

Chapitre V

Des atomes de Rydberg circulaires sur puce

Sommaire

V.1 Principe du passage adiabatique	106
V.1.1 Le passage adiabatique idéal pour l'atome d'hydrogène	106
V.1.2 Le passage adiabatique avec défaut quantique	108
V.2 Modifications du dispositif expérimental	108
V.2.1 Contrôle du champ parallèle à la puce	109
V.2.2 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce	113
V.3 Le chemin du niveau fondamental au niveau de Rydberg circulaire 50C	114
V.3.1 La transition laser $5S \rightarrow 50D$	114
V.3.2 La transition microonde $50D \rightarrow 50F$	120
V.3.3 Le passage adiabatique $m = 2 \rightarrow m = n - 1$	123
V.4 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires	126
V.4.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins	126
V.4.2 Temps de vie	126
V.4.3 Temps de cohérence	126
V.5 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires	126
V.5.1 Dispositif laser de piégeage	126
V.5.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires	126

La première étape vers la réalisation de notre proposition de simulateur quantique est l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires près de la puce à atomes. Ceux-ci sont obtenus par passage adiabatique rapide, grâce à un champ radio-fréquence polarisé, à partir de niveaux de Rydberg de bas moment cinétique excités par laser. Le principe de cette excitation est résumé en figure (V.1)

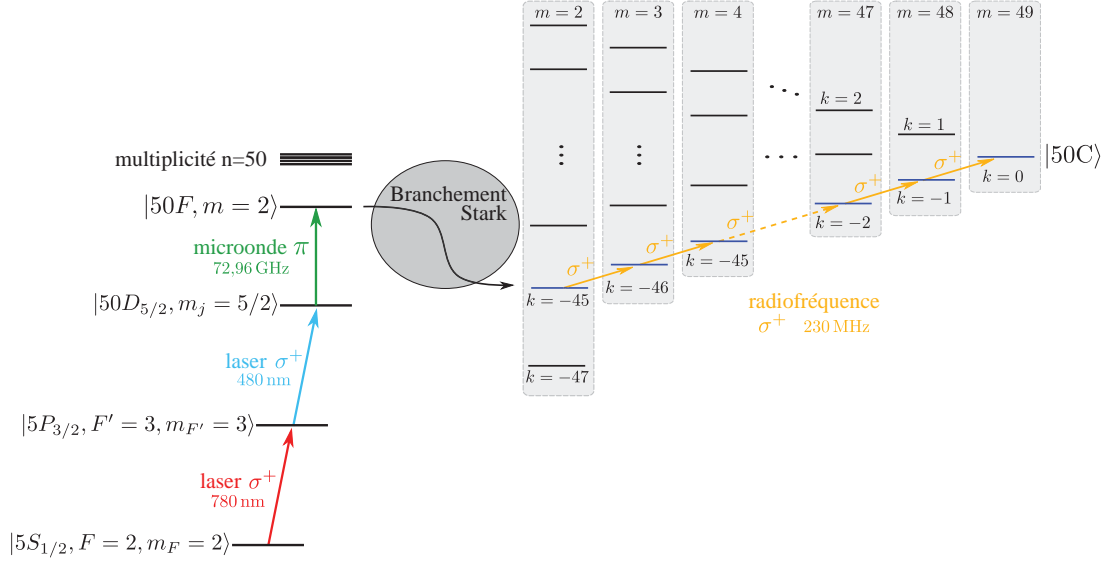


Figure V.1 Schéma de niveaux pour l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires. Une impulsion laser à deux photons excite le niveau 50D depuis le niveau fondamental 5S. Une impulsion microonde transfère les atomes dans le niveau $50F, m = 2$. Le branchement Stark consiste en l'allumage adiabatique d'un champ électrique qui transfère le niveau $50F, m = 2$ de la base sphérique vers le niveau $|n = 50, m = 2, k = -45\rangle$ de la base parabolique. Enfin, un passage adiabatique rapide amène les atomes dans le niveau circulaire 50C.

Dans ce chapitre, nous présenterons le principe du passage adiabatique de circularisation et les modifications que nous avons apportées au dispositif expérimental afin de pouvoir le mettre en œuvre. Nous décrirons et caractériserons ensuite chaque étape de l'excitation depuis le niveau fondamental jusqu'au niveau de Rydberg circulaire. Nous montrerons les premiers résultats expérimentaux mettant en évidence, par spectroscopie microonde, l'excitation d'atomes de Rydberg circulaires près d'une puce.

V.1 Principe du passage adiabatique

V.1.1 Le passage adiabatique idéal pour l'atome d'hydrogène

Les niveaux de Rydberg de grand moment cinétique ne sont pas accessibles par excitation laser. En effet, une excitation laser à deux photons depuis le niveau 5S ne peut au maximum amener les atomes que dans un état de moment cinétique $l = 2^*$. Il faut donc trouver un moyen d'augmenter le moment cinétique d'un atome en gardant constant son nombre quantique principal n . L'effet Stark permet de lever la dégénérescence des

*. Des dispositifs d'excitation à trois lasers peuvent être mis en place mais le problème reste entier.

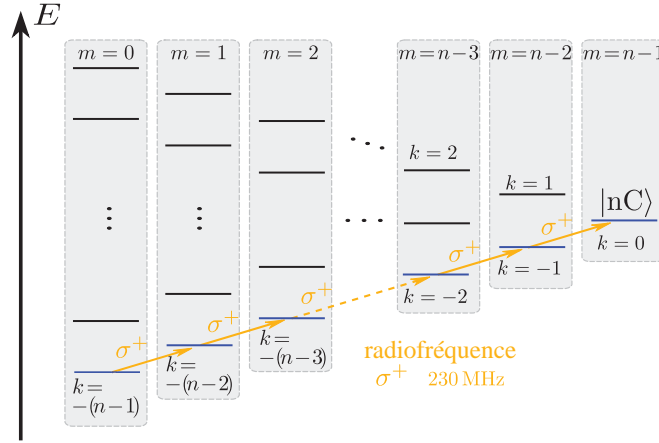


Figure V.2 Échelle des niveaux Stark de l'atome d'hydrogène. Un champ radio-fréquence polarisé σ^+ permet de coupler les niveaux de la diagonale du bas, représentés en bleu.

différents niveaux $|n, m, k\rangle$ d'une même multiplicité. L'échelle de niveaux correspondante est représentée, pour l'atome d'hydrogène, en figure (V.2). Au premier ordre, les niveaux $|n, m, k\rangle$ et $|n, m + 1, k + 1\rangle$ sont séparés d'une énergie

$$h\nu_{RF+}(F) = \frac{3}{2}n|\mathbf{F}| \times 2E_I, \quad (\text{V.1})$$

où \mathbf{F} est le champ électrique et E_I l'énergie d'ionisation. Pour $n = 50$ et un champ électrique de 2 V/cm, cette énergie est de l'ordre de $h \times 200$ MHz. Les niveaux $|n, m, k\rangle$ et $|n, m + 1, k + 1\rangle$ peuvent ainsi être couplés par un champ radio-fréquence σ^+ à la fréquence $\nu_{RF+}(F)$. Une série de $n - 1$ photons σ^+ à la fréquence $\nu_{RF+}(F)$ permettrait donc de transférer un atome du niveau $|n, m = 0, k = -(n - 1)\rangle$ jusqu'au niveau circulaire $|nC\rangle = |n, m = n - 1, k = 0\rangle$.

Une approche plus robuste consiste à effectuer ce transfert par passage adiabatique. Cette technique s'explique intuitivement dans le formalisme de l'atome habillé. Habillons donc notre atome d'hydrogène, avec un champ radio-fréquence σ^+ à la fréquence $\nu_{RF+}(F_0)$, où F_0 est une valeur arbitraire du champ électrique. Nous obtenons le diagramme de niveaux présenté en figure (V.3 a), représentant l'énergie des niveaux habillés $|n, m, p\rangle$ où p est le nombre de photons radio-fréquence absorbés et où le nombre quantique k est omis car toujours minimal. En augmentant le champ électrique F jusqu'à une valeur $F_{max} > F_0$, l'état $|n, m = 0, N\rangle$ traverse la résonance $F = F_0$. En allumant le champ radio-fréquence, le croisement à résonance des niveaux habillés devient un anti-croisement, représenté en figure (V.3 b). En diminuant la valeur adiabatiquement du champ électrique, le niveau $|n, m = 0, N\rangle$ est transféré vers le niveau $|n, m = n - 1, N - (n - 1)\rangle$ lors du passage par la résonance. Enfin, l'extinction du champ radio-fréquence branche le niveau $|n, m = n - 1, N - (n - 1)\rangle$ sur le niveau circulaire $|nC\rangle$.

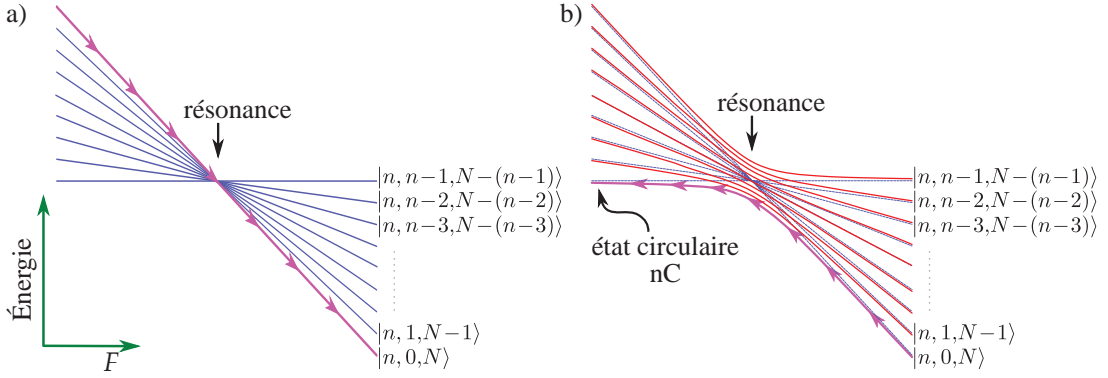


Figure V.3 Principe du passage adiabatique de circularisation. **a)** Diagramme d'énergie de l'atome habillé, sans couplage avec le champ RF. En augmentant le champ électrique F , le niveau habillé $|n, 0, N\rangle$ suit les flèches roses. **b)** Diagramme d'énergie de l'atome habillé, couplé au champ RF. En diminuant le champ électrique, le niveau habillé $|n, 0, N\rangle$ suit les flèches roses vers le niveau habillé $|n, n-1, N-(n-1)\rangle$. À l'extinction du champ RF, celui-ci est branché sur le niveau circulaire $|nC\rangle$.

V.1.2 Le passage adiabatique avec défaut quantique

Malheureusement, le défaut quantique du rubidium déplace les niveaux de faible l et les niveaux situés en bas de l'échelle Stark ne sont plus couplés au reste de la multiplicité par le champ radio-fréquence à ν_{RF+} . Le niveau le plus bas qui puisse être couplé à la multiplicité se trouve être le niveau $|n, m=2, k=2-(n-1)+2\rangle$, que nous noterons $|n, 2, k_0\rangle$. Le passage adiabatique de circularisation pour le rubidium, représenté en figure (V.1), commencera donc dans ce niveau.

Il nous faut maintenant savoir comment exciter ce niveau de départ. À bas l , le défaut quantique est important et un très grand champ électrique serait nécessaire pour que les bons nombres quantiques deviennent $|n, m, k\rangle$ au lieu de $|n, l, m\rangle$. Nous pouvons alors identifier quel niveau $|n, l_0, m_0\rangle$ a la plus grande projection sur $|n, 2, k_0\rangle$, puis allumer progressivement le champ électrique afin de brancher adiabatiquement $|n, l_0, m_0\rangle$ sur $|n, 2, k_0\rangle$. Or le niveau $|n, l_0, m_0\rangle$ se trouve être le niveau $|n, l=3, m=2\rangle = |nF, m=2\rangle$.

Ainsi, afin d'exciter le niveau circulaire 50C, nous devrons exciter le niveau $|50F, m=2\rangle$ puis lui faire subir un passage adiabatique radio-fréquence. Puisque nous disposons de deux lasers pour l'excitation des niveaux de Rydberg, nous ne pouvons adresser par laser la transition $5S \rightarrow 50F$. Nous devons donc exciter par laser le niveau 50D, puis transférer celui-ci vers le niveau 50F par une impulsion microonde. Cette suite de transitions menant au niveau circulaire est résumée en figure V.1.

V.2 Modifications du dispositif expérimental

La réalisation du passage adiabatique de circularisation nécessite de pouvoir imposer un champ électrique radio-fréquence tournant au niveau des atomes. De plus, les niveaux de Rydberg circulaires ont un seuil d'ionisation des champs bien plus élevés que les niveaux de Rydberg de bas l [2]. En raison de ces deux particularités, nous avons dû apporter des modifications au dispositif expérimental.

V.2.1 Contrôle du champ parallèle à la puce

Le dispositif de contrôle des champs électriques dont nous disposions auparavant, présenté au chapitre II, ne permettait de varier le champ électrique que perpendiculairement à la puce, soit dans la direction y . Un champ électrique statique F est imposé par ce dispositif, qui définit l'axe de quantification du moment cinétique des atomes selon Oy . Afin de réaliser le passage adiabatique de circularisation, nous avons besoin de contrôler le champ dans le plan xOz , c'est-à-dire parallèlement à la puce.

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 à ces électrodes des tensions oscillantes avec des phases bien optimisées, nous pourrions générer un champ électrique radio-fréquence arbitrairement polarisé au niveau des atomes. En appliquant des tensions constantes arbitraires sur ces électrodes, nous pourrions aussi compenser les champs résiduels dans les directions x et z .

La figure V.4 montre la disposition de ces électrodes au cœur du dispositif expérimental.

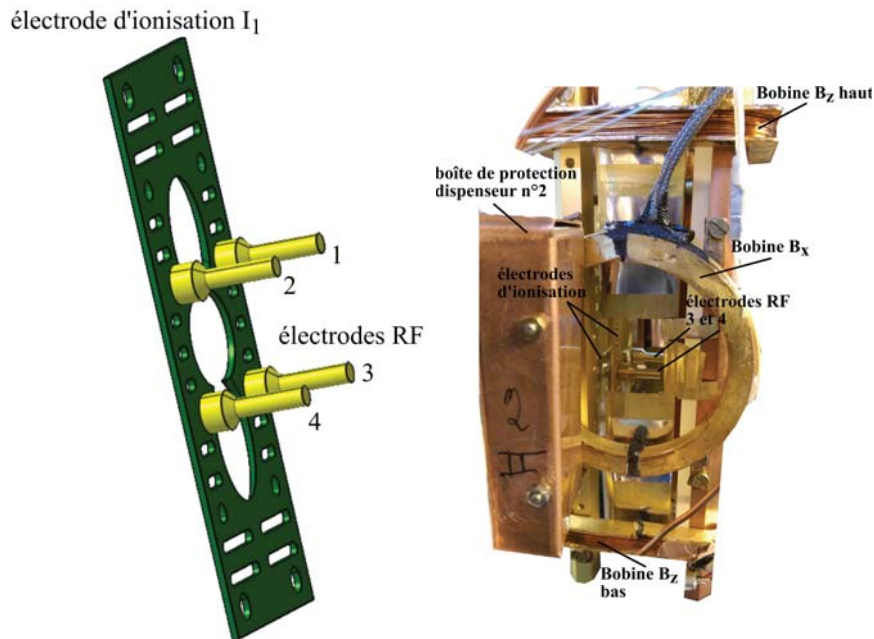


Figure V.4 Électrodes « RF » de circularisation et de contrôle du champ parallèle à la puce. À gauche, schéma représentant les électrodes RF, fixées sur l'électrode d'ionisation I_1 , et numérotées de 1 à 4. À droite, photographie du cœur de l'expérience. On y voit la « boîte » de protection de l'un des dispensateurs de rubidium, les bobines de biais B_z et l'une des bobines de biais B_x , les deux électrodes d'ionisation, et les deux électrodes RF du bas (3 et 4).

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 deuxième 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 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 (V.5).

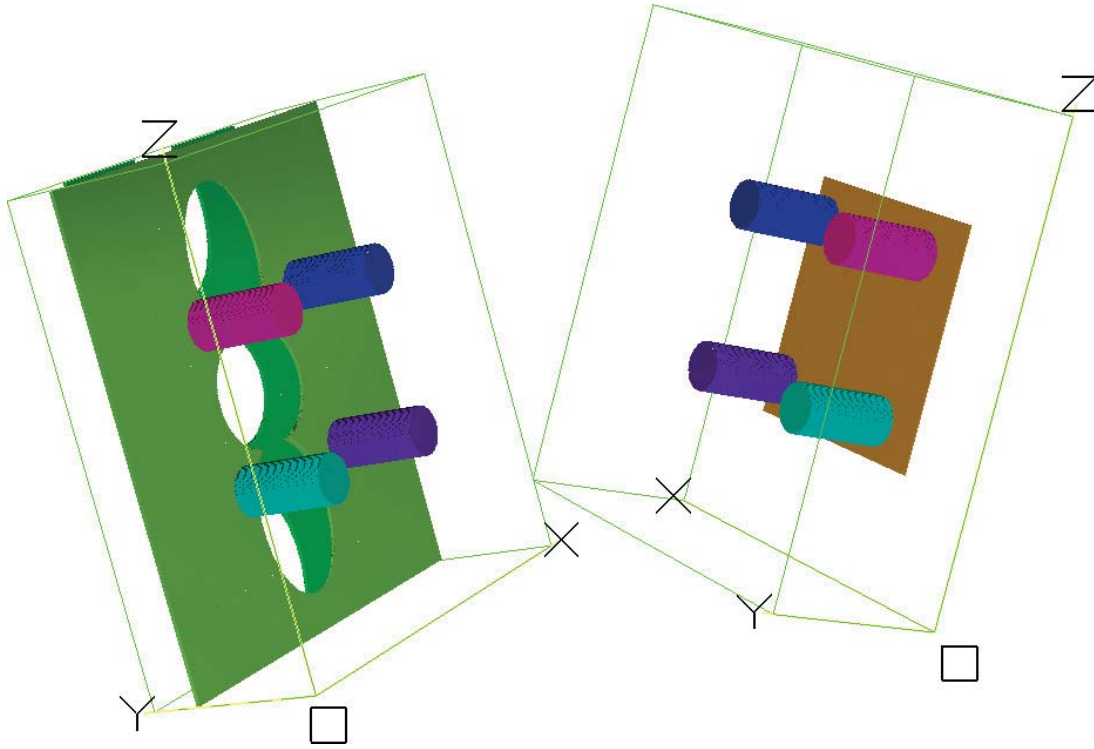


Figure V.5 Électrodes « RF » et leur environnement tels que programmés dans nos simulations SIMION. Les quatre électrodes RF sont représentées, dans l'ordre de leur numérotation, en bleu foncé (1), rose (2), violet (3) et bleu turquoise (4). La puce est représentée par une surface jaune, et les électrodes 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 (V.6) 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 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 $F_z = -0,5$ V/cm à -1,5 V/cm, avec une composante F_x quasi-nulle, de l'ordre du mV/cm.

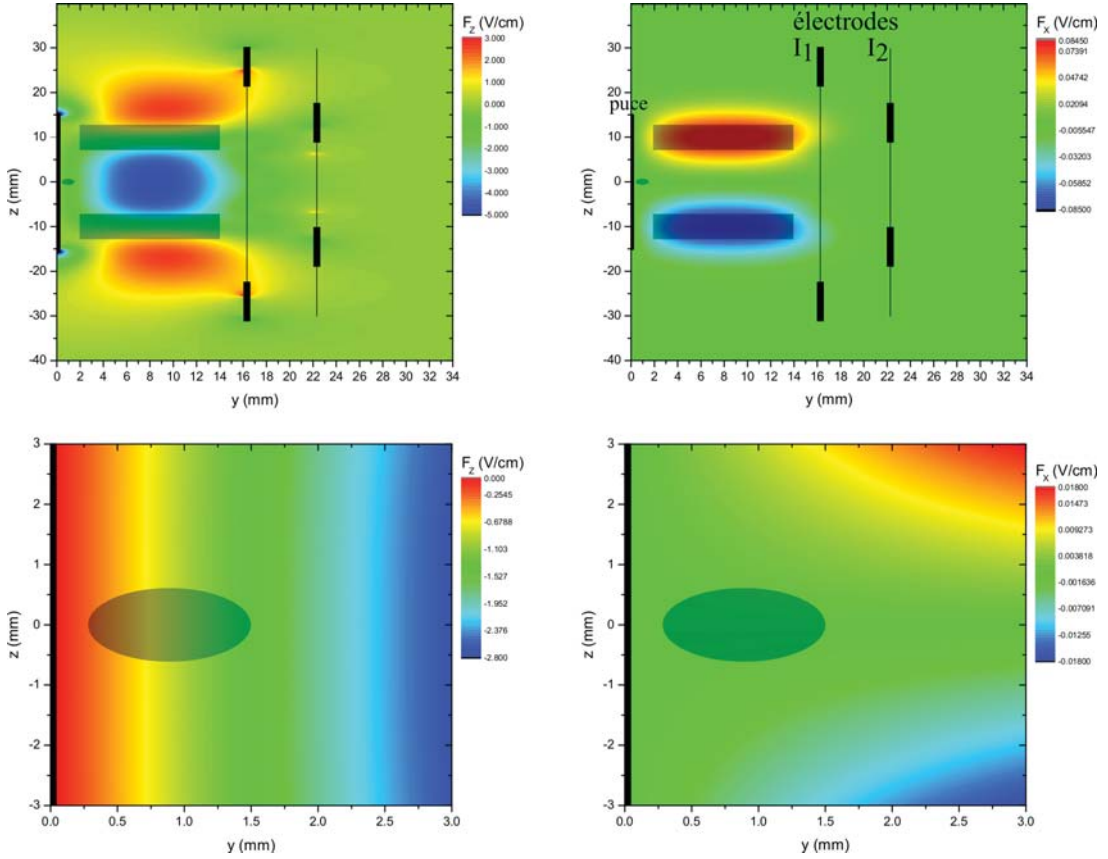


Figure V.6 Champ électrique créé par les électrodes RF, dans le plan (yOz) , $x = 0$. Les échelles de longueur en y et en z sont différentes. À gauche la composante F_z , à droite la composante F_x . En haut, une grande région est représentée, sur laquelle sont marquées la puce et les électrodes d'ionisation (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.

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 composant 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 $0 < y \leq 2$ 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 $-0,4$ V/cm en $z = 0,4$ mm et $0,4$ 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 $\Delta z < 300$ μm , 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.

V.2.2 Contrôle du champ perpendiculaire à la puce

Dans nos expériences sur les niveaux de Rydberg de bas l , une tension de -150 V était suffisante à l'ionisation de tous les niveaux d'intérêt. L'ionisation des niveaux circulaires se faisant à un seuil bien plus élevé que celle des niveaux de bas l , il nous a fallu adapter le dispositif générant les tensions d'ionisation. De plus, l'étape de branchement Stark et de passage adiabatique exigent un contrôle précis de la tension appliquée aux électrodes d'ionisation I_1 et I_2 pendant la phase d'excitation. Nous avons souhaité faire en sorte que ce contrôle soit le plus simple possible, et donc indépendant du contrôle de la tension pendant la phase de détection. À cette fin, nous avons conçu un circuit permettant de commuter rapidement entre deux générateurs de tension indépendants, l'un dédié au contrôle de la phase d'excitation (« générateur Stark »), l'autre dédié au contrôle de la phase d'ionisation (« générateur de détection »). Ce circuit de commutation est représenté en figure V.7.

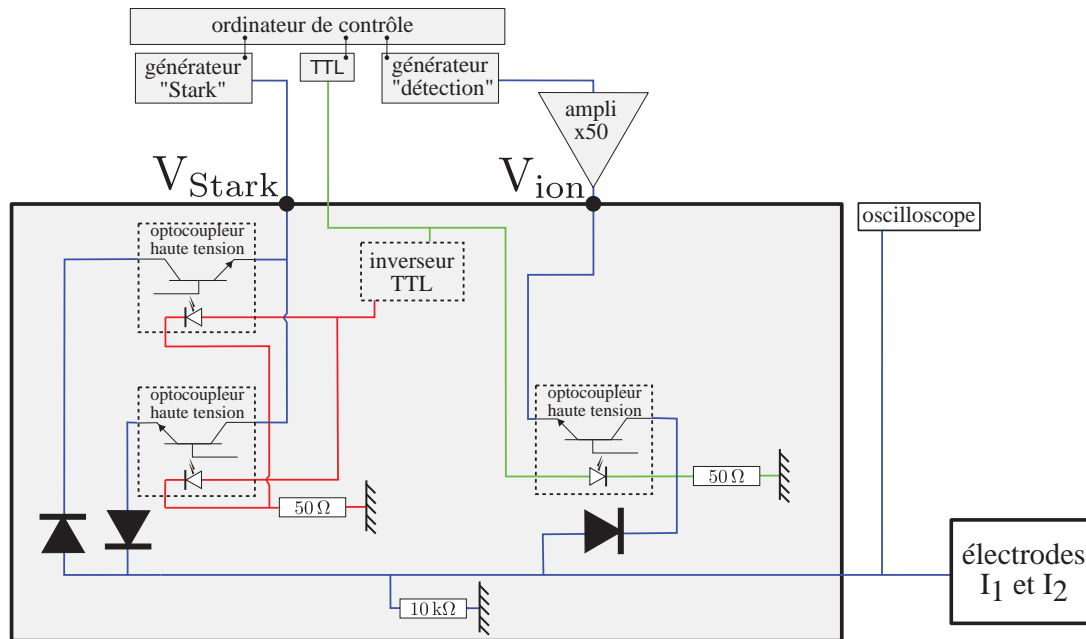


Figure V.7 Second circuit de contrôle de la tension des électrodes d'ionisation. Les tensions sont fournies par deux générateurs de fonctions arbitraires indépendants et appliquées directement aux électrodes par deux voies séparées (voie basse tension à gauche et voie haute tension à droite).

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} ». L'amplification est réalisée par un amplificateur haute tension Trek 2205, pouvant fournir des tensions jusqu'à ± 500 V. La tension 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 MOC8204M capables de bloquer des tensions élevées.

Nous disposons ainsi d'un outil de contrôle du champ électrique dans toutes les directions grâce aux électrodes RF. Le nouveau circuit de commutation des électrodes d'ionisation simplifie le contrôle de la tension lors des phases d'ionisation et de détection des atomes de Rydberg. Enfin, l'amplificateur haute tension Trek 2205 permet d'imposer des tensions suffisantes pour ioniser les atomes de Rydberg dans les niveaux voisins du 50C.

V.3 Le chemin du niveau fondamental au niveau de Rydberg circulaire 50C

Comme nous l'avons représenté en figure (V.1), l'excitation des niveaux circulaires passe par les étapes suivantes : excitation par laser du niveau 50D, transition microonde vers le niveau 50F, $m = 2$ et passage adiabatique radio-fréquence. Nous présentons ici le détail de chacune de ces trois étapes. La figure (V.8) présente un diagramme d'énergie des niveaux proches de la multiplicité $n = 50$, en fonction du champ électrique F .

Les expériences décrites ici ont été réalisées à partir d'un nuage d'atomes froids contenant environ 4.10^6 atomes, refroidi à une température d'environ $5 \mu\text{K}$. Ce nuage est réalisé en piégeant les atomes dans un piège magnéto-optique puis en les refroidissant par mélasse optique. Enfin, les lasers de refroidissement sont éteints et le nuage est laissé non piégé. Après l'excitation, les atomes de Rydberg sont détectés par ionisation en champ électrique comme nous l'avons présenté au chapitre II.

V.3.1 La transition laser $5\text{S} \rightarrow 50\text{D}$

Le niveau 50D est excité à partir du niveau fondamental 5S par une transition laser à deux photons, représentée en figure (V.9). Un premier photon rouge à 780nm est absorbé, avec un désaccord $\delta = 2\pi \times 540\text{MHz}$ par rapport à la transition $5\text{S}_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5\text{P}_{3/2}, F' = 3$. Un second photon bleu à 480nm est absorbé pour satisfaire la condition de résonance à deux photons vers le niveau choisi. Les deux faisceaux laser

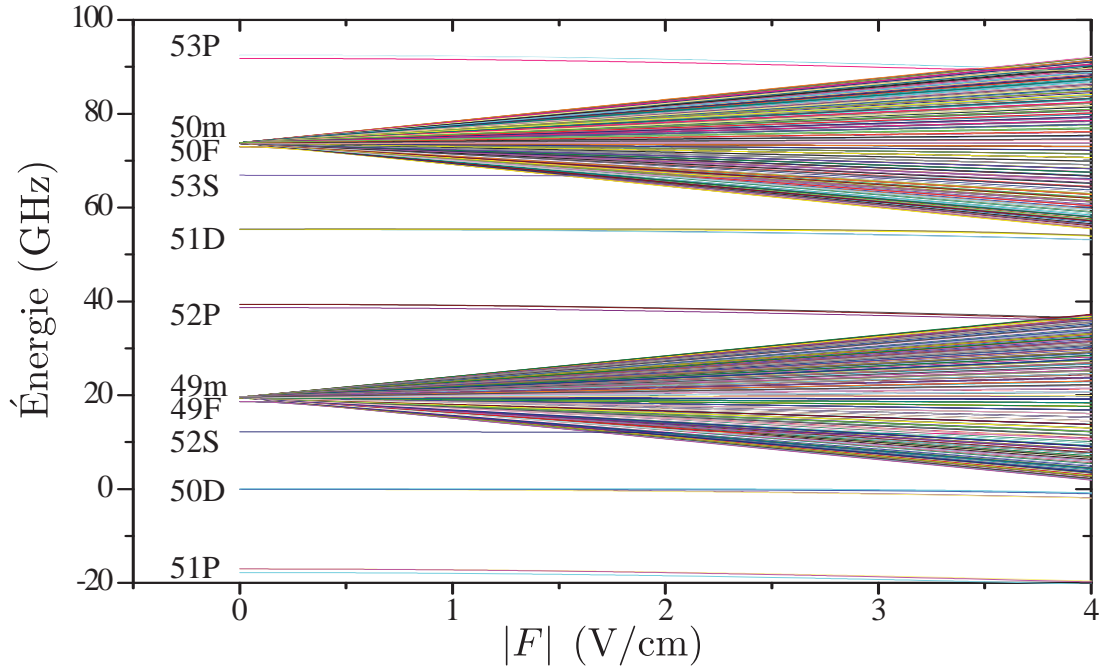


Figure V.8 Diagramme Stark du ^{87}Rb autour de la multiplicité $n = 50$.

se propagent selon l'axe Ox et sont contra-propageants.

Le niveau 50D est séparé par couplage fin en $50D_{3/2}$ et $50D_{5/2}$, distants de 92,87 MHz. Nous choisissons d'exciter le niveau $50D_{5/2}$ car l'élément de matrice de transition depuis le niveau $5P_{3/2}$, $F' = 3$ est plus important. Cela permet en outre de faciliter la transition microonde ultérieure vers le niveau $50F$, $m = 2$.

Le faisceau rouge d'environ 50 μW est collimaté sur un col d'environ 0,5 mm. La puissance du faisceau bleu est d'environ 2 mW, et il est focalisé sur les atomes, avec un col d'environ 25 μm . Dans ces conditions, une impulsion laser d'une durée de 10 μs permet d'obtenir le spectre présenté en figure (V.10).

Ce spectre est obtenu en champ électrique nul. Pour cela, nous avons optimisé la valeur de potentiel imposé aux électrodes d'ionisation et aux quatre électrodes RF. De plus, un champ magnétique faible peut élargir la transition, jusqu'à séparer les sous-niveaux m_j . Nous avons mis à profit cette sensibilité Zeeman du niveau $50D_{5/2}$ pour annuler le champ magnétique au moment de l'excitation. Cela nous a permis d'améliorer la qualité des mélasses optiques.

Saturation de la détection

L'excitation de nombreux atomes de Rydberg au sein d'un nuage froid présente des effets d'interaction dipôle-dipôle. Cela peut se voir en premier lieu sur les signaux d'ionisation lors de la détection des atomes. L'effet des interactions sur les signaux d'ionisation est discuté en détail dans la thèse de Raul Celistrino Teixeira [21]. Nous en retiendrons que les interactions entre atomes de Rydberg élargissent les signaux d'ionisation par un processus d'ionisation de Penning. Ce processus est la création, à partir d'une paire d'atomes de Rydberg dans le niveau $|nl, nl\rangle$, d'un ion et d'un atome

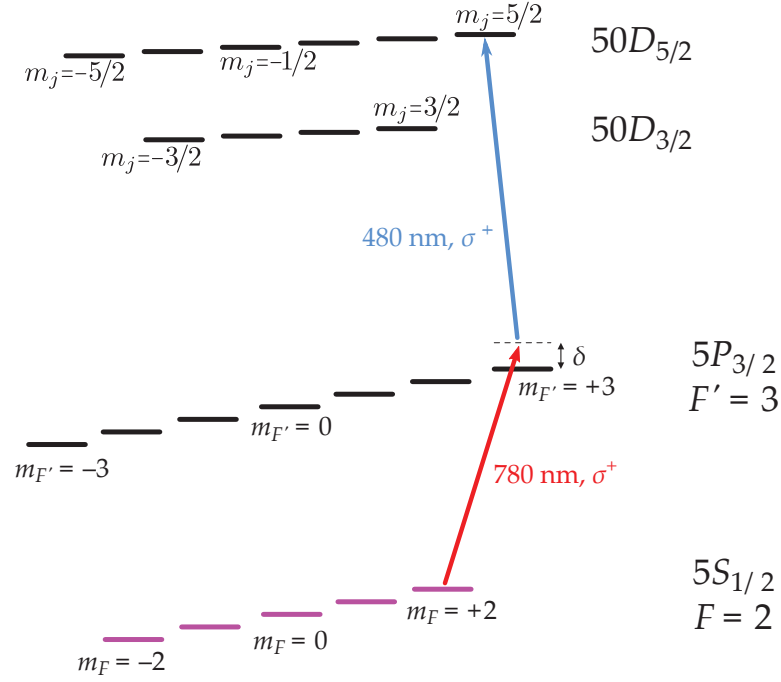


Figure V.9 Schéma d'excitation laser du niveau 50D. En champ nul, les niveaux $50D_{3/2}$ et $50D_{5/2}$ sont séparés de 93 MHz sous l'effet du couplage fin. Chacun de ces deux niveaux se divise en sous-niveaux m_j .

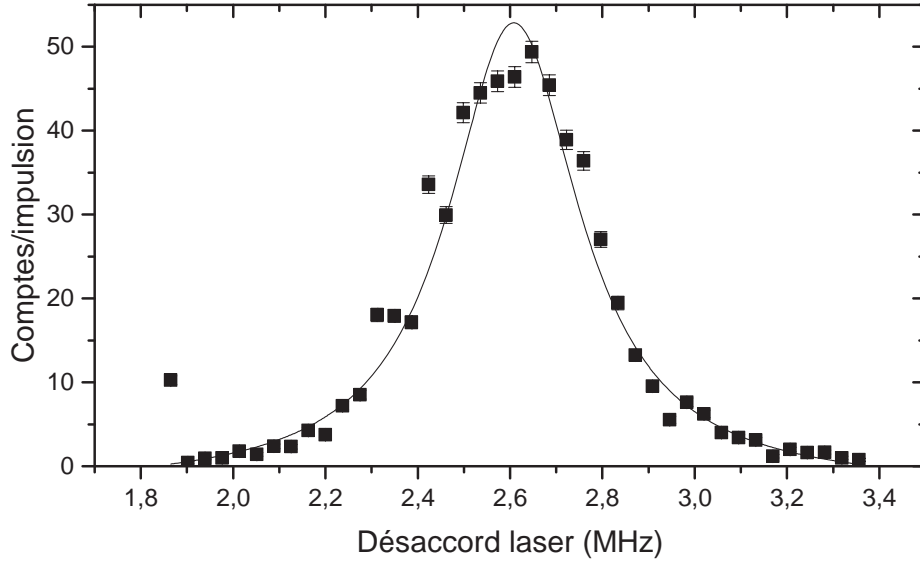


Figure V.10 Spectre laser de la transition $5S \rightarrow 50D_{5/2}$ en champ nul. L'ajustement lorentzien en trait plein donne une largeur spectrale à mi-hauteur $w = 347$ kHz.

de Rydberg $|n'l'\rangle$ avec $n' < n$. Cette ionisation ayant lieu avant le seuil d'ionisation du niveau $|nl\rangle$, l'ion créé est directement détecté par le channeltron et élargit le signal vers les champs faibles, alors que l'atome de Rydberg $|n'l'\rangle$ a un seuil d'ionisation plus grand que celui du niveau $|nl\rangle$ et élargit ainsi le signal vers les champs forts. La figure (V.11)

présente un signal de détection élargi par interactions. Cet élargissement du signal de

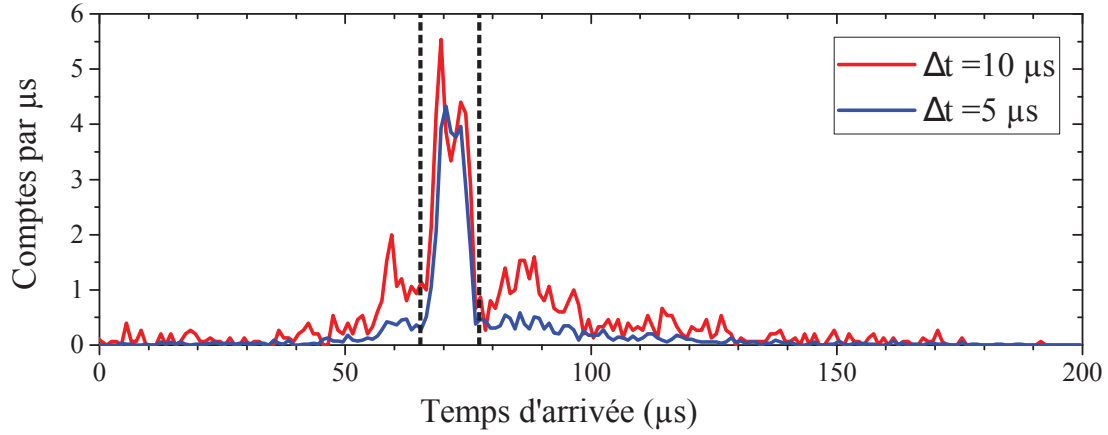


Figure V.11 Signal d'ionisation élargi par interactions du niveau 50D. La figure présente les signaux d'ionisation obtenus après excitation du niveau de Rydberg 50D à résonance, avec deux temps d'impulsion laser Δt différents, de 5 et 10 μs . Les traits pointillés verticaux délimitent la fenêtre de détection pour le niveau 50D.

détection est un problème dès lors que l'on souhaite détecter sélectivement différents niveaux de Rydberg voisins. En effet, la sélectivité de la détection dépend de la bonne séparation des signaux d'ionisation de chaque niveau. Ainsi, si l'un d'eux présente un signal d'ionisation élargi, cela brouille la distinction entre les niveaux. Cela entraîne aussi une saturation artificielle du nombre d'atomes détectés. Sur la figure (V.11), dans la fenêtre de détection délimitée par les traits pointillés, on compte respectivement 28 et 36 atomes de Rydberg pour les deux durées d'impulsion laser de 5 et 10 μs . Si l'on étend la fenêtre de détection afin de compter tous les ions qui sont arrivés au channeltron, on en compte respectivement 47 et 90 pour 5 et 10 μs d'impulsion laser. On retrouve un régime linéaire du nombre d'atomes de Rydberg excités en fonction du temps, alors que la détection limitée à la première fenêtre semblait saturée.

Afin de remédier à cela, nous avons simplement décidé de travailler à plus faible taux d'excitation. Cela permet de réduire la densité d'atomes de Rydberg et donc les interactions entre eux. Pour cela, un signal d'ionisation tel que celui à 5 μs d'impulsion laser est tout à fait raisonnable.

Les sous-niveaux m_j séparés par effet Stark.

Dans l'objectif d'exciter par la suite le sous-niveau 50F, $m = 2$, il est intéressant de lever la dégénérescence du niveau 50D $_{5/2}$. Pour cela, nous imposons un champ électrique aux atomes, qui lève la dégénérescence par effet Stark. La figure (V.12) représente les énergies calculées des sous-niveaux $m_j = 1/2, 3/2$ et $5/2$ du niveau 50D $_{5/2}$ en fonction du champ électrique. Tant que le champ électrique reste suffisamment petit, l'effet Stark est traité comme une perturbation agissant au second ordre, et les énergies des sous-niveaux en dépendent quadratiquement. Un ajustement parabolique des données présentées en figure (V.12) donne les coefficients Stark quadratiques présentés en table (V.1).

En faisant varier le potentiel appliqué aux électrodes d'ionisation, nous avons été

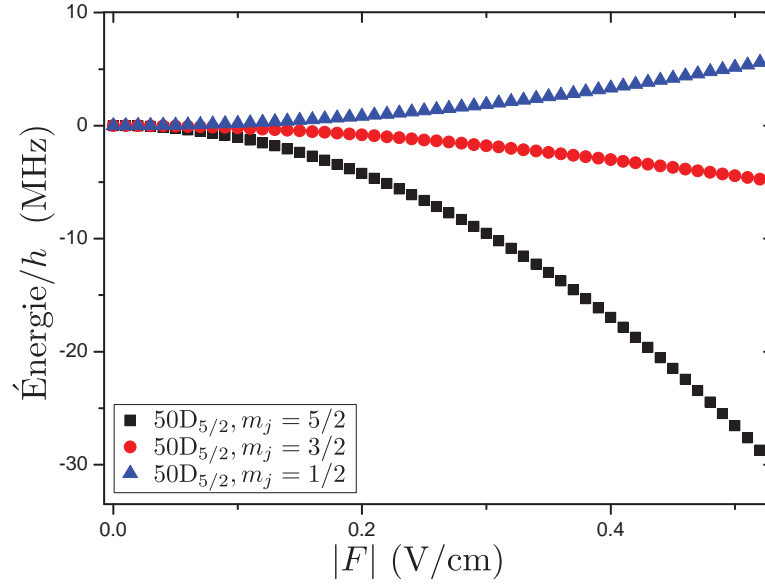


Figure V.12 Diagramme Stark du niveau $50D_{5/2}$. Le champ électrique $|F|$ sépare le niveau $50D_{5/2}$ en trois sous-niveaux $m_j = 1/2, 3/2$ et $5/2$. Le niveau $50D_{3/2}$ a une énergie trop basse pour être représenté ici.

Table V.1 Coefficients d'effet Stark quadratique des sous-niveaux du $50D_{5/2}$.

Nombre quantique magnétique	Coefficient Stark quadratique $A_{50D_{5/2}, m_j}$ en $\text{MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$
$m_j = 1/2$	+20,78
$m_j = 3/2$	-18,52
$m_j = 5/2$	-106,16

en mesure de résoudre les trois sous-niveaux m_j du niveau $50D_{5/2}$ par excitation laser. Un spectre laser enregistré sous un champ électrique de $0,17 \text{ V}/\text{cm}$ est présenté en figure (V.13). Nous pouvons ainsi choisir quel sous-niveau $50D_{5/2}, m_j$ nous excitons en ajustant la fréquence du laser bleu.

Il aurait été possible de choisir quel sous-niveau exciter en ajustant la polarisation des lasers. Malheureusement, le dispositif optique actuel ne permet pas de choisir la polarisation du faisceau laser rouge, celui-ci étant superposé sur un cube polariseur à l'un des faisceaux de piégeage magnéto-optique. De plus, le champ électrique que nous imposons définit l'axe de quantification selon Oy . Dans cette géométrie, il est impossible de distinguer les polarisations circulaires σ^+ et σ^- pour des faisceaux laser se propageant selon l'axe Ox . Plutôt que d'effectuer un réaménagement de l'optique d'excitation et des rotations de l'axe de quantification, nous avons préféré nous limiter à lever la dégénérescence par un champ électrique selon Oy .

Ce choix mène à une réduction du nombre d'atomes de Rydberg excités, en particulier pour le sous-niveau $m_j = 5/2$ qui subit un élargissement Stark inhomogène. Cette moindre efficacité de l'excitation n'est cependant pas un problème car nous pouvons

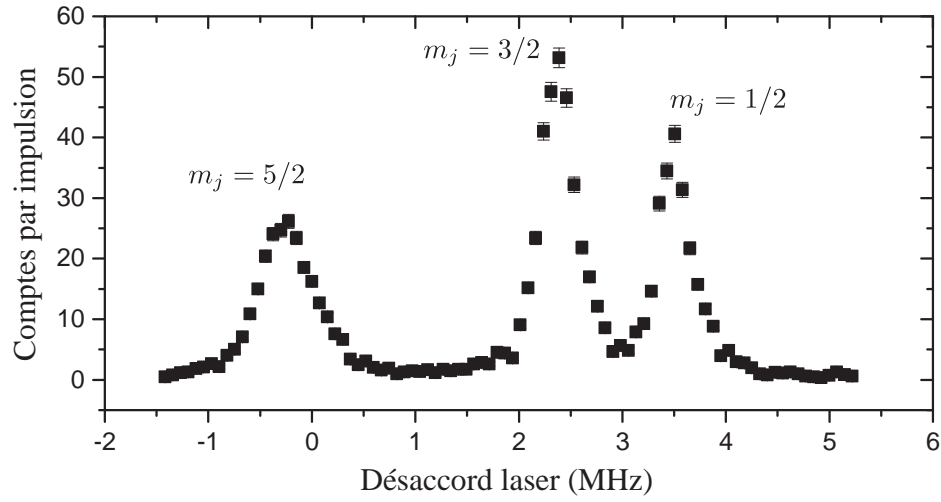


Figure V.13 Spectre laser de la transition $5S \rightarrow 50D$ en champ non nul. Le champ électrique vaut $|F| = 0,17 \text{ V/cm}$. Les trois sous-niveaux m_j sont bien résolus. La largeur supérieure du sous-niveau $m_j = 5/2$ est attribué à un élargissement Stark inhomogène en raison de sa plus grande sensibilité (cf table (V.1)).

augmenter les puissances des faisceaux laser ainsi que la durée d'impulsion afin de la compenser.

V.3.2 La transition microonde $50D \rightarrow 50F$

Après avoir excité le niveau de Rydberg $50D_{5/2}$, nous souhaitons transférer les atomes dans le sous-niveau $50F, m = 2$. Intéressons-nous en premier lieu à la transition microonde $50D_{5/2} \rightarrow 50F$ en champ électrique nul. Cette transition se fait à la fréquence

$$\nu_{50D_{5/2} \rightarrow 50F}(F = 0) = 72,9594 \text{ GHz} \quad (\text{V.2})$$

Cette transition est dans le domaine microonde. Afin de générer le champ microonde nécessaire, nous utilisons une source Anritsu MG3692C, générant un signal oscillant à 18 GHz, dont la fréquence peut être balayée. Ce signal est amené par câble à un quadrupleur actif Militech AMC-15-RFH00. Le signal à 72 GHz généré par ce quadrupleur est transporté par un guide d'onde circulaire de diamètre 5,6 mm jusqu'à un cornet microonde situé devant le hublot de face à l'extérieur du cryostat.

La détection par ionisation permet de distinguer les deux niveaux de Rydberg. La figure (V.14) représente les signaux d'ionisation obtenus avec et sans impulsion microonde sur la transition $50D_{5/2} \rightarrow 50F$. La séparation entre les signaux d'ionisation

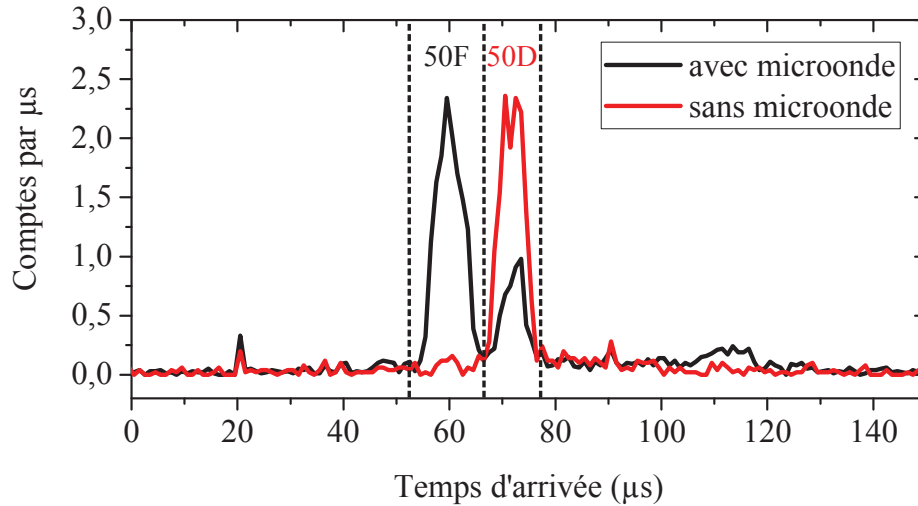


Figure V.14 Signal d'ionisation $50D \rightarrow 50F$. La courbe rouge présente le signal d'ionisation obtenu après excitation laser du niveau $50D$. La courbe noire présente le signal d'ionisation obtenu après excitation laser du niveau $50D$ et application d'une impulsion microonde optimisée sur la transition $50D \rightarrow 50F$.

de chaque niveau est suffisante pour définir des fenêtres de détection pour chacun.

La difficulté principale de la transition $50D \rightarrow 50F$ réside dans la très grande sensibilité Stark du niveau $50F$. Celui-ci présente un coefficient Stark quadratique compris entre -4 et $-8 \text{ GHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$. En raison de cette sensibilité au champ électrique, bien plus grande que celle du $50D$, la transition vers le niveau $50F$ subit un élargissement Stark inhomogène très important.

Il nous a donc fallu effectuer une optimisation fine des potentiels appliqués aux électrodes d'ionisation afin d'obtenir un champ nul selon la direction y , ainsi qu'aux quatre électrodes RF, afin d'obtenir un champ nul selon les directions x et z . L'optimisation

du seul champ selon y ne nous permet d'obtenir une largeur spectrale de l'ordre de 6 MHz. L'optimisation des champs selon x et z nous a ensuite permis de réduire cette largeur à moins de 1 MHz, en ajustant la durée d'impulsion et la puissance du signal microonde. Le spectre ainsi obtenu, pour une durée d'impulsion $\Delta t_{mo} = 4 \mu s$ et une puissance microonde $P_{Anritsu} = 5 \text{ dBm}$ à la sortie de la source Anritsu, est représenté en figure (V.15). À partir de ce spectre résolu, nous avons pu mesurer des oscillations

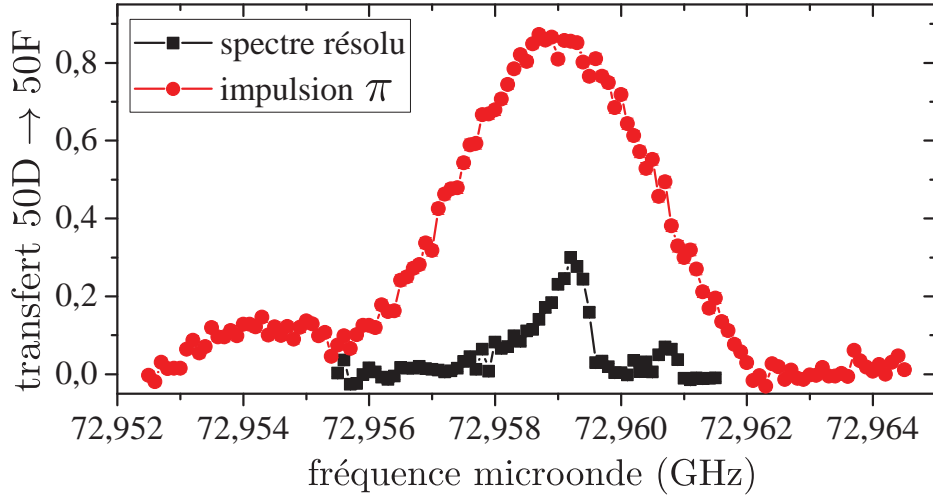


Figure V.15 Spectre microonde de la transition $50D \rightarrow 50F$ en champ nul.

de Rabi sur cette transition, en suivant le taux de transfert $50D \rightarrow 50F$ en fonction de la durée de l'impulsion microonde, pour différentes puissances. Cela nous a permis de définir une impulsion π à grande fréquence de Rabi permettant de transférer jusqu'à 90 % des atomes vers le niveau 50F. Le spectre ainsi obtenu, pour $\Delta t_{mo} = 0,3 \mu s$ et $P_{Anritsu} = 13 \text{ dBm}$, est représenté en figure (V.15).

Les sous-niveaux m séparés par effet Stark

À partir des spectres optimisés en champ électrique nul, nous avons progressivement augmenté le champ électrique selon la direction y afin de lever la dégénérescence des sous-niveau m du 50F. Le couplage fin pour le niveau 50F est de l'ordre de 1,3 MHz. Ce couplage est dominé par l'effet Stark dès lors que le champ électrique dépasse 0,02 V/cm. Pour cette raison, bien que nous continuions à considérer les sous-niveaux m_j du niveau $50D_{5/2}$, la base adaptée pour le niveau 50F est celle des sous-niveaux m . Le schéma de niveaux de la transition $50D_{5/2} \rightarrow 50F$ est présenté en figure (V.16). La figure (V.17) représente les énergies calculées des sous-niveaux du 50F en fonction du champ électrique. Un ajustement parabolique donne les coefficients Stark quadratiques présentés en table (V.2).

La figure (V.18) présente un spectre de la transition $50D_{5/2}, m_j = 5/2 \rightarrow 50F$ sous un champ électrique de 0,19 V/cm. L'élargissement Stark inhomogène est tel que nous n'avons pu obtenir des taux de transferts supérieurs à 25 %. Le facteur limitant ici est la puissance microonde disponible. En effet, le quadupleur amplifié Militech AMC-15-RFH00 admet une puissance nominale de +3 dBm en entrée et nous ne disposons pas d'amplificateur fonctionnant aux fréquences utilisées. De plus, le champ microonde

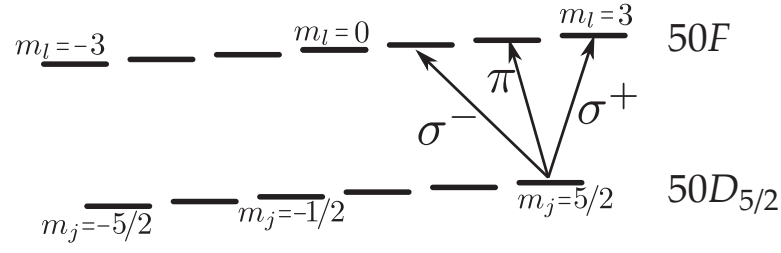


Figure V.16 Schéma de niveaux de la transition $50D_{5/2} \rightarrow 50F$. La structure fine est négligeable pour le $50F$, qui se divise en sous-niveaux m_l .

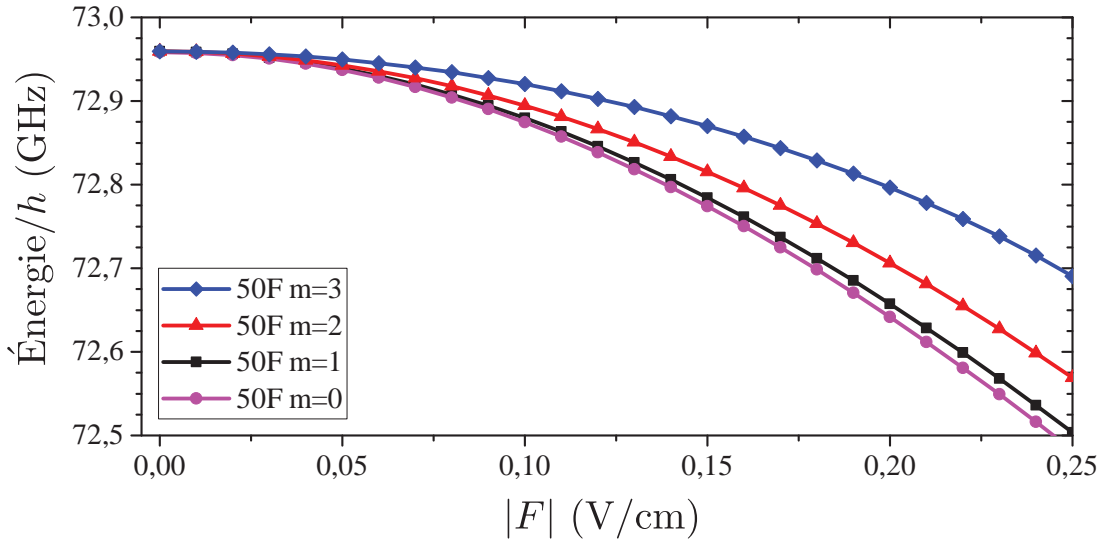


Figure V.17 Diagramme Stark d'énergie du niveau $50F$. Les traits pleins sont des guides visuels entre les points calculés. Le champ électrique $|F|$ sépare le niveau $50F$ en trois sous-niveau $m = 1, 2$ et 3 . La structure fine est négligeable. L'origine des énergies est définie par le niveau $50D_{5/2}$ en champ nul.

Table V.2 Coefficients d'effet Stark quadratique des des sous-niveaux du $50F$.

Nombre quantique magnétique	Coefficient Stark quadratique $A_{50D_{5/2}, m_j}$ en $\text{MHz}/(\text{V}/\text{cm})^2$
$m = 0$	-8145,4
$m = 1$	-7680,0
$m = 2$	-6332,7
$m = 3$	-3945,9

est émis à l'extérieur du cryostat. L'installation d'un guide d'onde débouchant à l'intérieur du cryostat au plus près des atomes permettrait d'augmenter significativement la puissance microonde disponible.

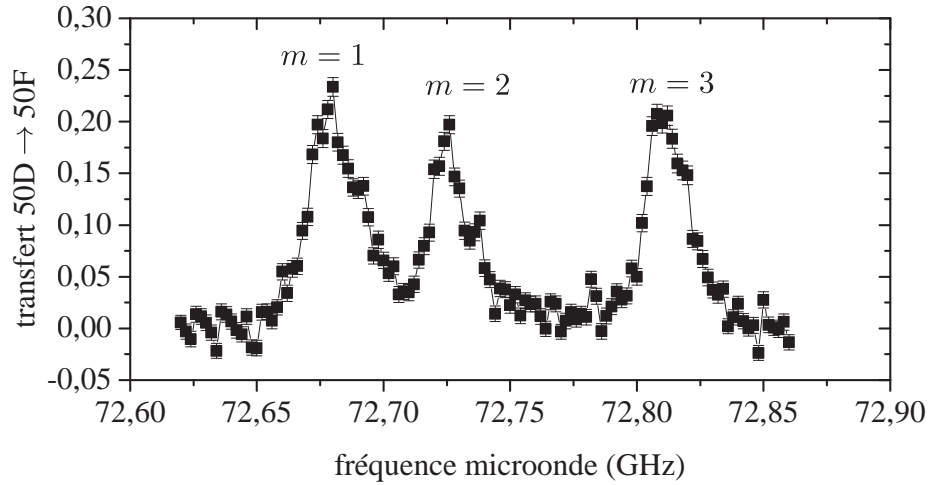


Figure V.18 Spectre microonde de la transition $50D \rightarrow 50F$ en champ non nul. Le champ électrique vaut $|F| = 0,19 \text{ V/cm}$. Les trois sous-niveaux $m = 1, 2, 3$ sont résolus malgré l'élargissement Stark important.

Les paramètres choisis

En optimisant les conditions d'excitation, nous avons pu porter à 12 le nombre d'atomes excités après chaque impulsion laser dans le sous-niveau $50F, m = 2$, sous un champ électrique de $0,19 \text{ V/cm}$. Une valeur de champ électrique plus petite permettrait d'en exciter beaucoup plus, mais nous ne pourrions plus résoudre les différents sous-niveaux m du niveau $50F$.

De façon surprenante, l'excitation du $50F$ depuis le sous-niveau $50D_{5/2}, m_j = 3/2$ donne un spectre plus large et donc moins résolu. Nous attribuons cela à l'élargissement Stark inhomogène plus important subi par le sous-niveau $50D_{5/2}, m_j = 5/2$. En raison de celui-ci, la fréquence laser effectue une sélection spatiale des atomes excités de façon résonante depuis le niveau fondamental vers le $50D_{5/2}, m_j = 5/2$. Le nuage d'atomes de Rydberg $50D$ est par conséquent moins étendu spatialement, limitant ainsi l'élargissement Stark inhomogène de la transition $50D \rightarrow 50F$.

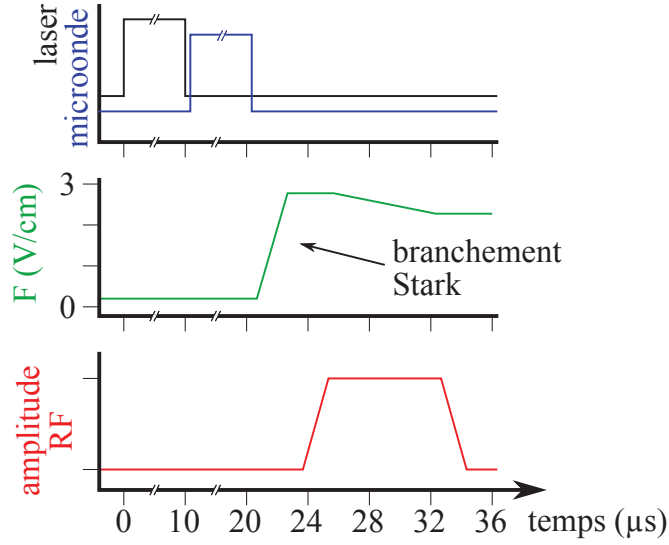


Figure V.19 Séquence d'excitation des atomes de Rydberg circulaires. Le champ électrique initial est de 0,2 V/cm. L'impulsion laser de 10 μ s excite les atomes du niveau fondamental vers le niveau $50D_{5/2}, m_j = 5/2$. L'impulsion microonde de 10 μ s transfère 20 % des atomes de Rydberg vers le niveau $50F, m = 2$. Le champ électrique est augmenté jusqu'à 2,7 V/cm lors du « branchement Stark » puis la radio-fréquence est allumée pour le passage adiabatique. Pendant celui-ci, le champ électrique est diminué adiabatiquement jusqu'à 2,3 V/cm. Enfin, la radio-fréquence est éteinte.

V.3.3 Le passage adiabatique $m = 2 \rightarrow m = n - 1$

À partir du sous-niveau $50F, m = 2$, nous pouvons effectuer un passage adiabatique radio-fréquence vers le niveau circulaire $50C$. Pour cela, il nous faut augmenter fortement le champ électrique, de façon rendre la transition depuis le sous-niveau $50F, m = 2$ vers le reste de la multiplicité résonante avec les transitions σ^+ à l'intérieur de cette même multiplicité, comme nous l'avons expliqué en V.1.2. Après cette étape de « branchement Stark », des tensions oscillantes à $\nu_{RF} = 230$ MHz sont appliquées aux quatre électrodes RF, générant le champ radio-fréquence nécessaire au passage adiabatique. La séquence d'excitation correspondante est représentée en figure (V.19).

Le dispositif radio-fréquence

Afin de réaliser le passage adiabatique, nous devons appliquer aux quatre électrodes RF des tensions oscillantes dont les phases relatives et les amplitudes sont bien contrôlées. Pour cela, nous avons mis au point un dispositif d'émission et de contrôle radio-fréquence, inspiré de celui mis au point dans notre laboratoire par Sébastien Gleyzes, Adrien Signoles et Adrien Facon [45, 46]. Ce dispositif est représenté en figure (V.20)

Une carte PCI Acquiretek Synth-3000 génère, sur chacune de ses deux voies de sortie, un signal électrique oscillant à 230 MHz. La phase relative entre ces deux voies A et B est contrôlée par le logiciel de contrôle de la carte PCI. Le signal généré par chacune de ces deux voies est envoyé vers un déphaseur PULSAR ST-H85-444A, qui sépare le signal sur deux voies avec une phase relative contrôlée par une tension continue. Nous disposons ainsi de quatre voies radio-fréquence dont les phases relatives sont contrôlées.

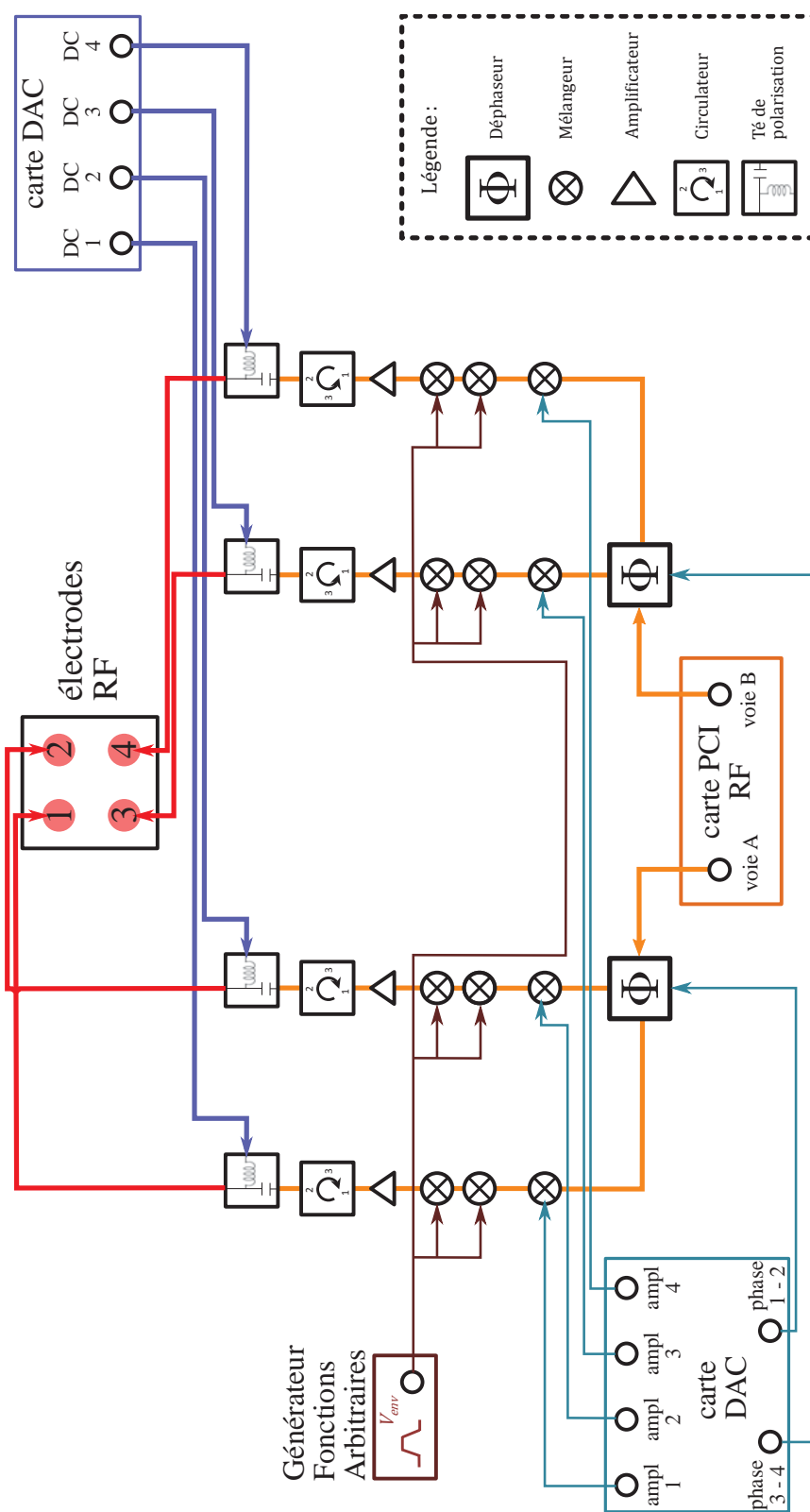


Figure V.20 Dispositif de contrôle radio-fréquence pour la circularisation des atomes de Rydberg

Chacune de ces quatre voies suit ensuite parallèlement le même chemin. Le signal est envoyé sur un mélangeur PULSAR X2L-06-411 alimenté par une tension continue, et est ainsi modulé en amplitude. Ensuite, deux mélangeurs PULSAR X2L-06-411 successifs servent d'interrupteur pour bloquer ou laisser passer le signal radio-fréquence. Le signal est ensuite amplifié par un amplificateur WENTEQ ABP0100-10-3029, puis passe dans un circulateur HYTEM 09-02-57, qui protège l'amplificateur en redirigeant le signal réfléchi vers une terminaison $50\,\Omega$ ou vers une voie d'oscilloscope. Enfin, le signal est superposé à une tension constante dans un té de polarisation PULSAR BT-20-411. Cette tension constante sert au contrôle des champs statiques au niveau des atomes selon les directions x et z . La sortie du té de polarisation est ensuite câblée à travers le cryostat jusqu'à l'électrode RF correspondant à la voie choisie.

Toutes les tensions continues sont générées par des cartes DAC contrôlées par ordinateur. Les tensions des deux déphaseurs et les tensions contrôlant l'amplitude radio-fréquence sur chaque voie passent par des résistances de charge de $220\,\Omega$. Les tensions envoyées directement aux électrodes sont passées par un filtre RC passe-bas constitué d'une résistance de $47\,\Omega$ et d'un condensateur de $15\,\text{nF}$. La constante de temps de ce filtre est de $0,7\,\mu\text{s}$ et permet de limiter le bruit haute fréquence au niveau des électrodes à moins de $5\,\text{mV}$ pic à pic.

La tension V_{env} alimentant les mélangeurs « interrupteurs » est générée par un générateur de fonctions arbitraires qui nous permet de mettre en forme l'impulsion RF et de contrôler la vitesse de l'allumage et de l'extinction du champ radio-fréquence. Cette tension passe par une filtre RC, identique à celui utilisé pour les tensions continues appliquées aux électrodes.

Procédure initiale d'ajustement des amplitudes et phases RF

arrTimes avec différentes puissances RF + la procédure d'optimisation

V.4 Comment caractériser les atomes de Rydberg circulaires

V.4.1 Spectroscopie microonde vers les niveaux voisins

50c-51c et optimisation fine de la RF
50c-49c ?

V.4.2 Temps de vie

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

V.4.3 Temps de cohérence

franges de Ramsey

V.5 Éjectable : Première évidence du piégeage des atomes circulaires

V.5.1 Dispositif laser de piégeage

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

V.5.2 Comment observer le piégeage des atomes circulaires

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