

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

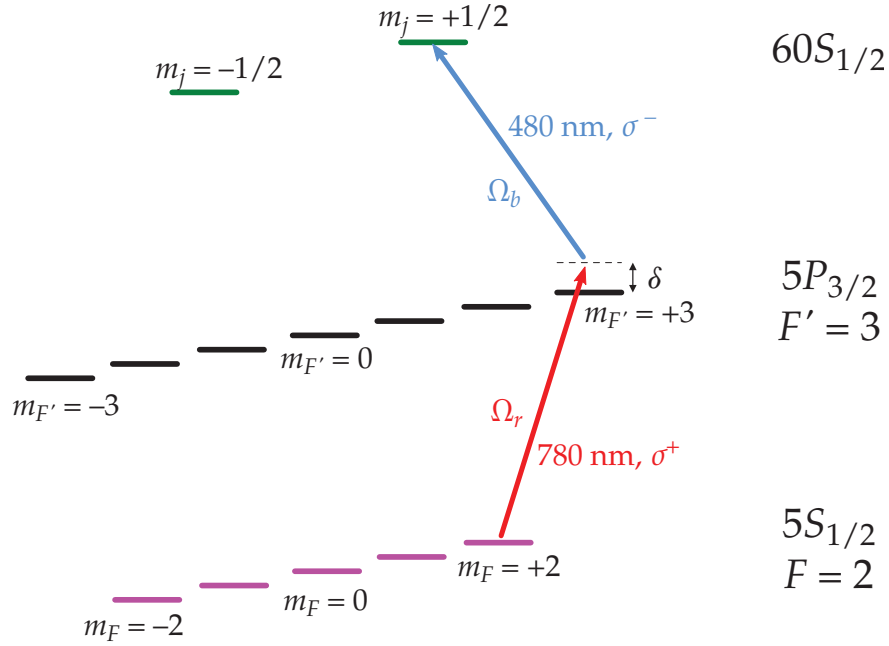


Figure II.14 Schéma de l'excitation laser du niveau $60S_{1/2}$, à partir d'atomes de ^{87}Rb dans le niveau fondamental dans le piège magnétique. La polarisation de chaque laser est indiquée. Ω_r et Ω_b sont les fréquences de Rabi des transitions à 780 et 480 nm respectivement. $\delta = 540$ MHz est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

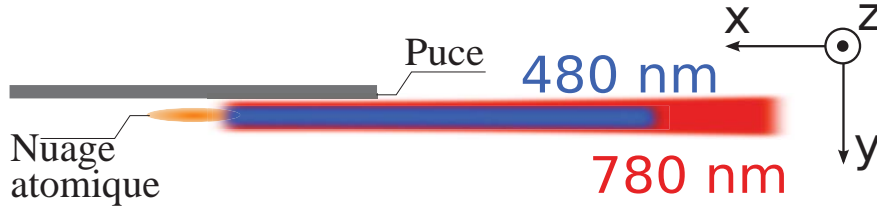


Figure II.15 Schéma représentant la géométrie des faisceaux laser d'excitation.

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).

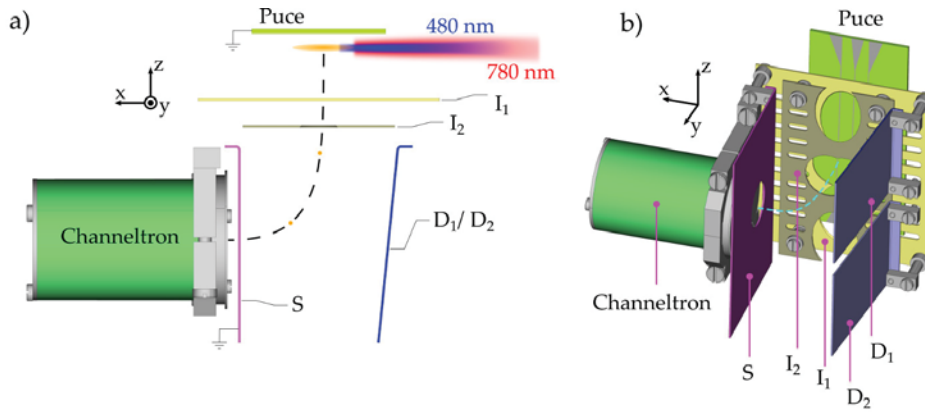


Figure II.16 Schéma représentant le système de détection des atomes de Rydberg. **a)** vu de dessus et **b)** en projection axonométrique. Après excitation, les atomes de Rydberg sont ionisés par les électrodes I_1 et I_2 . Les ions ainsi créés et accélérés sont défléchis par les électrodes D_1 et D_2 , 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 $90 \pm 10 \%$.

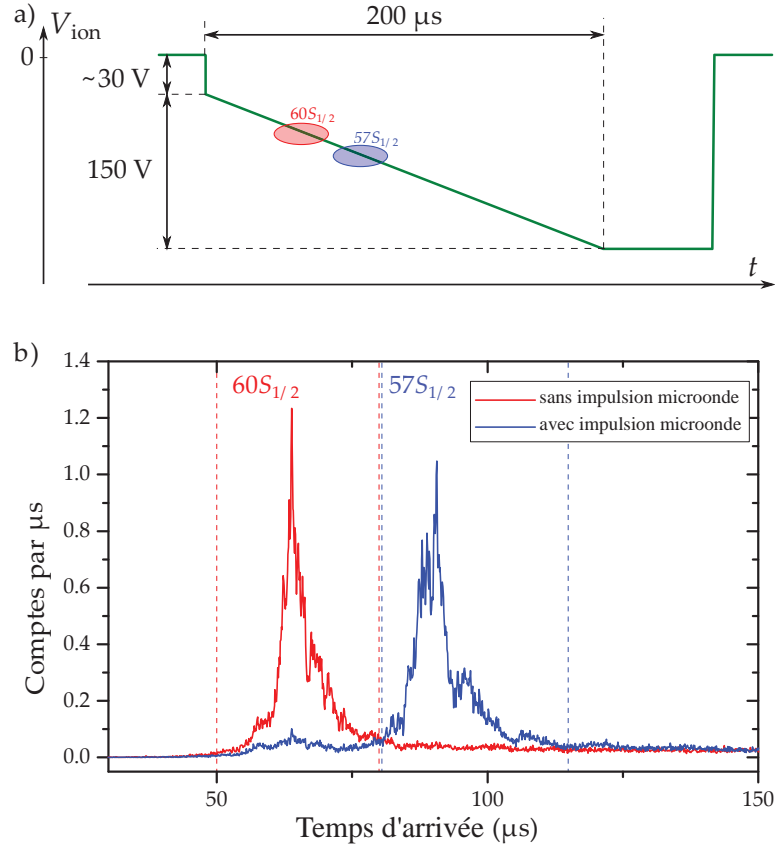


Figure II.17 Détection sélective des atomes de Rydberg. **a)** une rampe de tension V_{ion} typique appliquée sur les électrodes d'ionisation. Les seuils d'ionisation des niveaux $60S_{1/2}$ et $57S_{1/2}$ sont indiqués en rouge et bleu respectivement. **b)** Temps d'arrivée des ions correspondants.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

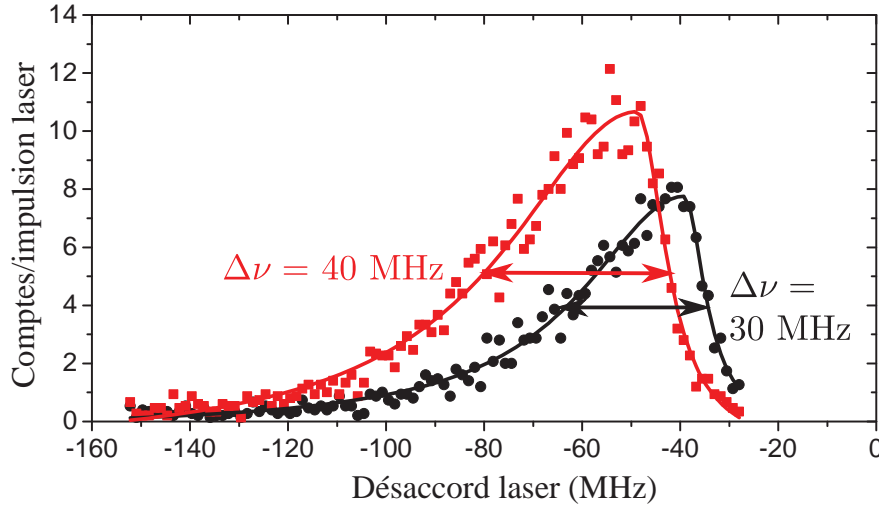


Figure II.18 Deux spectres laser de la transition $5S \rightarrow 60S$, avant correction des inhomogénéités et de la dérive du champ électrique. Leurs largeurs sont de 30 MHz et 40 MHz respectivement, et ils sont décalés en fréquence de 12 MHz l'un par rapport à l'autre. Les deux spectres ont été pris 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.

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

triques. 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 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 μm 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

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 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).

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.

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 tensions 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.

Contrôle du champ parallèle à la puce et électrodes de circularisation

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. La figure II.24 montre la disposition de ces électrodes au cœur du dispositif expérimental. 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 optimisés, nous pourrions générer un champ électrique radio-fréquence arbitrairement polarisé au niveau des atomes.

rentrer dans une description détaillée de la géométrie et donner des résultats de SIMION ? nécessaire ou pas ?

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.