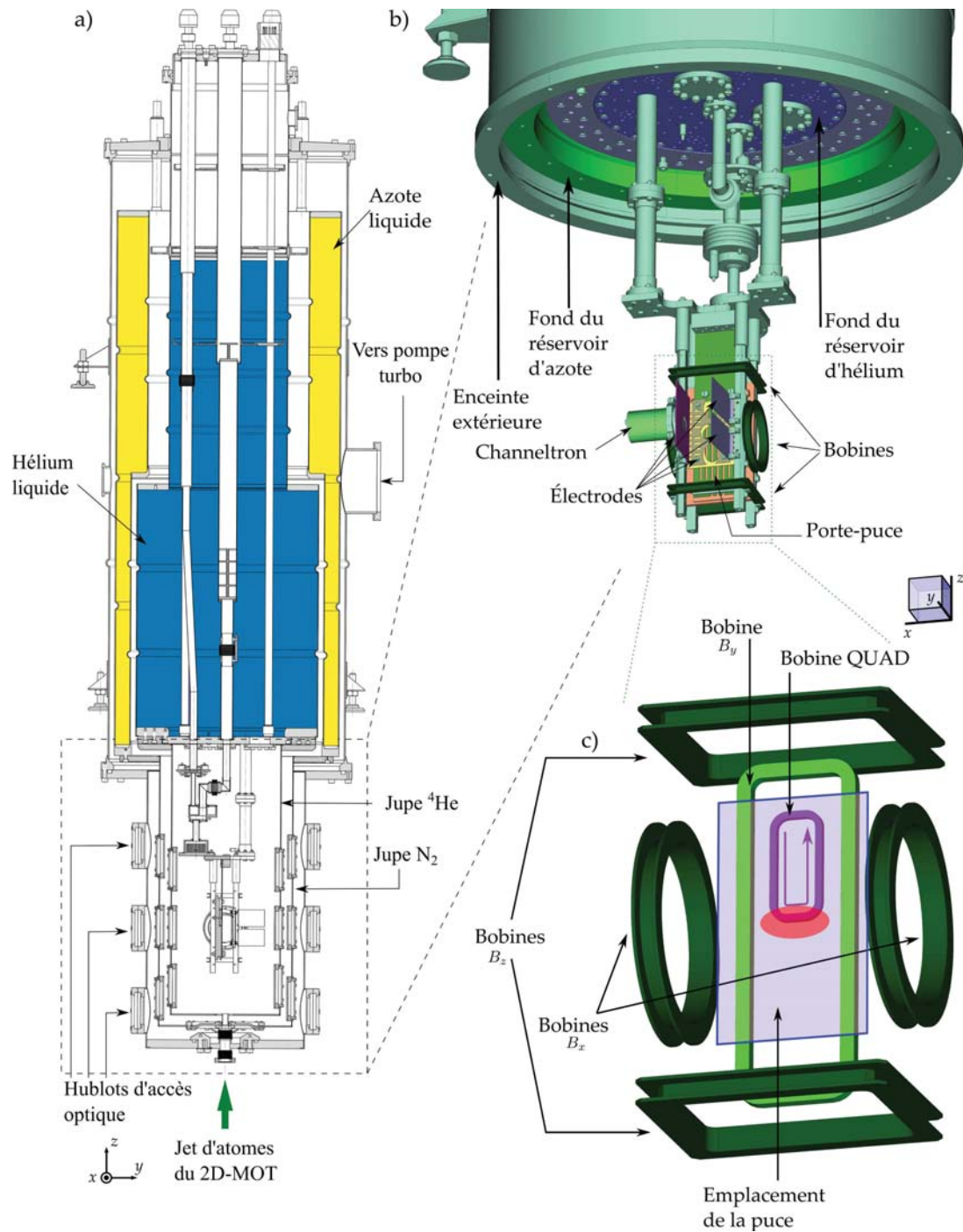


Figure II.1 Schéma du dispositif cryogénique : **a)** coupe du plan de construction du cryostat, avec la puce tournée vers le côté gauche. Le réservoir d'azote liquide est indiqué en jaune, le réservoir d'hélium liquide en bleu. Le cœur de l'expérience est visible, ainsi que les deux « jupes » et l'enceinte 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.

[18]. 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 ^4He 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 écran les champs magnétiques extérieurs par effet Meissner [21], 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 piège 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 $2\text{ }\mu\text{m}$ 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 [20].

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 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 crée 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 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 [22].

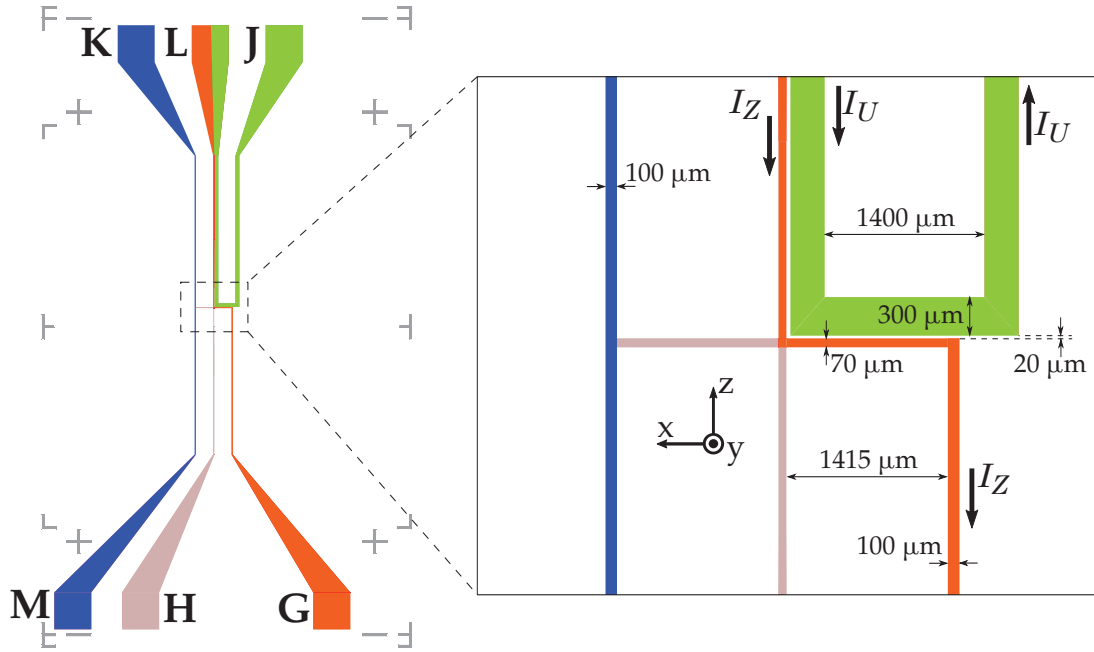


Figure II.2 Schéma de la puce supraconductrice. Les lettres étiquettent les pattes d'entrée/sortie des courants électriques sur la puce. Les couleurs sont une aide visuelle pour mieux suivre les fils : en vert, le « fil \mathcal{U} », en orange le « fil \mathcal{Z} » et en bleu le « fil RF ». À droite, 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).

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

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

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

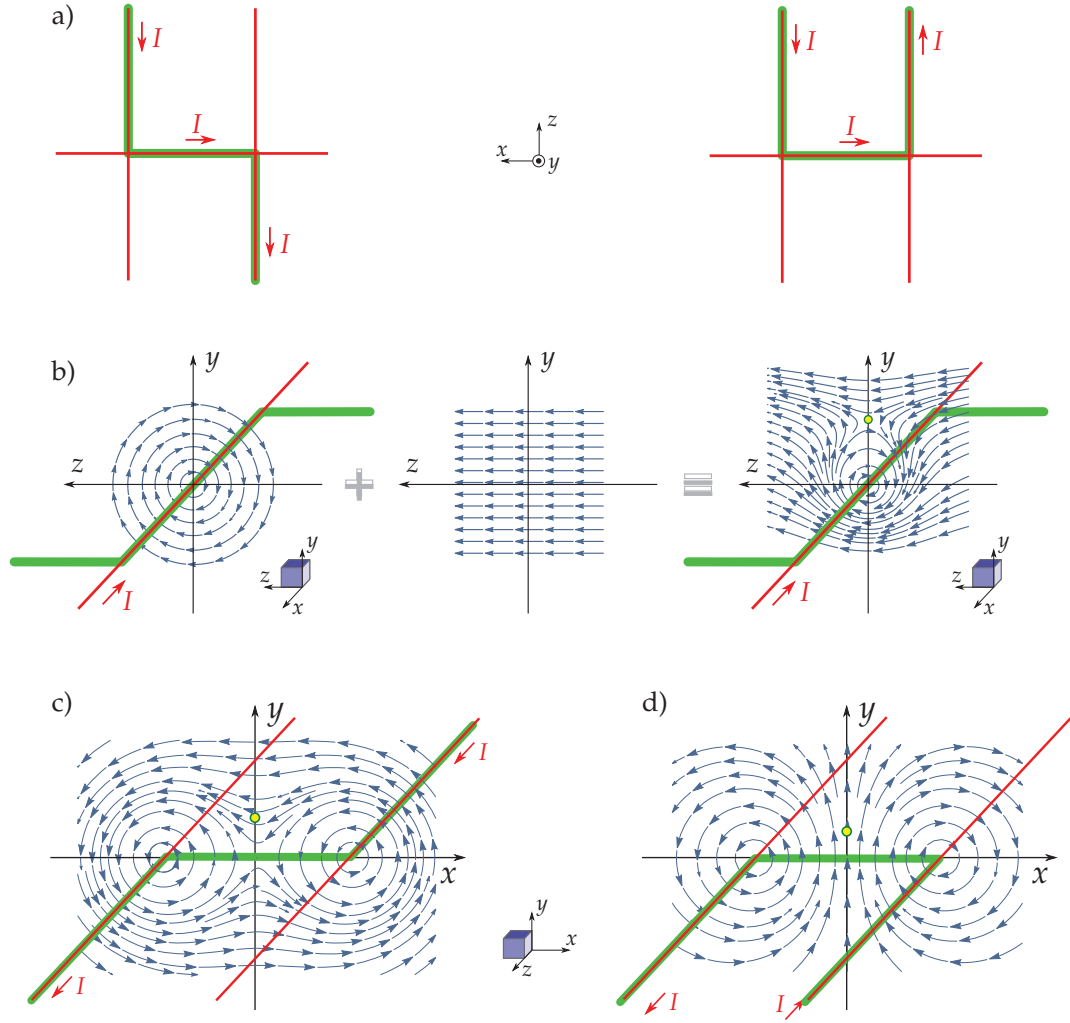


Figure II.3 Champs magnétiques créés par la puce. **a)** Les fils U et Z portent un courant dans la direction x et une paire de courants parallèles dans la direction z . **b)** Un champ quadrupolaire est créé par la superposition du courant selon x et d'un champ de biais B_z . Les courants verticaux 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.

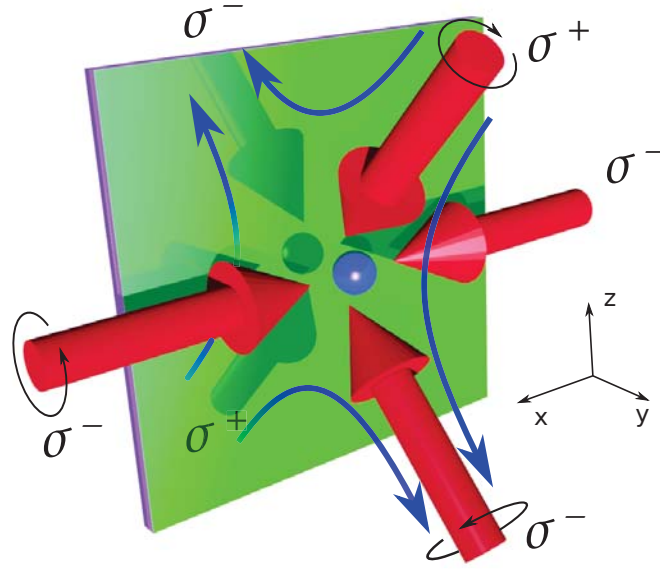


Figure II.4 Schéma de principe du MOT miroir : Deux faisceaux contra-propageants sont envoyés parallèlement à la puce réfléchissante, selon l'axe x . Les deux autres faisceaux dans le plan yz viennent frapper la puce avec un angle de 45° . Leur réflexion sur la puce équivaut à deux faisceaux supplémentaires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

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 $\Gamma = 6,065 \text{ MHz}$ [23]. 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

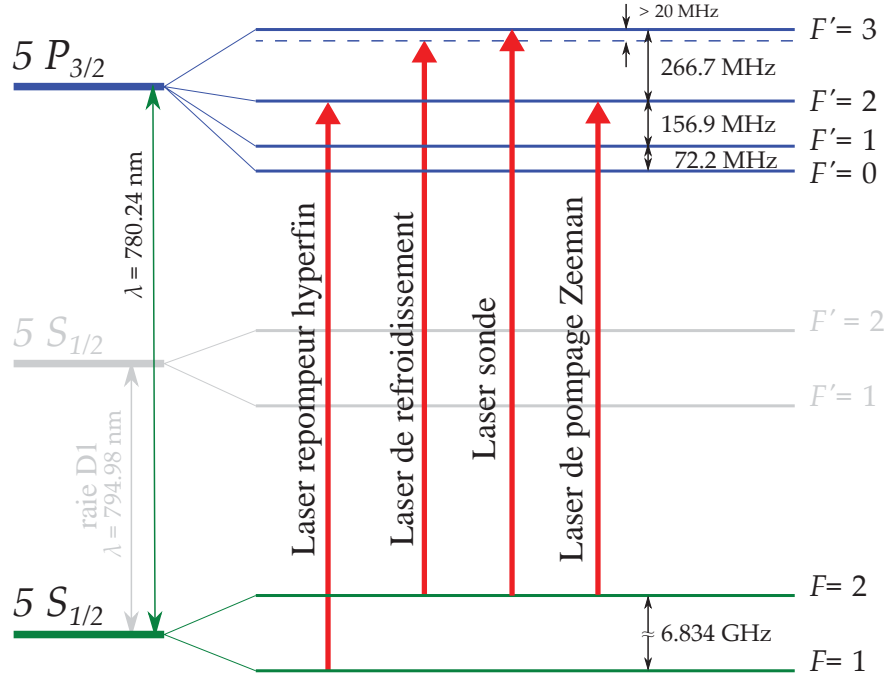


Figure II.5 Structure hyperfine de la raie D2 du ^{87}Rb . Les transitions cyclantes sont montrées pour le laser de refroidissement, le laser repompeur, le laser sonde et le laser de pompage Zeeman.

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.

Piégeage magnéto-optique

Notre dispositif repose sur trois stades de piégeage magnéto-optique successifs. Les atomes de rubidium sont stockés 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

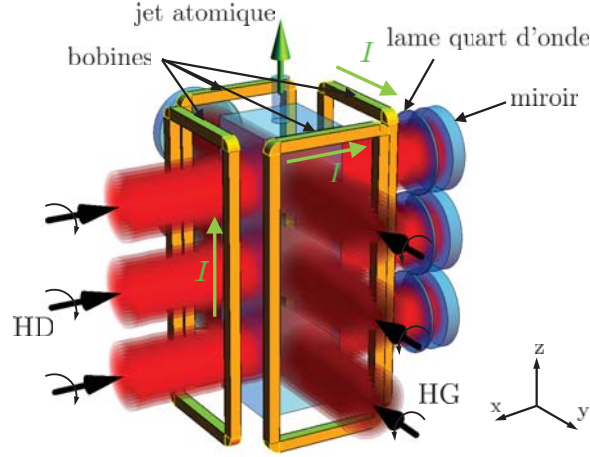


Figure II.6 Schéma du 2D-MOT avec ses trois étages de piégeage. Les polarisations des faisceaux incidents sont indiquées par les lettres HD (pour hélicité droite) et HG (hélicité gauche), relativement à la direction de propagation des faisceaux. Le sens des courants dans les bobines est indiqué par les flèches verts 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.

permet de créer un champ quadrupolaire similaire à celui du fil \mathcal{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 \mathcal{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 \mathcal{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 $40 \mu\text{K}$, 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 $5S_{1/2}, F = 2$. 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 μ 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 [17].

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 $(\omega_x, \omega_y, \omega_z) \simeq 2\pi \times (24, 3400, 3400)$ Hz à une distance de 80 μ 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 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 reproductible 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

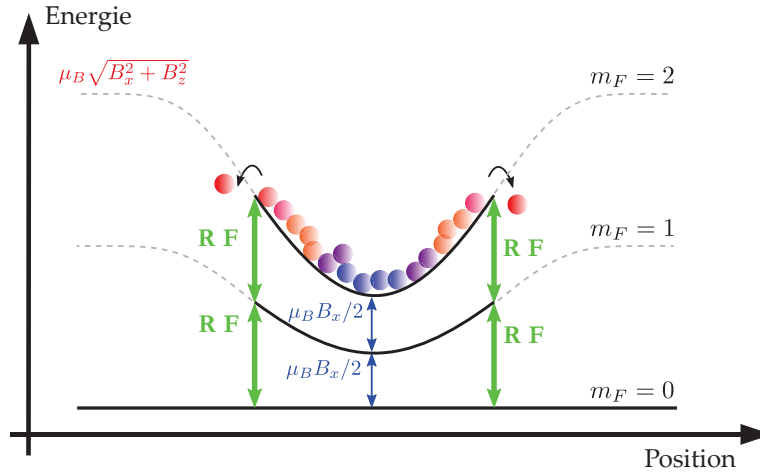


Figure II.7 Refroidissement évaporatif radio-fréquence : le « couteau » RF induit les transitions entre sous-niveaux Zeeman. Une fois dans les sous-niveaux $m_F < 1$, les atomes ne sont plus piégés et sont éjectés du piège. L’aile chaude de la distribution de Boltzmann est évacuée et les atomes restant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

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.

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

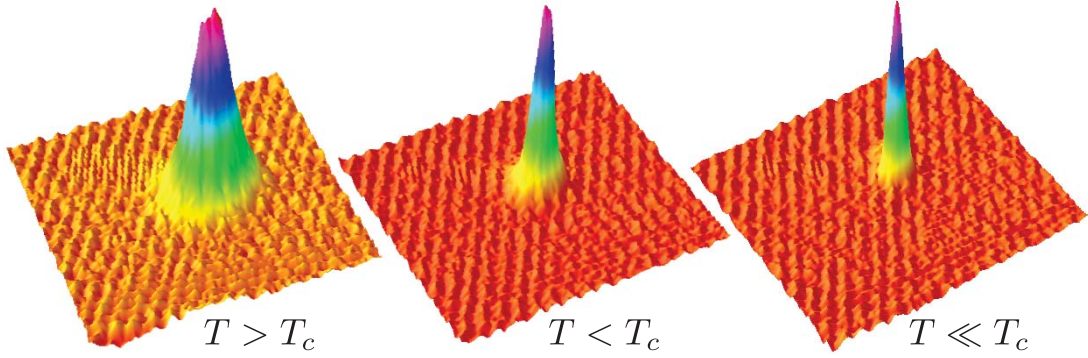


Figure II.8 Trois nuages de ^{87}Rb évaporés jusqu'à des valeurs différentes de fréquence RF, imagés après un temps de vol de 16,5 ms. Les images donnent directement la distribution d'impulsion au sein du nuage. À gauche, la température est supérieure à la température critique de condensation T_C : le 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.

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 (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'inten-

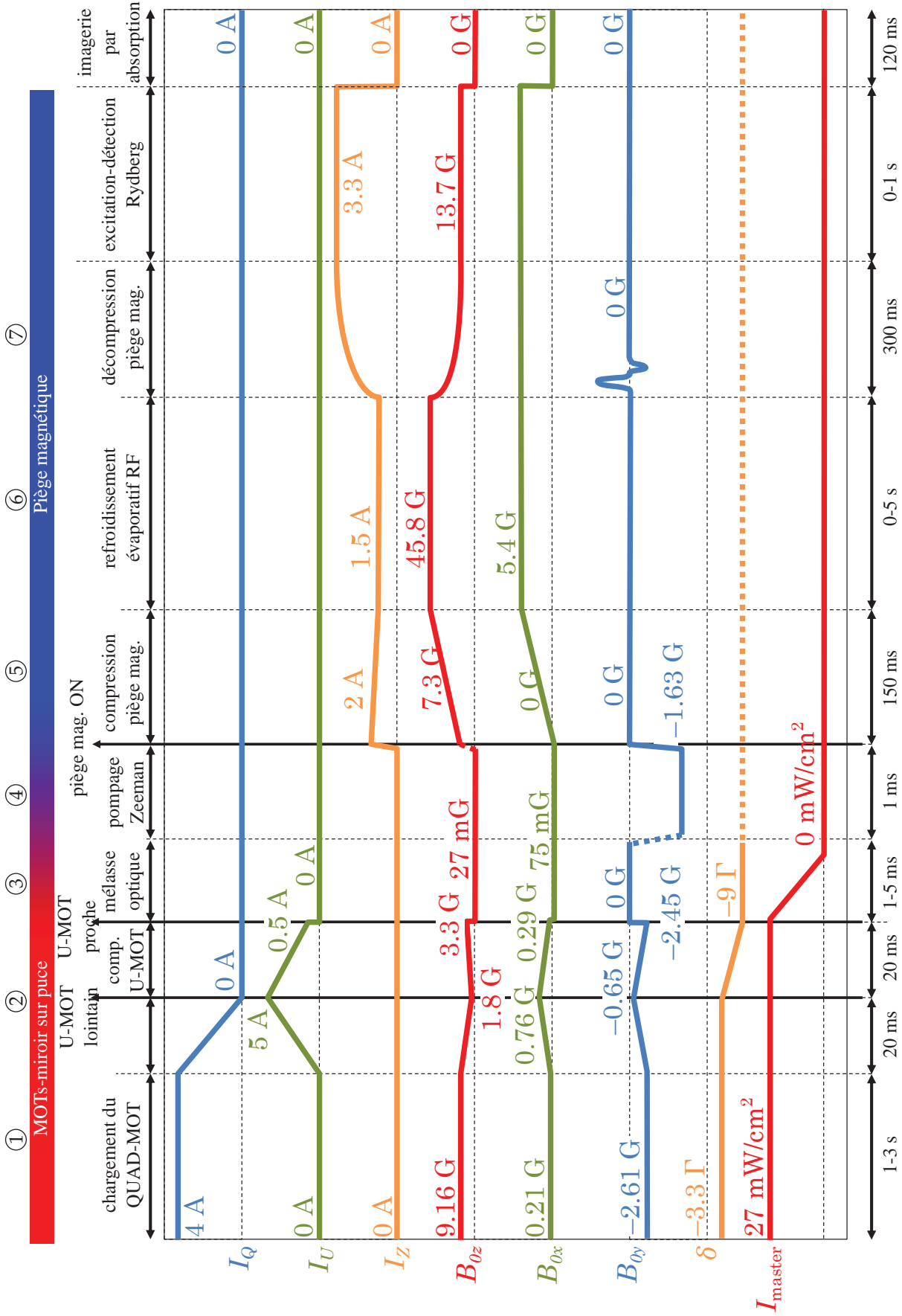


Figure 11.9 Séquence expérimentale typique : la durée et les valeurs des paramètres à chaque étape sont précautionneusement optimisés. Les étapes de piègeage et de refroidissement sont numérotées de 1 à 7 et discutées dans le texte. Les étapes ultérieures seront décrites par la suite. $I_{Q,U,Z}$ sont les courants dans la bobine QUAD, le fil U et le fil Z , en Ampères. $B_{0,x,y,z}$ 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 .

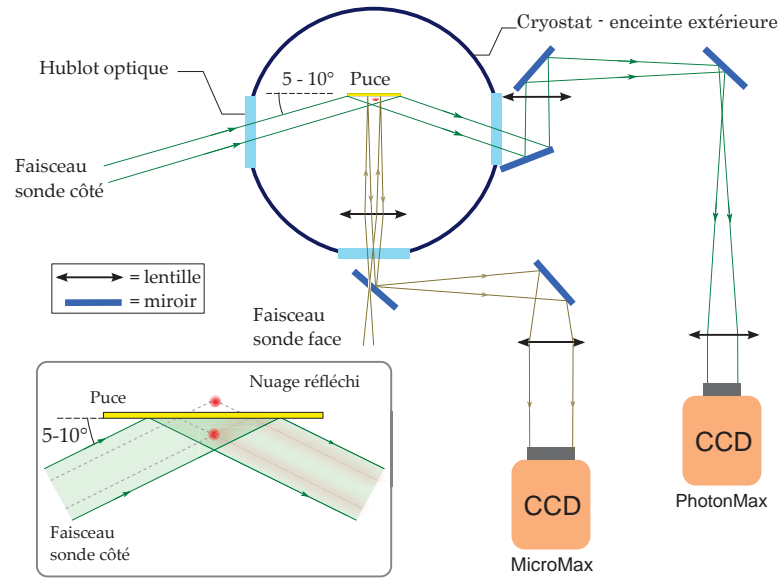


Figure II.10 Schéma optique des faisceaux sonde dans le cryostat. L'insert montre de plus près la réflexion du faisceau sonde côté sur la puce et la formation des deux images du nuage.

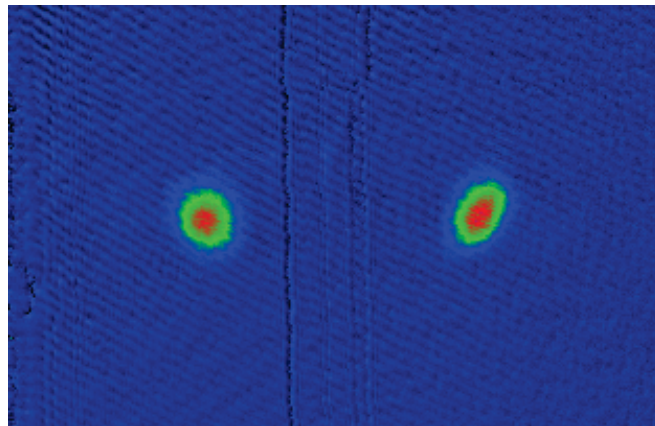


Figure II.11 Image par absorption d'un nuage froid après temps de vol, éclairé par la sonde de côté. Les deux images du nuage sont dues à la réflexion du faisceau sur la puce. On distingue, entre les deux images du nuage atomique, les ombres portées par les fils de la puce.

sité 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.

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) :

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

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 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 [20, 24]. Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage dans le piège magnétique, nous obtenons une valeur $\alpha_{\text{magn}} = 2,06 \pm 0,1$. Pour l'absorption de la sonde de côté par un nuage juste après la mélasse optique, nous obtenons une valeur $\alpha_{\text{mélasse}} = 2,27 \pm 0,1$. 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 [25]. 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.

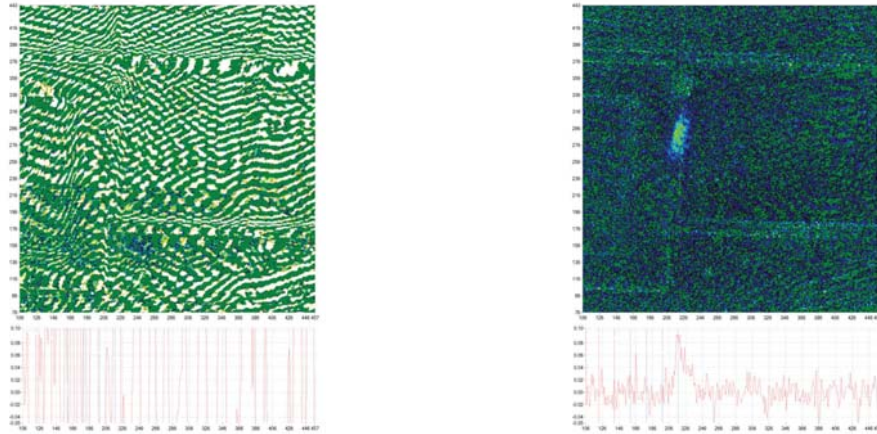


Figure II.12 Images du nuage atomique froid par absorption du faisceau sonde face. À gauche, l'image est traitée selon l'équation (II.6). À droite, la même image après traitement par l'algorithme de réduction des franges. Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale.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

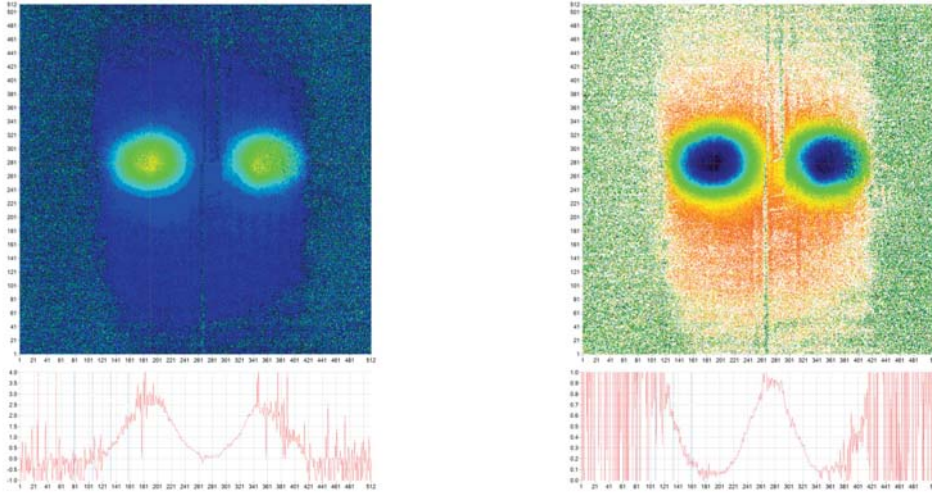


Figure II.13 Images du nuage atomique de mélasse optique par absorption du faisceau sonde côté. À gauche, l'image est traitée par absorption selon l'équation (II.4). À droite, l'image est traitée selon l'équation (II.8). Les graphes sous les images sont les profils de densité du nuage en coupe horizontale. 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 :

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

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 μ K	1 mm à 3 mm
U-MOT proche	10^7	200 μ m	200 μ m	40 μ K	600 μ m
mélasse optique	5×10^6	80 μ m	80 μ m	10 μ K	600 μ m
piège mag. chaud	$1,5 \times 10^6$			40 μ K	
piège mag. froid	$1,2 \times 10^4$	45 μ m	4,5 μ m	0,75 μ K	450 μ m
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

Cette diversité de nuages atomiques nous permet d'exciter des atomes de Rydberg dans différentes conditions de densité atomique, de température et de distance à la puce. Nous présentons dans le reste de ce chapitre la partie de notre dispositif expérimental servant à exciter, détecter et manipuler les atomes de Rydberg. Notre dispositif est particulier dans la mesure où tout ce que concerne les niveaux de Rydberg a lieu près d'une surface conductrice, ce qui rend les choses plus difficiles.

Après avoir donné le principe de l'excitation à deux photons des niveaux de Rydberg et de la détection par ionisation sélective, nous ferons une présentation de rapide de l'effet Strak et de ses effets sur nos expériences. Nous décrirons ensuite les techniques mises en place afin de contrôler les champs électriques près de la puce. Nous finirons ce chapitre par une présentation de la technique de spectroscopie microonde des niveaux de Rydberg et de son utilisation pour mesurer les champs électriques résiduels.

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 $150 \mu\text{m}$ et une puissance de $50 \mu\text{W}$ 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 $2,989\,31(62) e a_0$ [23]. 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

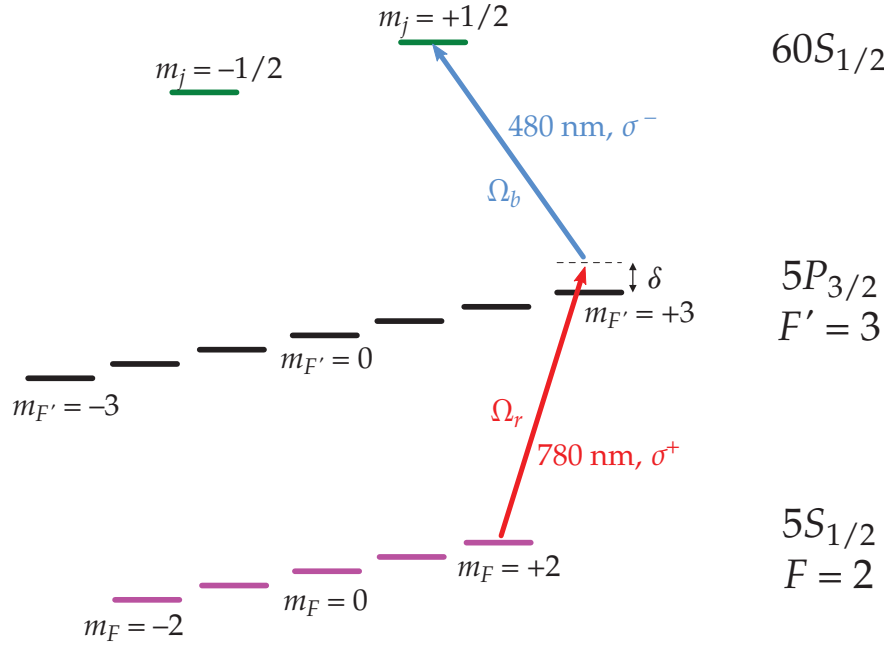


Figure II.14 Schéma de l'excitation laser du niveau $60S_{1/2}$, à partir d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental dans le piège magnétique. La polarisation de chaque laser est indiquée. Ω_r et Ω_b sont les fréquences de Rabi des transitions à 780 et 480 nm respectivement. $\delta = 540$ MHz est le désaccord par rapport au niveau intermédiaire.

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 $\Gamma_{sp} \simeq 2,5 \times 10^{-3} \Gamma = 2\pi \times 0,657$ MHz, ce qui correspond à l'émission d'un photon toutes les $\Gamma_{sp}^{-1} = 0,24 \mu\text{s}$. Or lorsqu'un atome absorbe et ré-émet un tel photon, il gagne une énergie moyenne $\Delta E = p^2/(2m_{Rb87}) = \hbar^2/(2m_{Rb87}\lambda^2) = 180$ 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 $22 \mu\text{m}$ et une puissance estimée à 4 mW au niveau des atomes. Le moment dipolaire de la transition $|5P_{3/2}, F' = 3, m_{F'} = +3\rangle \rightarrow |60S_{1/2}, m_j = +1/2\rangle$ est cependant bien plus faible que le précédent, et vaut $9,9 \times 10^{-3} e a_0$ †. La fréquence de Rabi pour cette transition est alors de $\Omega_b = 2\pi \times 8$ 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 [26]. 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 $\Omega = 2\pi \times 296$ 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.

†. 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 .

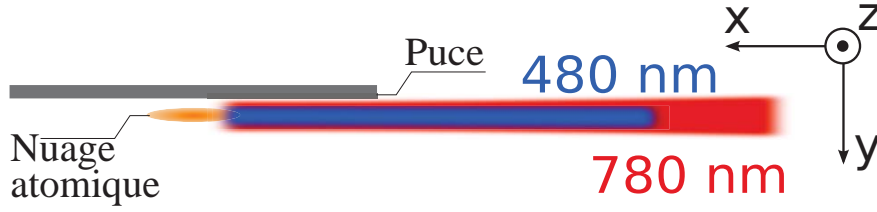


Figure II.15 Schéma représentant la géométrie des faisceaux laser d'excitation.

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).

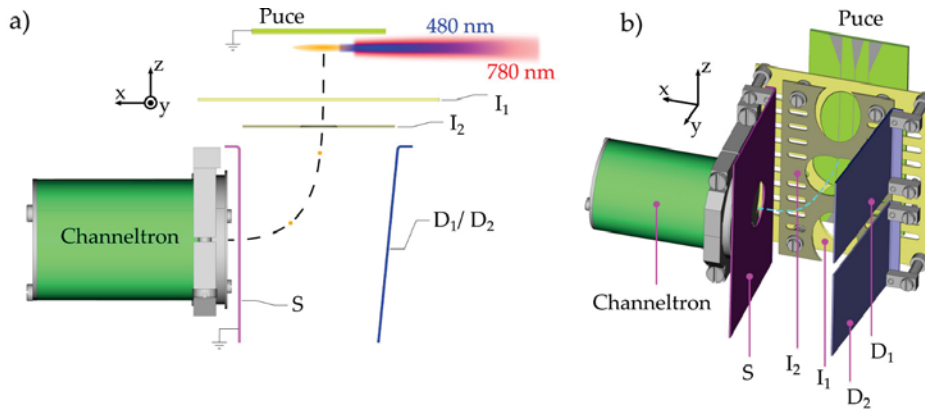


Figure II.16 Schéma représentant le système de détection des atomes de Rydberg. **a)** vu de dessus et **b)** en projection axonométrique. Après excitation, les atomes de Rydberg sont ionisés par les électrodes I_1 et I_2 . Les ions ainsi créés et accélérés sont défléchis par les électrodes D_1 et D_2 , en direction du détecteur Channeltron. L'électrode S est mise à la masse et sert à écranter 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 $V_{defl} = +150$ 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'écranter les -3000 V pour la région de piégeage des atomes. Lorsque les ions arrivent dans le Channeltron, celui-ci génère par avalanche un signal électronique 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 correspondants 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 $90 \pm 10 \%$.

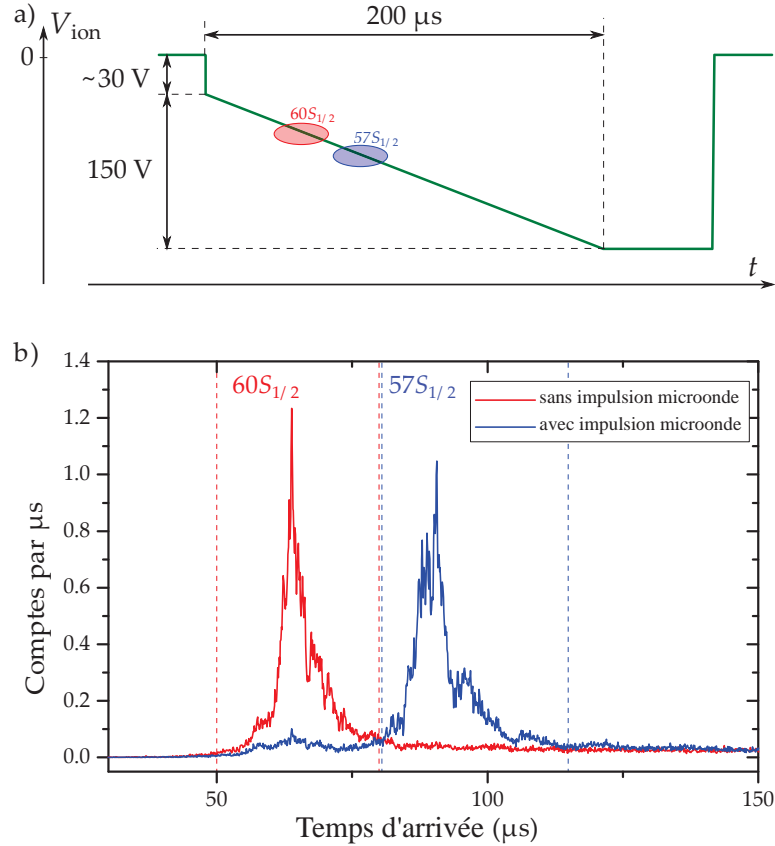


Figure II.17 Détection sélective des atomes de Rydberg. **a)** une rampe de tension V_{ion} typique appliquée sur les électrodes d'ionisation. Les seuils d'ionisation des niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$ sont indiqués en rouge et bleu respectivement. **b)** Temps d'arrivée des ions correspondants. 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

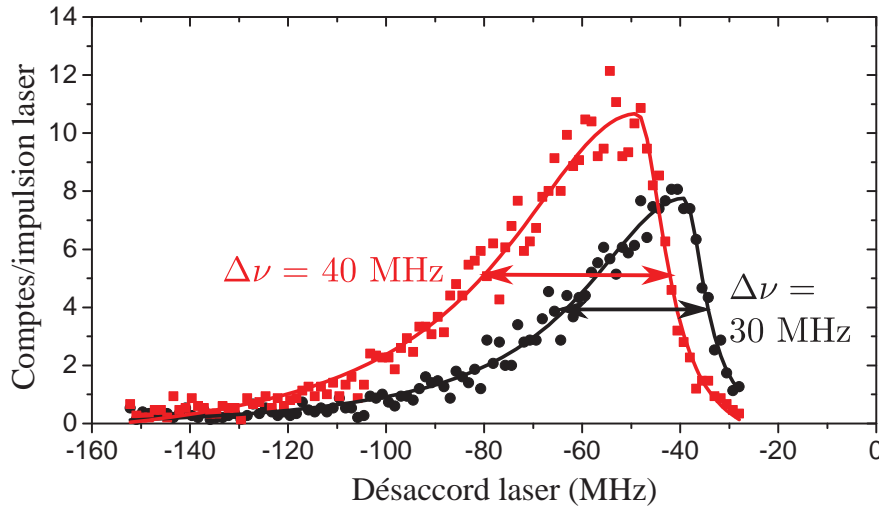


Figure II.18 Deux spectres laser de la transition $5S \rightarrow 60S$, avant correction des inhomogénéités et de la dérive du champ électrique. Leurs largeurs sont de 30 MHz et 40 MHz respectivement, et ils sont décalés en fréquence de 12 MHz l'un par rapport à l'autre. Les deux spectres ont été pris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

largeurs de raie de plusieurs dizaines de MHz, et une forme asymétrique caractéristique d'un élargissement Stark inhomogène. De plus, une heure de fonctionnement de l'expérience cause un déplacement en fréquence de la raie de 12 MHz.

Cet effet est causé par la variation spatiale et temporelle 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

$$\hat{H}_S = q \hat{z} |\mathbf{F}| = q \hat{r} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_1^0 |\mathbf{F}|. \quad (\text{II.13})$$

où \hat{z} est la composante selon z de l'opérateur position, \hat{r} sa norme, et Y_1^0 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 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.

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

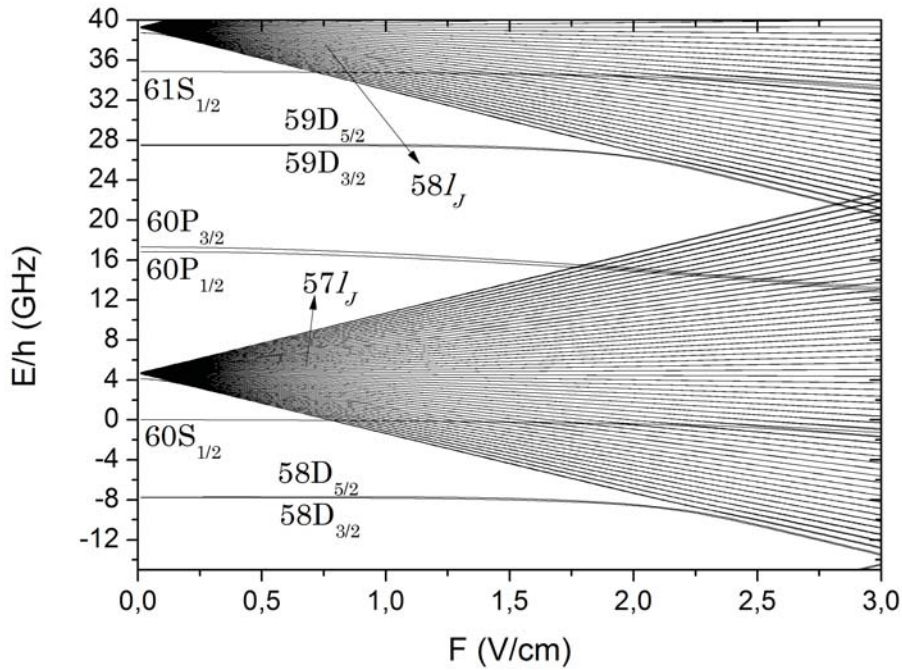


Figure II.19 Diagramme Stark autour du niveau 60S, pour les états de $m_j = 1/2$. Le défaut quantique déplace beaucoup les niveaux S,P et D. Ces niveaux non-dégénérés ont un effet Stark quadratique en champ électrique. Les niveaux de grand l sont dégénérés et ont un effet Stark linéaire (ce sont les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

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 $\text{MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$
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 $\sim 200\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, ce qui nous donne une valeur de gradient de champ électrique de l'ordre de $35\text{ (V/cm)}/\text{cm}$.

Potentiel de contact du rubidium sur l'or et dépôt contrôlé

La cause principale de l'inhomogénéité spatiale et temporelle des champs électriques est l'accumulation d'un dépôt d'atomes de rubidium sur la surface en or de la puce : lorsque les atomes du piège sont relâchés à la fin de chaque séquence, une partie d'entre eux entre en contact avec la surface froide de la puce et s'y dépose. Des dépôts volontaires d'atomes sur la puce, à partir de nuages piégés, nous ont confirmé l'importance de ce phénomène et de ses effets sur les spectres d'excitation laser.

L'accumulation d'atomes de rubidium sur la puce forme d'important dipôles électriques. En effet, les niveaux de Fermi de l'or et du rubidium étant différents, lorsque les deux métaux sont mis en contact les électrons se déplacent de l'un à l'autre pour équilibrer les niveaux de Fermi. Un potentiel électrostatique de contact est alors créé entre l'or et le rubidium. La surface de la puce étant mise à la masse, ce sont les plaques de rubidium déposé qui se chargent à $2,5\text{ V}$ environ. Or le dépôt de rubidium depuis les nuages piégés est un processus lent et non contrôlé, sur des échelles de longueur de l'ordre du mm. Cela a pour conséquence un champ électrique variant dans le temps et inhomogène à une distance de la puce inférieure à quelques mm. C'est justement là que se trouve les atomes piégés que l'on souhaite exciter.

La solution que nous avons envisagée et mise en œuvre fut de saturer le dépôt de rubidium sur la puce, en faisant un dépôt contrôlé macroscopique sur une surface grande devant la région de piégeage. Pour que cela fonctionne, il est important que le rubidium déposé reste métallique, non oxydé, et ne migre pas dans le cryostat en raison de différences de températures. Ces contraintes nous ont décidés à faire le dépôt de rubidium à froid, lorsque le cryostat est sous vide et thermiquement stable. Le dépôt de contrôlé a été réalisé grâce à l'installation de dispenseurs de rubidium dans le cryostat, orientés de façon à pouvoir couvrir la puce de rubidium métallique. La figure (II.20) illustre qualitativement la structure des champs électriques au voisinage de la puce avant et après le dépôt de rubidium.

Les dispenseurs nous ont permis de déposer une couche de rubidium, estimée à environ 80 nm d'épaisseur, sur une partie importante de la surface de la puce.

Un spectre d'excitation laser fait juste après ce dépôt de rubidium dans un MOT à $500\text{ }\mu\text{m}$ de la puce est présenté en figure (II.21). Les conditions d'excitation sont similaires à celles des spectres présentés en figure (II.18), mais la largeur de raie spectrale est de seulement $\Delta\nu = 1,7\text{ MHz}$. Le dépôt de rubidium a donc eu un effet extrêmement bénéfique sur l'excitation d'atomes de Rydberg au voisinage de la puce.

II.2.4 Contrôle du champ électrique perpendiculaire à la puce

Le dépôt saturé de rubidium sur la puce nous a permis de réduire considérablement les inhomogénéités de champ électrique. Nous souhaitons néanmoins pouvoir contrôler la valeur moyenne du champ à la position du nuage atomique, dans deux optiques. La première est la réduction de l'effet des inhomogénéités résiduelles. En effet, plus la valeur moyenne du champ électrique sera élevée, plus la raie spectrale sera élargie par une même variation autour de la valeur moyenne. Cela est dû à la forme quadratique

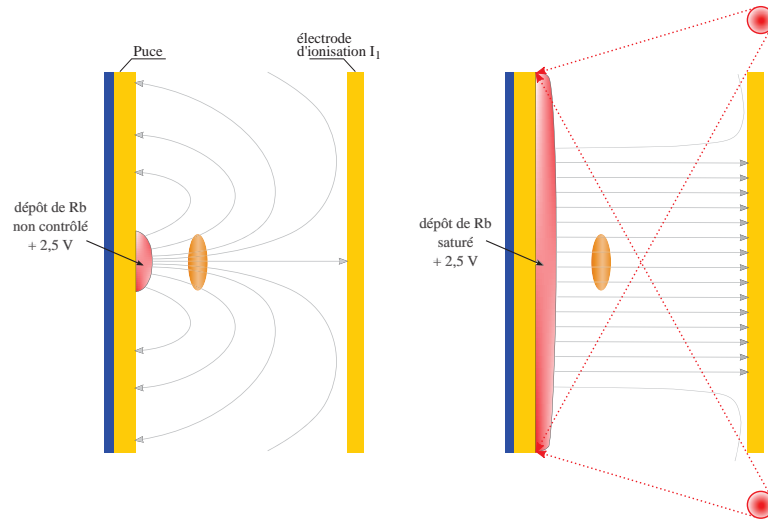


Figure II.20 Schéma illustrant les dépôts de rubidium sur la puce et les champs électriques qui en résultent. Les dépôts de rubidium sont représentés en rouge et les traits gris fléchés représentent les lignes de champ électrique. Les surfaces représentées en jaune (puce et électrode d'ionisation I_1) sont mise à la masse. L'ovale orange représente la position du nuage atomique (les échelles ne sont pas respectées). À gauche, dépôt non-contrôlé dû aux atomes piégés : le champ électrique est inhomogène et varie dans le temps. À droite, dépôt contrôlé réalisé grâce aux dispensers de rubidium (indiqués par les cercles rouges) : le champ électrique est homogène et stable dans le temps.

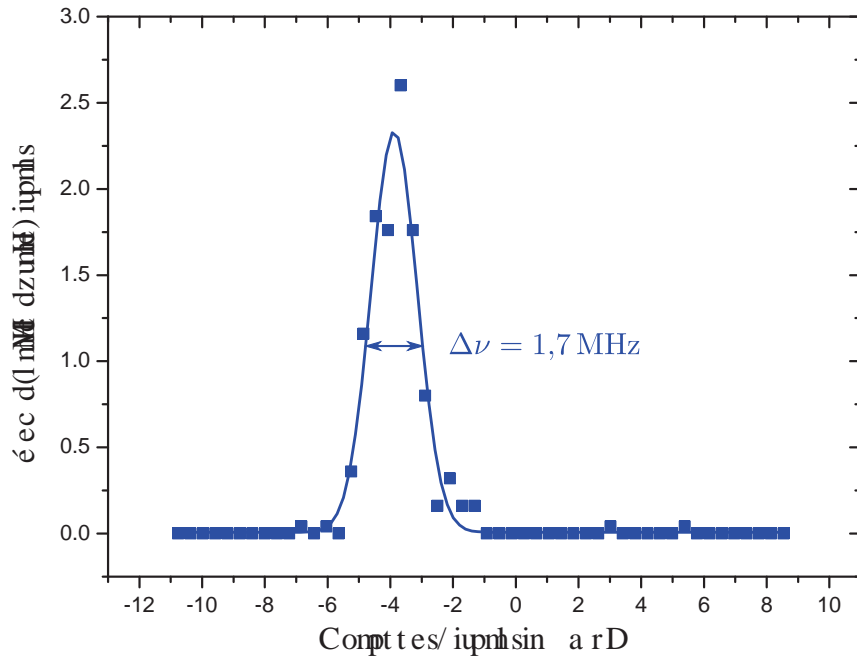


Figure II.21 Spectre d'excitation laser 5S-60S d'atomes piégés dans un MOT, juste après le dépôt de rubidium sur la puce. La largeur de raie a été considérablement réduite par le dépôt contrôlé de rubidium.

de l'effet Stark pour les niveaux de bas l , et se conçoit fort bien à l'observation de la figure (II.19). La seconde optique d'un contrôle plus fin du champ électrique est de pouvoir déplacer en fréquence la transition laser vers les niveaux de Rydberg ainsi que les transitions microonde entre niveaux de Rydberg voisins. Cet aspect du contrôle des champs électriques nous sera surtout utile lorsque nous nous intéresserons aux niveaux de Rydberg circulaires, dans les chapitres IV et V.

Le moyen le plus direct dont nous disposons pour le contrôle du champ électrique est l'application d'une tension sur les électrodes d'ionisation I_1 et I_2 représentées en figure (II.16). Il est raisonnable de supposer, étant donné la grande surface de ces électrodes, que le champ créé entre celles-ci et la puce sera spatialement homogène, au moins là où se situe le nuage atomique. Le contrôle de la tension appliquée à ces électrodes présente une exigence technique particulière : nous voulons contrôler le champ électrique vu par les atomes à l'échelle de la dizaine de mV/cm, tout en étant capable d'appliquer une tension de quelques centaines de Volts sur les mêmes électrodes afin d'ioniser et détecter les atomes de Rydberg.

Nous avons pour cela conçu un circuit électronique permettant de commuter rapidement la tension appliquée aux électrodes, entre une voie basse tension à bas bruit pendant l'excitation des atomes de Rydberg et une voie haute tension servant à leur détection. Ce circuit est schématisé en figure (II.22).

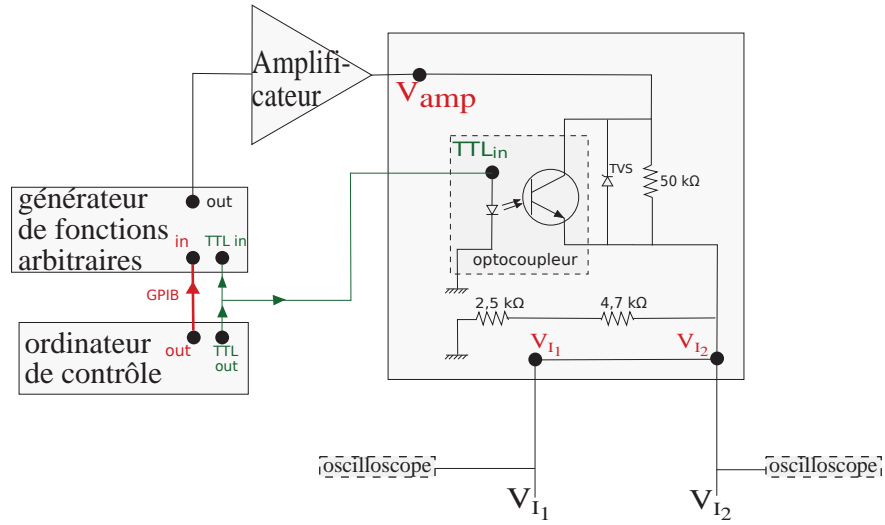


Figure II.22 Premier circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par un générateur de fonctions arbitraires contrôlé par ordinateur, puis amplifiées par un amplificateur haute tension de gain $\times 50$. Pendant l'excitation des atomes de Rydberg, l'optocoupleur est bloquant. Le pont diviseur de tension créé par la résistance de $50\text{ k}\Omega$ d'une part et de $2,5 + 4,7\text{ k}\Omega$ divise par un facteur 8 le bruit électronique au niveau des électrodes, au prix d'une réduction d'autant du signal. Pendant la phase de détection, l'optocoupleur est passant et le pont diviseur est ainsi court-circuité. La tension appliquée aux électrodes est alors directement la tension en sortie de l'amplificateur.

Toutes les expériences que nous décrirons dans la suite de cette thèse ayant trait au niveau 60S ont été réalisées à l'aide de ce circuit. Une particularité de son fonctionnement réside dans le fait que la phase d'excitation des atomes de Rydberg se fait à tension constante, et que le contrôle dynamique de la tension n'est permis que lors de la

phase de détection, qui nécessite une rampe de tension comme évoqué en II.2.2. Cette limitation sera corrigée plus tard par l'introduction d'un second circuit de contrôle, représenté en figure (II.23) et son fonctionnement est détaillé ci-après. Ce second circuit, qui permet l'application de deux rampes de tensions indépendantes pour l'excitation et la détection, a été utilisé dans toutes les expériences que nous décrirons ayant trait au niveau circulaire 50C.

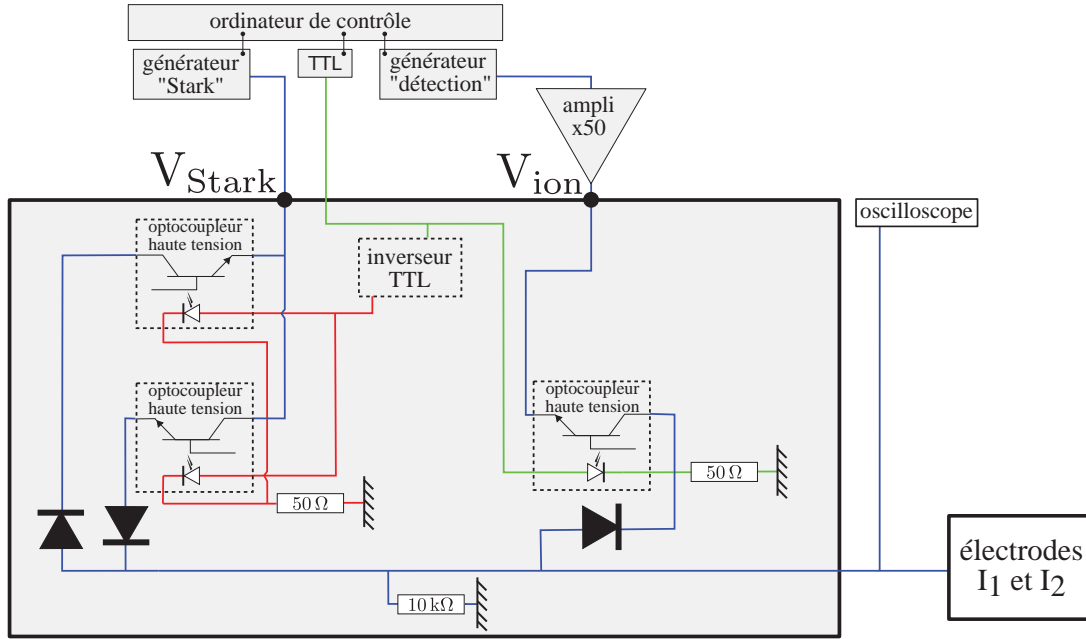


Figure II.23 Second circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par deux générateurs de fonctions arbitraires indépendants et appliquées directement aux électrodes par deux voies séparées (voie basse tension à gauche et voie haute tension à droite).

Dans ce second circuit de contrôle de tension, l'ordinateur de contrôle permet de programmer une rampe arbitraire sur chacun des générateurs. La tension fournie par le générateur « détection » est amplifiée 50 fois et devient « V_{ion} ». V_{ion} est introduite dans la voie haute tension du circuit de contrôle. La tension fournie par le générateur « Stark » n'est pas amplifiée et est appelée « V_{Stark} ». V_{Stark} est introduite dans la voie basse tension du circuit de contrôle. Pendant la phase d'excitation, le signal TTL est éteint. L'optocoupleur de la voie haute tension est alors bloquant, et les deux optocoupleurs de la voie basse tension sont passants. L'optocoupleur du haut sert à faire passer les tension négatives et celui du bas les tensions positives. Chacun est isolé par une diode à sa sortie, adaptée au sens de circulation du courant dans chaque voie. La tension V_{Stark} est alors directement appliquée aux électrodes. Pendant la phase de détection, le signal TTL est allumé. Les optocoupleurs de la voie basse tension deviennent bloquants et celui de la voie haute tension devient passant. La tension V_{ion} est alors directement appliquée aux électrodes. Les tensions en fin de rampe de détection peuvent aller de -150 V pour les niveaux voisins du 60S, et jusqu'à -500 V pour les niveaux voisins du 50C. Nous avons donc conçu ce circuit de contrôle en conséquence, en utilisant des optocoupleurs capables de bloquer des tensions élevées.

II.2.5 Contrôle du champ parallèle à la puce

Les dispositifs de contrôle des champs électriques que nous venons de présenter ont une lacune majeure : ils ne permettent de varier le champ électrique que perpendiculairement à la puce, soit dans la direction y . Lorsque nous avons commencé à travailler dans l'optique d'obtenir des atomes de Rydberg circulaires, nous avons souhaité pouvoir contrôler le champ électrique parallèlement à la puce. Cela a deux conséquences. En premier lieu, nous serons en mesure de compenser les champs résiduels dans les directions x et z . En second lieu, cela permettra d'appliquer un champ électrique radio-fréquence polarisé, nécessaire à la circularisation des niveaux de Rydberg, qui sera discutée au chapitre V.

Notre dispositif de contrôle du champ parallèle à la puce consiste en quatre électrodes cylindriques (« électrodes RF »), disposées en carré autour de la zone de piégeage des atomes. En appliquant des tensions arbitraires sur ces électrodes, nous pourrions compenser les champs résiduels dans les directions x et z , et espérer compenser même les gradients de champ dans ces directions. En leur appliquant des tensions oscillant à une fréquence de 230 MHz avec des phases bien optimisées, nous pourrions générer un champ électrique radio-fréquence arbitrairement polarisé au niveau des atomes.

La figure II.24 montre la disposition de ces électrodes au cœur du dispositif expérimental.

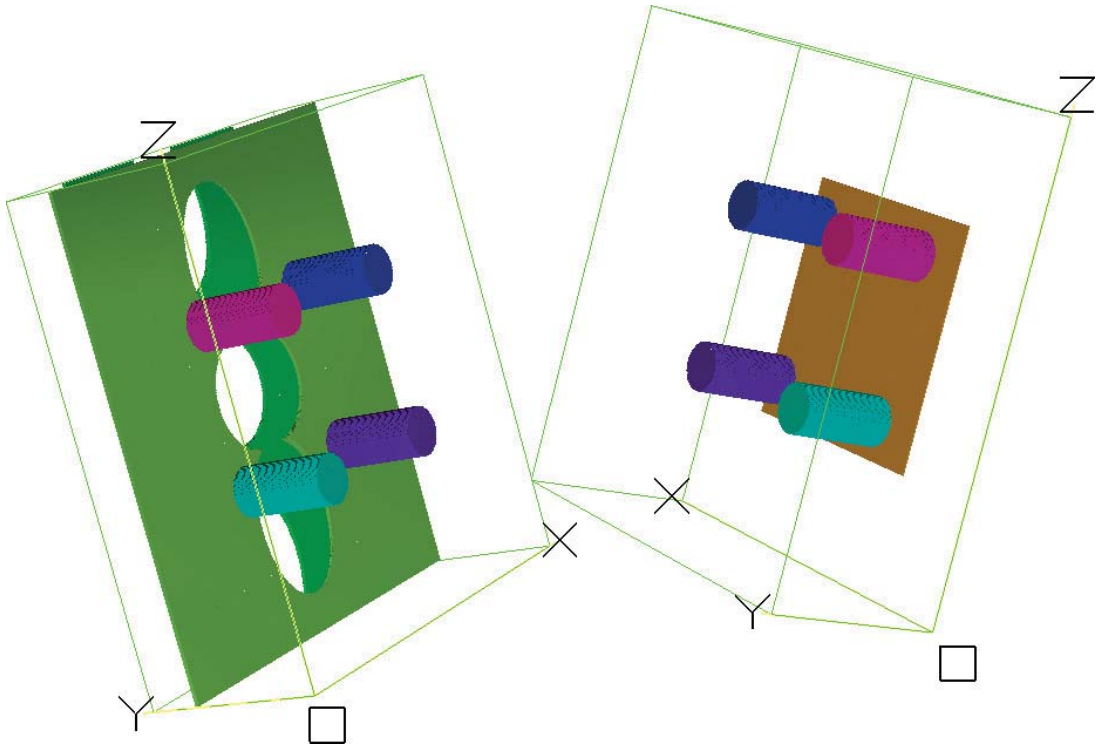


Figure II.24 Électrodes « RF » de circularisation et de contrôle du champ parallèle à la puce.
A REMPLACER PAR LES VUES DE PASCAL

Description technique du dispositif

Chaque électrode RF est un cylindre de 6 mm de diamètre et de 12 mm de long, en cuivre doré. Les quatre cylindres sont disposés perpendiculairement à la puce en un carré de 30 mm de côté. Afin de fixer les cylindres au sein du dispositif, nous avons percé des trous dans l'électrode d'ionisation I_1 . Chaque électrode est fixée par une tige filetée traversant l'un de ces trous et maintenue par un écrou. Or les électrodes RF doivent être isolées de l'électrode I_1 . Les écrous de fixation sont ainsi isolés de I_1 par des rondelles en nylon. Les tiges filetées sont quant à elles isolées par des espaceurs en céramique MACOR, logés dans la base élargie et évidée de chaque cylindre et traversant l'électrode I_1 . Le recouvrement de ces pièces diélectriques par les électrodes elles-mêmes est crucial, afin de limiter au maximum l'exposition des atomes à des surfaces non-conductrices susceptibles d'emmagasinier des charges électriques et de créer ainsi des champs parasites. La longueur des cylindres en cuivre et l'épaisseur des espaceurs en céramique sont calculés pour que le bout de chaque cylindre arrive à une distance d'environ 2 mm de la surface de la puce.

La tension appliquée à chacune des électrodes RF est amenée *via* des câbles coaxiaux, permettant de propager des signaux radio-fréquence aussi bien que des tensions constantes. Ces câbles coaxiaux semi-rigides fins traversent le cryostat, sont thermalisés à 4,2 K au fond de la jupe hélium. À l'approche du cœur de l'expérience, ils sont terminées par des connecteurs SMA, auxquels viennent se brancher des câbles plus courts et plus épais. Cette deuxième section de câblage a deux intérêts. Premièrement, la connexion des câbles aux cosses qui sont en contact avec les électrodes est facilitée par l'épaisseur et la solidité de ces deuxièmes câbles. Ces cosses sont intercalées entre l'écrou de fixation de chaque électrode et un second écrou de blocage, qui garantit le contact électrique avec la tige filetée et ainsi avec l'électrode. Deuxièmement, cela nous permet, au prix d'une simple déconnexion de connecteurs SMA, de démonter ou ajuster indépendamment les câbles coaxiaux semi-rigides et le porte-puce assorti de ses électrodes.

Les tensions constantes appliquées aux électrodes sont fournies par une source analogique contrôlée par ordinateur, dont les sorties sont filtrées par un circuit RC de temps caractéristique $\tau = 1 \mu\text{s}$. Cela permet de réduire le bruit électrique de cette source à une amplitude inférieure à 5 mV_{pp}.

Simulation du champ créé par les électrodes RF

Il était important, afin de bien concevoir la géométrie de ces électrodes RF, de savoir quel serait l'effet des tensions appliquées dessus en termes de champ électrique au niveau des atomes. L'estimation du champ créé ne peut pas se faire simplement par les approximations de conducteurs infinis pour lesquels il suffirait de diviser la différence de potentiel entre eux par la distance les séparant. En effet, la géométrie des électrodes est assez éloignée de ce genre de modèle et limite ainsi déjà la validité qu'aurait une telle approximation. De plus, la région où nous souhaitons créer du champ électrique est très proche de la puce, entre 0,5 et 2 mm de celle-ci. C'est-à-dire que d'une part cette région est située en dehors du volume délimité par les quatre électrodes, et d'autre part que la présence proche d'une surface conductrice considérée comme infinie (la puce) perturbera grandement les lignes de champ dans cette région.

Afin d'estimer le champ créé par les électrodes, nous avons utilisé le logiciel SIMION, destiné au calcul de potentiels et champs électriques et de trajectoires de particules chargées dans des structures arbitraires. Les éléments que nous y avons programmés sont les suivants : la surface de la puce, les électrodes RF et les électrodes d'ionisation. Cette structure simplifiée est représentée en figure (II.25).

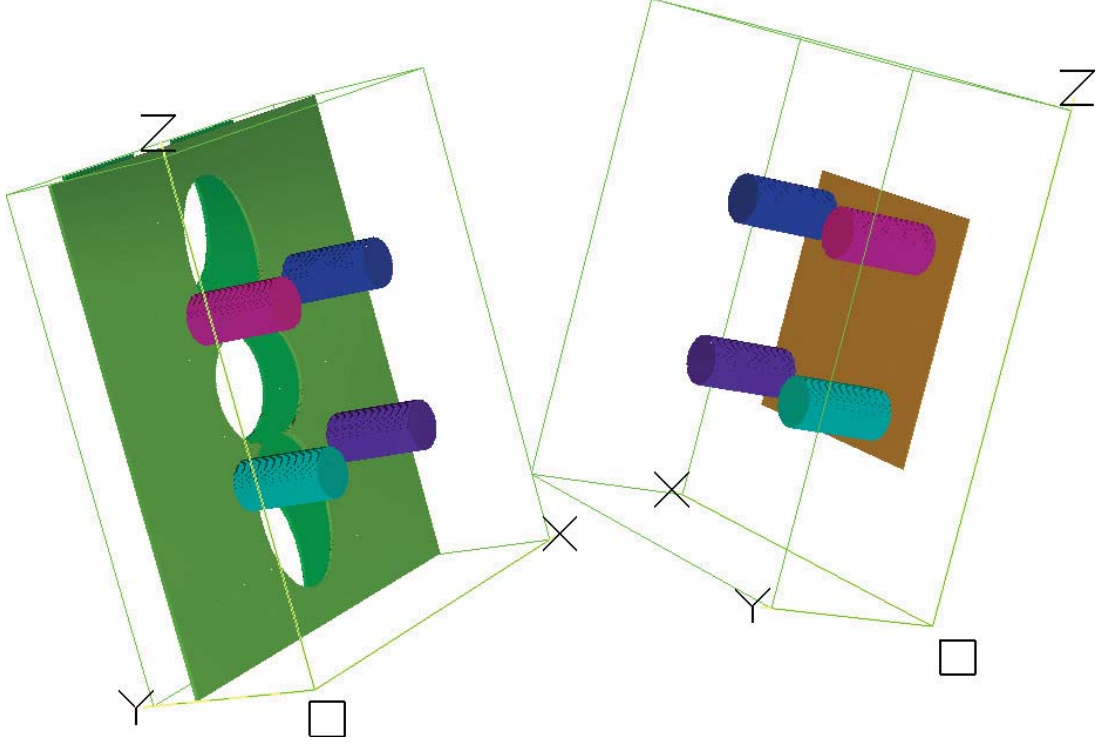


Figure II.25 Électrodes « RF » et leur environnement tels que programmés dans nos simulations SIMION. Les quatre électrodes RF sont représentées, dans l'ordre de leur numérotation, en bleu foncé (1), rose (2), violet (3) et bleu turquoise (4). La puce est représentée par une surface jaune, et les électrodes d'ionisation en vert clair (I_1) et vert foncé (I_2). Les axes indiqués par les lettres X , Y et Z sont les axes que nous utilisons habituellement, bien que l'origine O du repère ne soit pas la même. Par souci de clarté visuelle, la figure de gauche représente les électrodes RF et d'ionisation sans la puce, et la figure de droite représente les électrodes RF et la puce, sans les électrodes d'ionisation.

Nous présentons ci-dessous un exemple de simulation où l'on impose les potentiels suivants : 10 V aux deux électrodes RF du haut (1 et 2), -10 V aux deux électrodes RF du bas (3 et 4), et 0 V à la puce et aux électrodes d'ionisation. On espère alors appliquer un champ électrique vertical dirigé vers le bas au niveau des atomes.

La figure (II.26) présente le résultat de la simulation. Les deux graphes à grande échelle (en haut), permettent de confirmer que le champ créé est largement selon z . En effet, la composante F_z varie de 3 V/cm à -5 V/cm lorsque la composante F_x varie de -0,08 V/cm à 0,08 V/cm. L'on retrouve le comportement idéal des conducteurs infinis dans la zone au centre des électrodes RF, autour du point ($y = 8$ mm, $z = 0$) : le champ y est homogène avec des valeurs de $F_z = -5$ V/cm et $F_x = 0$. Malheureusement, nous piégeons habituellement les atomes bien plus près de la puce, à des distance comprises entre $y = 0,3$ mm et $y = 1,5$ mm. Il est donc important de vérifier que, dans nos régions

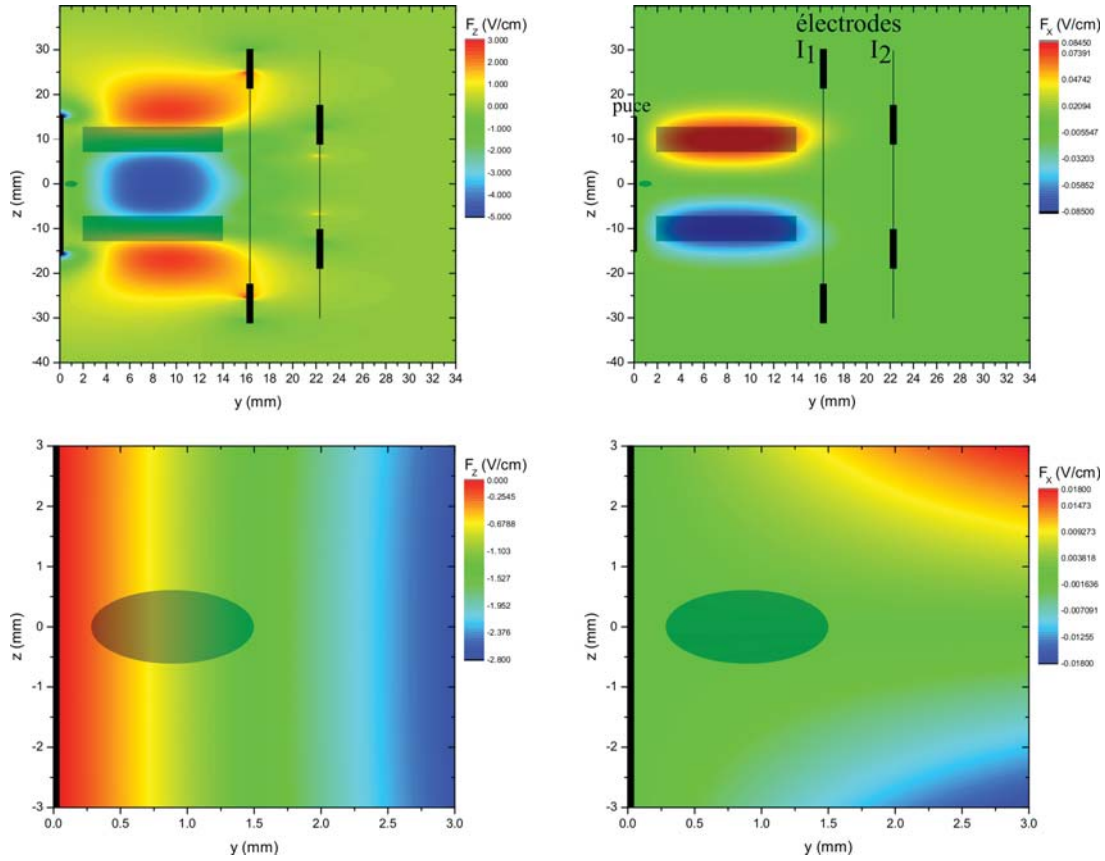


Figure II.26 Champ électrique créé par les électrodes RF, dans le plan (yOz) , $x = 0$. Les échelles de longueur en y et en z sont différentes. À gauche la composante F_z , à droite la composante F_x . En haut, une grande région est représentée, sur laquelle sont marquées la puce et les électrodes d'ionisation (les traits épais sont les endroits où ces électrodes sont dans le plan $(x = 0)$ et les traits fins sont la projection des électrodes entières sur ce plan). Les projections des électrodes RF sur le plan $(x = 0)$ sont représentées en filigrane gris (rectangles), de même que la zone de piégeage des atomes (petit ovale proche de la puce). En bas, une région beaucoup plus petite est représentée, englobant la région typique de piégeage des atomes, représentée en filigrane gris. À des fins de lisibilité, les échelles de couleur sont différentes sur chacun des graphes.

habituelles de piégeage, notre dispositif sera suffisamment performant. Les deux graphes à petite échelle (en bas), nous confirment cela : nous serons capables de créer un champ de l'ordre de $F_z = -0,5 \text{ V/cm}$ à $-1,5 \text{ V/cm}$, avec une composante F_x quasi-nulle, de l'ordre du mV/cm.

La symétrie de la structure en x et en z est un argument suffisant pour affirmer que nous pourrions tout aussi bien créer un champ opposé à celui-ci, c'est-à-dire avec une composante F_z positive, ou encore un champ très largement orienté selon x . Nous avons néanmoins occulté dans notre description un effet indésirable : Les électrodes RF créent également un champ selon y dans la région qui les sépare de la puce. Les atomes étant piégés dans cette région, délimitée par $0 < y \leq 2 \text{ mm}$, ils subiront un champ F_y dû à ces électrodes. Dans les mêmes conditions de tensions appliquées, le champ F_y varie selon z , dans un intervalle compris entre $-0,4 \text{ V/cm}$ en $z = 0,4 \text{ mm}$ et $0,4 \text{ V/cm}$ en

$z = -0,5$ mm. Fort heureusement le champ F_y reste suffisamment homogène à l'échelle de taille des nuages atomiques de diamètre $\Delta z < 300 \mu\text{m}$, une taille qui est atteinte dès le stade de mélasse optique. De plus, nous pouvons compenser sa valeur moyenne grâce aux électrodes d'ionisation, comme nous l'avons expliqué en II.2.4.

Enfin, la simulation confirme que nous pourrions appliquer un champ radio-fréquence tournant dans le plan (xOz) perpendiculaire à la puce, en vue de la circularisation des atomes de Rydberg sous un champ statique selon y . En effet, une différence de potentiel entre les électrodes du haut (1 et 2) et celles du bas (3 et 4) crée un champ F_z quasi-pur et une différence de potentiel entre les électrodes de gauche (1 et 3) et celles de droite (2 et 4) crée un champ F_x quasi-pur. Le détail des champs tournants pour la circularisation sera discuté au chapitre V.

Nous disposons ainsi d'un outil de contrôle du champ électrique dans toutes les directions, grâce aux électrodes d'ionisation et aux électrodes RF.

II.2.6 Manipulation cohérente des états de Rydberg

Nous avons jusqu'ici limité notre exposé à l'excitation laser d'atomes vers un niveau de Rydberg déterminé. Or nos expériences reposent sur la manipulation des atomes de Rydberg entre plusieurs états, en vue de deux objectifs. Le premier est la caractérisation des interactions entre niveaux de Rydberg et le second est le développement d'un système quantique pouvant servir de plateforme pour la simulation quantique.

Les différences d'énergie entre niveaux de Rydberg voisins, comme nous l'avons évoqué au chapitre I, sont dans le domaine des microondes millimétriques. Cela correspond grossièrement à des fréquences de transition de l'ordre de 10 à 100 GHz. La spectroscopie de ces transitions (« spectroscopie microonde ») est l'outil majeur dont nous disposons pour caractériser les atomes de Rydberg au-delà de la spectroscopie laser de la transition depuis le niveau fondamental. Son application pour l'étude du mouvement d'un nuage dense d'atomes de Rydberg sera discutée à la fin du chapitre III. Son application à l'étude des atomes de Rydberg circulaires et à leur manipulation cohérente sera discutée aux chapitres IV et V.

Ici, nous évoquerons la manipulation cohérente d'un « qubit de Rydberg » réalisé entre les états 60S et 61S, ainsi que l'utilisation de la spectroscopie de la transition $60S \rightarrow 60P$ pour mesurer les champs électriques résiduels. Ces deux expériences ont été menées avant l'installation des électrodes RF, et avec le premier circuit de contrôle du champ électrique (cf. II.2.4). Elles sont décrites en détail dans la thèse de Carla Hermann Avigliano [27].

Un qubit de Rydberg d'une grande longévité

Au sein de notre dispositif, la cohérence d'un système quantique à deux niveaux réalisé entre deux niveaux de Rydberg est limitée en premier lieu par l'inhomogénéité du champ électrique résiduel. De bons candidats à la réalisation d'un tel qubit seront donc des niveaux dont la sensibilité au champ sera la plus faible possible ou, à défaut, la plus similaire possible. Les coefficients d'effet Stark quadratique synthétisés en table (II.2) nous éclairent dans notre choix : nous utiliserons les niveaux $60S_{1/2}$ et $61S_{1/2}$. La quantité pertinente ici est le décalage en fréquence de la transition par l'effet Stark différentiel entre ces deux niveaux. Celui-ci vaut $A_{60S_{1/2},61S_{1/2}} = -11 \text{ MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$.

La spectroscopie de la transition $|g\rangle = |60S_{1/2}, m_j = 1/2\rangle \rightarrow |e\rangle = |61S_{1/2}, m_j = 1/2\rangle$ est présentée en figure (II.27). La largeur de raie de $\Delta\nu = 6,6$ kHz est de bon augure

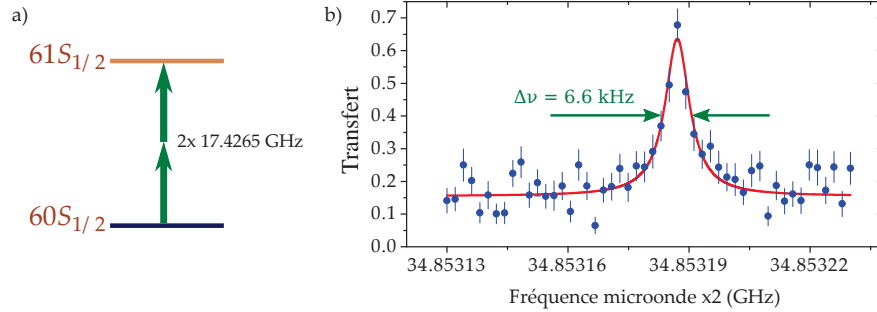


Figure II.27 Spectroscopie de la transition 60S-61S. **a)** Diagramme de niveaux de la transition microonde à deux photons. **b)** Spectre micro-onde de la transition, pour une durée d'excitation de 300 μ s. La courbe rouge est un ajustement lorentzien.

pour la manipulation cohérente de ce qubit. Afin d'estimer son temps de cohérence de façon plus rigoureuse, nous avons effectué une spectroscopie Ramsey avec écho de spin entre les deux niveaux, schématisée en figure (II.28). La technique d'écho de spin

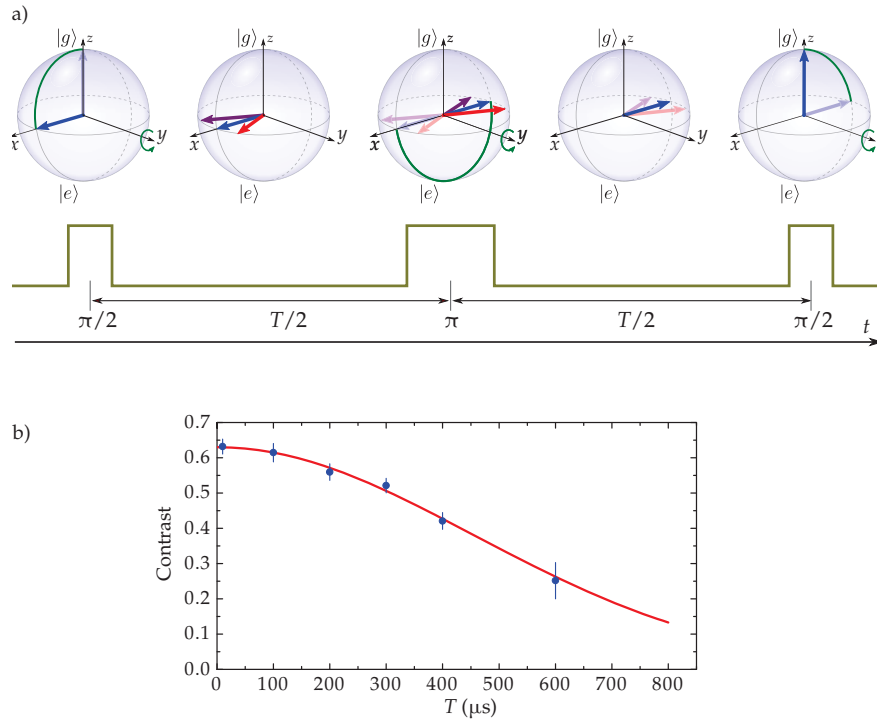


Figure II.28 Spectroscopie Ramsey avec écho de spin sur la transition 60S-61S. **a)** Principe de l'écho de spin représenté sur la sphère de Bloch. $|g\rangle$ et $|e\rangle$ représentent les états $60S_{1/2}$ et $61S_{1/2}$ respectivement. **b)** Contraste des franges de Ramsey avec écho de spin, en fonction de la durée de T de l'intervalle d'évolution. La courbe rouge est un ajustement gaussien.

permet de se libérer des sources de décohérences stables dans le temps, telles que l'inhomogénéité spatiale du champ électrique. L'impulsion π intercalée à la moitié de l'évolution de la superposition d'état agit comme un renversement du temps. Les effets de déphasage de la superposition ne variant pas dans le temps sont ainsi compensés dans la deuxième moitié de son évolution. L'ajustement gaussien du contraste des franges de Ramsey en fonction du temps total d'évolution permet d'extraire un temps de cohérence à $1/e$ de la superposition de $T_2 = 631 \mu\text{s}$. Ce temps de cohérence est trois fois supérieur à la durée de vie des niveaux de Rydberg, qui est de l'ordre de $200 \mu\text{s}$. Cela signifie que, même lorsque que la plupart des atomes de Rydberg ont été perdus par désexcitation radiative, ce qui ne l'ont pas été restent cohérents pendant une durée T_2 .

Mesure des champs électriques résiduels

La même technique de spectroscopie microonde nous a permis de mesurer les champs électriques résiduels. Pour cela, à l'inverse de l'expérience précédente, nous voulions une transition aussi sensible que possible à l'effet Stark. Nous avons donc choisi la transition $60\text{S} \rightarrow 60\text{P}$. Celle-ci se sépare par effet Zeeman entre les transitions $60\text{S}_{1/2}, m_j = 1/2 \rightarrow 60\text{P}_{3/2}, m_j = -1/2$, et $60\text{S}_{1/2}, m_j = 1/2 \rightarrow 60\text{P}_{3/2}, m_j = +3/2$. L'anisotropie des niveaux P en présence d'un champ magnétique, ici celui qui sert à piéger les atomes, nous a permis d'estimer indépendamment le champ électrique résiduel perpendiculairement et parallèlement à la puce. Le champ résiduel perpendiculaire à la puce a été mesuré à $0,09 \text{ V/cm}$, cette valeur pouvant être compensée par l'application d'une tension sur les électrodes d'ionisation. Le champ parallèle à la puce a été mesuré à $0,09 \text{ V/cm}$ à $150 \mu\text{m}$ de la puce, décroissant jusqu'à des valeur comprise entre $0,05$ et $0,06 \text{ V/cm}$ pour des distances à la puce supérieures à $300 \mu\text{m}$. Ce champ résiduel parallèle à la puce ne pourra être compensé qu'après installation des électrodes RF.

Enfin, cette expérience nous a permis d'estimer les gradients résiduels du champ électrique au voisinage de la puce, à partir de la taille du nuage et de la largeur des raies spectrales de transition, principalement due à un élargissement Stark inhomogène, tel que présenté en II.2.3. Ces estimations ont été faites dans l'approximation d'un gradient de champ constant et principalement situé sur la composante F_x . La table II.3 synthétise ces mesures.

Table II.3 Gradient de champ électrique au voisinage de la puce, à différentes distances.

Distance à la puce μm	$\partial F /\partial x$ $(\text{V/cm})^2$	$\partial F /\partial z$ $(\text{V/cm})^2$
150	1,428	21,714
245	1,504	9,023
338	2,166	11,597
455	1,566	9,011
555	0,9	5,088
675	0,76	4,277

Nous pouvons en déduire que la distance à la puce à laquelle nous choisissons de

placer les atomes de Rydberg aura une influence déterminante sur leur exposition à un effet Stark inhomogène.

II.2.7 Temps de vie des atomes de Rydberg et température effective

mesure du temps de vie par raul -> température blackbody effective d'environ 36K pour le 60S.

Conclusion

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