

Chapitre IV

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

Sommaire

IV.1 Principe général du simulateur	86
IV.1.1 Le hamiltonien simulé	87
IV.1.2 Piégeage laser des atomes de Rydberg circulaires	92
IV.1.3 Préservation des états de Rydberg	94
IV.1.4 Préparation déterministe d'une chaîne	95
IV.2 Le mélange des niveaux de paire entre atomes de Rydberg circulaires	98
IV.2.1 Interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires : mélange de niveaux	98
IV.2.2 Limitation du temps de vie des niveaux circulaires	101

Nous avons acquis une bonne compréhension des interactions entre atomes de Rydberg sphériques. Nous souhaiterions mettre à profit cette compréhension en développant une plateforme de simulation quantique fondée sur ces mêmes interactions. La préparation d'une chaîne unidimensionnelle régulière d'atomes de Rydberg sphériques permettrait par exemple de simuler des phénomènes de transport quantique ou de localisation. Les calculs menés par Thanh Long Nguyen [29], sur le principe des simulations présentées au chapitre III, montrent que la préparation d'une telle chaîne grâce au mécanisme d'excitation facilitée est compromise par les contraintes de densité afférentes à ce mécanisme.

Nous présentons ici une proposition de simulateur quantique fondé les interactions entre des atomes de Rydberg circulaires piégés par laser. Cette proposition est ébauchée dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29] et l'article [37] en discute les points essentiels. Après avoir présenté le principe général du simulateur, nous dirons quelques mots du problème, évoqué en I.3.5, du mélange des niveaux lors des interactions entre atomes de Rydberg circulaires.

IV.1 Principe général du simulateur

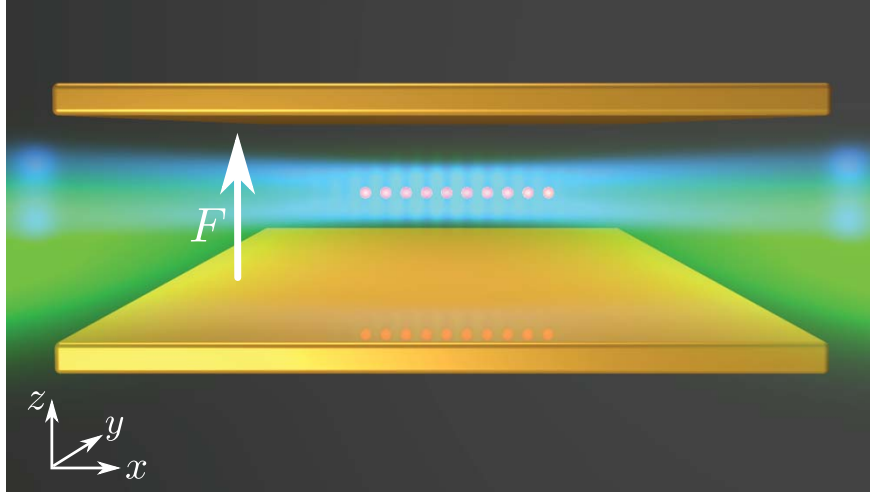


Figure IV.1 Schéma de principe du simulateur quantique proposé. Les atomes de Rydberg circulaires, représentés par les sphères rouges, sont placés dans un condensateur et piégés dans des faisceaux laser : un faisceau « creux » selon l'axe Ox , représenté en bleu, et un réseau ajustable créé par l'interférence de deux faisceaux quasi-parallèles, représentés en vert. Un champ électrique F est imposé entre les deux plaques du condensateur.

Le simulateur quantique que nous proposons est schématisé en figure IV.1. Une chaîne de spins $1/2$ est simulée par une chaîne d'atomes de Rydberg circulaires. Les états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sont encodés sur les états $50C$ et $48C$ respectivement. L'interaction dipôle-dipôle est alors analogue à un hamiltonien XXZ pour une chaîne de spins $1/2$ en interaction avec leurs plus proches voisins. Grâce à un champ électrique et à un champ magnétique extérieurs, ainsi qu'à une source microonde couplant les deux niveaux de Rydberg, le hamiltonien simulé peut être contrôlé de façon précise et rapide, sur une large gamme de paramètres. Cette analogie entre atomes de Rydberg circulaires et spins

1/2 est établie en IV.1.1, où nous discuterons le choix des niveaux 50C et 48C ainsi que le contrôle du hamiltonien et le diagramme de phase qui en découle.

Les atomes de Rydberg sont piégés par un potentiel laser. Celui-ci permet un confinement à la fois radial et longitudinal selon l'axe Ox . Le confinement longitudinal étant réalisé par un réseau optique, il présente des pièges périodiquement espacés, et forme ainsi une chaîne unidimensionnelle régulière. Le principe du piégeage laser des atomes de Rydberg circulaires, ainsi que la géométrie des lasers de piégeage, seront discutés en IV.1.2.

Les atomes de Rydberg circulaires piégés sont placés à l'intérieur d'un condensateur formé par deux électrodes planes parallèles au plan xOy . En plus de permettre l'imposition d'un champ électrique dirigé selon Oz , cela inhibe l'émission spontanée σ^+ du niveau circulaire nC vers le niveau circulaire $(n-1)C$. Comme nous l'avons vu en I.2.2, ce canal d'émission est largement responsable de la durée de vie finie des niveaux circulaires. L'inhibition de ce canal par le condensateur permettra d'accroître significativement la durée de vie des niveaux de Rydberg, jusqu'à des temps de l'ordre de la centaine de secondes. Le temps de vie des atomes circulaires dans un tel condensateur sera discuté en IV.1.3.

Une technique analogue au refroidissement évaporatif, reposant sur les interactions répulsives entre atomes de Rydberg, permet de préparer de façon déterministe une chaîne régulière de plusieurs dizaines d'atomes de Rydberg circulaires. À la fin d'une simulation, les atomes de Rydberg pourront être détectés un par un grâce à cette même technique, qui sera discutée en IV.1.4.

IV.1.1 Le hamiltonien simulé

De la paire d'atomes de Rydberg à la paire de spins

L'interaction entre un atome dans le niveau nC et un atome dans le niveau $n'C$ s'écrit comme un hamiltonien effectif

$$V_{eff}/h = \begin{pmatrix} C_{nC,n'C} & A_{nC,n'C} \\ A_{nC,n'C} & C_{nC,n'C} \end{pmatrix} \quad (IV.1)$$

où $C_{nC,n'C}$ et $A_{nC,n'C}$ sont respectivement les termes d'interaction directe et d'échange entre les niveaux nC et $n'C$.

Étant donné que nous souhaitons simuler une chaîne de spins 1/2, il nous faut étendre la base des états accessibles. L'état d'un spin 1/2 est décrit sur la base $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$ et l'état d'une paire de spins 1/2 est décrit sur la base $\{|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle\}$. Ainsi en encodant le spin sur des états de Rydberg circulaires par l'équivalence $|\uparrow\rangle = |nC\rangle, |\downarrow\rangle = |n'C\rangle$, le hamiltonien d'interaction de la paire de spin doit être étendu à la base $\{|nC, nC\rangle, |nC, n'C\rangle, |n'C, nC\rangle, |n'C, n'C\rangle\}$. Sur cette base, le hamiltonien d'interaction prend la forme

$$\hat{V}_{eff}/h = \begin{matrix} & |nC, nC\rangle & |nC, n'C\rangle & |n'C, nC\rangle & |n'C, n'C\rangle \\ \begin{matrix} \langle nC, nC| \\ \langle nC, n'C| \\ \langle n'C, nC| \\ \langle n'C, n'C| \end{matrix} & \begin{pmatrix} C_{nC,nC} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_{nC,n'C} & A_{nC,n'C} & 0 \\ 0 & A_{nC,n'C} & C_{nC,n'C} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{n'C,n'C} \end{pmatrix} \end{matrix} \quad (IV.2)$$

Nous souhaitons écrire ce hamiltonien sur la base des opérateurs de spin. Pour chacun des spins, ces opérateurs sont décrits sur la base de l'identité et des matrices de Pauli $\{\mathbb{1}, \sigma^\alpha\}_{\alpha=x,y,z}$. Afin d'agir sur l'espace produit tensoriel de deux spins, il nous faut définir les opérateurs suivants

$$\begin{aligned}\sigma_1^\alpha &= \sigma^\alpha \otimes \mathbb{1} \\ \sigma_2^\alpha &= \mathbb{1} \otimes \sigma^\alpha,\end{aligned}\tag{IV.3}$$

où l'indice 1 ou 2 indique sur quel atome agit l'opérateur. La famille formée par les produits matriciels deux à deux de ces opérateurs $\mathbb{1}^*$ et σ_i^α permet de générer tous les opérateurs agissant sur la paire de spins. Nous pouvons ainsi réécrire le hamiltonien d'interaction (IV.2) sous la forme

$$\begin{aligned}\hat{V}_{eff}/h &= \delta E \mathbb{1} + \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_2^z) + J_z (\sigma_1^z \sigma_2^z) + J (\sigma_1^x \sigma_2^x + \sigma_1^y \sigma_2^y) \\ &= \begin{pmatrix} \delta E + \delta\zeta + J_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \delta E - J_z & 2J & 0 \\ 0 & 2J & \delta E - J_z & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta E - \delta\zeta + J_z \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{IV.4}$$

où l'on identifie :

$$\begin{cases} \delta E = (C_{nC,nC} + 2C_{nC,n'C} + C_{n'C,n'C})/4, \\ \delta\zeta = (C_{nC,nC} - C_{n'C,n'C})/2, \\ J_z = (C_{nC,nC} - 2C_{nC,n'C} + C_{n'C,n'C})/4, \\ J = A_{nC,n'C}/2. \end{cases}\tag{IV.5}$$

Notons que le terme $\delta E \mathbb{1}$ ne fait que redéfinir l'origine des énergies, et peut donc être ignoré. Le hamiltonien d'interaction de la paire devient ainsi

$$\hat{V}_{eff,2 \text{ atomes}}/h = \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_2^z) + J_z (\sigma_1^z \sigma_2^z) + J (\sigma_1^x \sigma_2^x + \sigma_1^y \sigma_2^y).\tag{IV.6}$$

Extension à une chaîne de N atomes et habillage microonde

Le hamiltonien d'interaction à deux atomes s'étend facilement à une chaîne de N atomes régulièrement espacés d'une distance d et numérotés de 1 à N . Nous pouvons ici négliger les interactions au-delà du premier voisin. En effet, dès lors que les termes d'interaction évoluent en $1/d^6$, la contribution d'un second voisin est 64 fois plus petite que celle des premiers voisins. Le hamiltonien d'interaction d'une telle chaîne de spin s'écrit alors, en généralisant le hamiltonien à deux atomes (IV.6),

$$\hat{V}_{eff,N}/h = \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z) + \delta\zeta \sum_{i=2}^{N-1} \sigma_i^z + J_z \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + J \sum_{i=1}^{N-1} (\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y),\tag{IV.7}$$

*. Nous omettons délibérément la dimension de l'espace sur lequel agit l'opérateur d'identité. Celui-ci devrait en toute rigueur s'écrire $\mathbb{1} \otimes \mathbb{1} = \mathbb{1}^{\otimes 2}$.

où les opérateurs de spin σ_i^α agissant sur l'atome i sont définis par

$$\sigma_i^\alpha = \overset{1}{\downarrow} \mathbb{1} \otimes \dots \otimes \overset{i}{\downarrow} \sigma^\alpha \otimes \dots \otimes \overset{N}{\downarrow} \mathbb{1}. \quad (\text{IV.8})$$

Le premier terme du hamiltonien (IV.10) provient d'un effet de bord : les atomes à chaque bout de la chaîne n'ont chacun qu'un seul voisin, cependant que les autres atomes en ont chacun deux. L'énergie d'interaction des atomes 1 et N est donc deux fois inférieure à celle des atomes du « cœur » de la chaîne, numérotés de 2 à $N - 1$.

Le hamiltonien d'interaction (IV.7) ne décrit que l'interaction dipôle-dipôle entre ces atomes. Or l'évolution de la chaîne de spin dépend également du hamiltonien libre \hat{H}_0 de chaque atome, qui induit une différence d'énergie $h\nu_0$ entre les niveaux $|nC\rangle = |\uparrow\rangle$ et $|n'C\rangle = |\downarrow\rangle$. Cette contribution s'écrit sous la forme d'un hamiltonien libre à N atomes $\hat{H}_{0,N}/h = \frac{\nu_0}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z$. L'écart d'énergie $h\nu_0$ étant très grand par rapport aux termes d'interaction, nous introduisons un champ microonde afin de coupler les deux niveaux atomiques, avec une pulsation de Rabi Ω et un désaccord $\delta\nu$ par rapport à la transition. En se plaçant dans le référentiel tournant à la fréquence du champ microonde et sous l'approximation séculaire, un atome isolé évolue selon le hamiltonien $\hat{H}_{\mu o}/h = \frac{\Omega}{2} \sigma_i^x + \frac{\delta\nu}{2} \sigma_i^z$.

Cette évolution due à l'énergie atomique et au couplage microonde s'ajoute au hamiltonien d'interaction, et nous aboutissons à un hamiltonien total

$$\begin{aligned} \hat{H}/h &= \hat{H}_{\mu o,N}/h + \hat{V}_{eff,N}/h \\ &= \frac{\Omega}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^x + \frac{\delta\nu}{2} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z) + \delta\zeta \sum_{i=2}^{N-1} \sigma_i^z \\ &\quad + J_z \sum_{i=1}^{N-1} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + J \sum_{i=1}^{N-1} (\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y). \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

La factorisation de cette expression amène finalement au hamiltonien « XXZ » d'une chaîne de spins couplés :

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{XXZ},N} &= J \cdot \left[\sum_{i=1}^{N-1} \left(\sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y + \frac{J_z}{J} \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\Delta}{2J} \sum_{i=1}^N \sigma_i^z + \frac{\Omega}{2J} \sum_{i=1}^N \sigma_i^x \right] - \frac{\delta\zeta}{2} (\sigma_1^z + \sigma_N^z), \end{aligned} \quad (\text{IV.10})$$

où $\Delta = \delta\nu + \delta\zeta$. Sous cette forme, le couplage transverse entre les spins de la chaîne est réglé par le paramètre J et le couplage longitudinal par le paramètre J_z . Le paramètre d'anisotropie du couplage est donné directement par le rapport J_z/J . Le couplage microonde entre les niveaux atomiques est équivalent, pour des spins, à la présence d'un champ magnétique externe. La composante longitudinale de ce « champ » est représentée par le terme $\Delta/(2J)$ et sa composante transverse par le terme $\Omega/(2J)$. Le dernier terme du hamiltonien représente l'effet de bord de la chaîne évoqué plus haut, qui déplace l'énergie des atomes à chaque bout de la chaîne.

Les paramètres permettant l'exploration de différents régimes d'interaction et d'évo-

lution de la chaîne se réduisent en fin de compte aux trois rapports J_z/J , Ω/J et Δ/J . Le paramètre J , qui rend compte de l'interaction d'échange, règle quant à lui le temps caractéristique d'évolution de la chaîne. Ce temps est donné par $\tau_{\text{éch}} = 1/(4J)$.

Contrôle du hamiltonien et choix des niveaux 50C et 48C

Le niveau de contrôle du hamiltonien (IV.10) est limité par la gamme accessible au rapport J_z/J . Les rapports Ω/J et Δ/J sont en effet facilement contrôlables en variant respectivement la puissance et la fréquence du champ microonde utilisé, alors que J_z/J dépend des niveaux atomiques choisis et des champs électrique et magnétique extérieurs que l'on impose aux atomes. Nous souhaitons que les termes J_z et J soient de même ordre de grandeur, la compétition de ces deux termes ouvrant de larges possibilités d'exploration. Dans le cas contraire, la dynamique serait largement dominée soit par l'interaction directe soit par l'interaction d'échange, limitant par là la portée du simulateur.

Le rapport J_z/J dépend tout particulièrement de la différence de nombre quantique principal entre les deux niveaux atomiques choisis. La dépendance des termes d'échange et d'interaction directe en fonction des niveaux atomiques est discutée en détail dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29]. Les calculs d'interaction montrent que pour une paire $|nC, n'C\rangle$, le choix $|n - n'| = 2$ nous est favorable : il permet d'obtenir des termes d'échange et d'interaction directe qui sont comparables et évoluent tous deux en $1/r^6$. Au contraire, pour $|n - n'| = 1$, le terme d'échange est très grand et varie en $1/r^3$. On se trouve alors dans une situation où J_z/J est toujours petit devant 1 et dépend de la distance inter-atomique. Lorsque $|n - n'| > 2$ alors le terme d'échange devient vite négligeable et J_z/J est toujours grand devant 1. On se trouve alors dans une situation quasi-classique où l'interaction entre les particules se limite à un déplacement d'énergie répulsif.

Lorsque l'on fait varier le champ électrique F imposé aux atomes, l'effet Stark déplace les niveaux atomiques les uns par rapport aux autres. Or les termes d'interaction dipôle-dipôle, calculés comme une perturbation de second ordre des énergies, varient comme l'inverse des distances en énergie entre les niveaux. En changeant ces distances, une variation de F peut avoir un effet important sur les termes d'interaction. En particulier, J_z est une différence de différents termes d'interaction directe (cf équation (IV.5)). Si les termes de cette différence sont suffisamment proches, alors une petite variation de champ électrique peut faire varier grandement J_z . Le terme J , au contraire, est directement proportionnel au terme d'interaction d'échange entre les deux niveaux atomiques. Sa variation avec F sera donc beaucoup moins forte que celle de J_z . Le champ magnétique a un effet similaire : en déplaçant les énergies des niveaux atomiques par effet Zeeman, il fait varier les coefficients d'interaction.

Le rapport J_z/J ne dépend pas que de la différence $|n - n'|$, mais aussi du nombre quantique principal n lui-même. En effet, les termes d'interaction directe et d'échange entre les niveaux $|nC\rangle$ et $|(n - 2)C\rangle$ ne varient pas de la même façon avec n . Le choix $n = 50, n' = 48$ permet de se situer dans un domaine propice à la flexibilité du simulateur, où J_z et J sont comparables, tout en laissant la possibilité de contrôler la valeur de J_z/J en faisant varier les champs électrique et magnétique extérieurs. En particulier, les termes d'interaction directe sont suffisamment proches pour permettre un passage par zéro du terme de couplage J_z . La figure (IV.2) représente les valeurs accessibles de

J_z/J pour les niveaux $|50C\rangle$ et $|48C\rangle$, en fonction du champ électrique imposé, pour différents champs magnétiques.

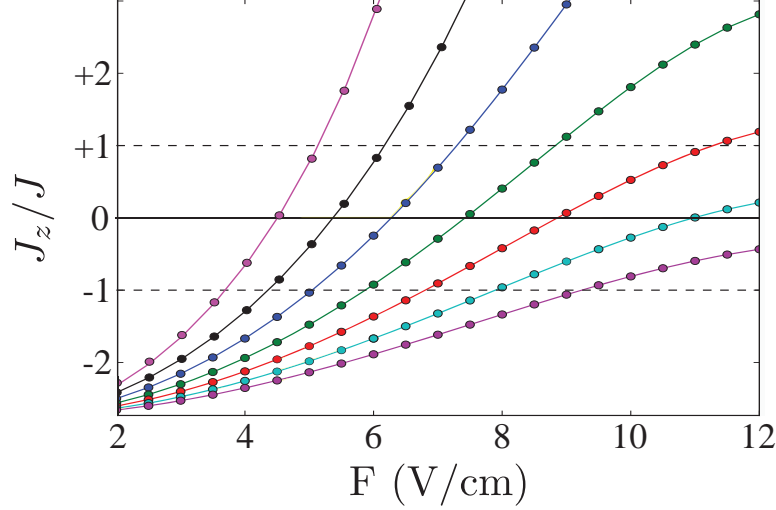


Figure IV.2 Variation de J_z/J pour une paire d'atomes dans les niveaux $|50C\rangle$ et $|48C\rangle$, en fonction du champ électrique F . Le champ électrique est dirigé selon Oz et les atomes sont séparés d'une distance $r = 5 \mu\text{m}$ selon l'axe Ox . Les points sont obtenus par diagonalisation du hamiltonien de paire complet pour différentes valeurs de champ magnétique $B_z = 9, 10, 11, 12, 13, 14$ et 15 G , de gauche à droite (points de couleur magenta, noir, bleu, vert, rouge, cyan et violet respectivement). Les lignes qui les relient sont des guides visuels.

Les niveaux atomiques choisis permettent de varier facilement le rapport J_z/J sur une large gamme allant de -3 à $+3$, en balayant le champ électrique F . Le contrôle de la source microonde couplant les niveaux atomiques $50C$ et $48C$ permet de varier facilement les termes Ω et Δ du hamiltonien (IV.10). Notons que la variation du terme d'échange J avec les champs électrique et magnétique est très faible alors que le terme d'interaction directe J_z , lui, varie beaucoup. Les trois rapports J_z/J , Ω/J et Δ/J sont donc contrôlables de façon quasi-indépendante, puisque J est presque constant.

L'évolution temporelle du système est dominée par le terme d'échange de l'interaction de van der Waals. Le temps caractéristique d'échange vaut $\tau_{\text{éch}} = 14,7 \mu\text{s}$ lorsque les atomes sont séparés de $d = 5 \mu\text{m}$. Or le contrôle du champ électrique comme de la source microonde sont rapides, de l'ordre de la centaine de nano-secondes. Le hamiltonien est ainsi sous contrôle expérimental intégral, à des échelles temporelles très inférieures au temps caractéristique de l'évolution du système.

Grâce à ce très bon niveau de contrôle du hamiltonien, il est possible d'explorer à volonté le diagramme de phase présenté en figure (IV.3), extrait des résultats de [38] et détaillé dans [37]. Ce diagramme présente une grande richesse de phases et de transitions de phase. Une approche statique permettrait de calibrer le simulateur sur des phases connues, puis de simuler une évolution adiabatique passant par des transitions de phase quantiques. Le rapidité de contrôle du hamiltonien permettrait ensuite de simuler des trempes : des changements de paramètres brusques induisant des états hors-équilibre.

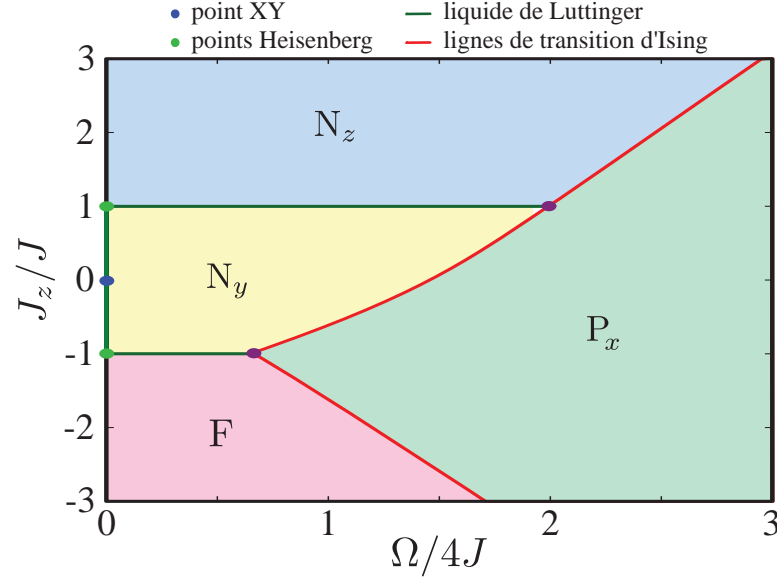


Figure IV.3 Schéma du diagramme de phase du hamiltonien (IV.10) pour $\Delta = 0$ et en négligeant le terme d'effet de bord $\delta\zeta$. Les différentes phases représentées sont : une phase P_x dans laquelle les spins suivent un ordre ferromagnétique selon la direction x , une phase F ferromagnétique selon la direction z , deux phases de Néel N_y et N_z selon les axes y et z respectivement. La phase P_x est séparée des autres par des lignes « de transition d'Ising », le long desquelles le système se réduit au modèle d'Ising. Le long des frontières entre les phases N_z et N_y et entre les phases N_y et F , le système se comporte comme un « liquide de Luttinger », généralisation en présence d'un champ magnétique des « points de Heisenberg ». Le point singulier XY marque la situation où le terme J_z est nul.

IV.1.2 Piégeage laser des atomes de Rydberg circulaires

Afin de pouvoir observer les atomes de Rydberg en interaction pendant des temps longs, il est nécessaire de les piéger. Les atomes de Rydberg circulaires peuvent être piégés grâce au potentiel pondéro-moteur créé, pour l'électron de valence, par un faisceau laser. Cet électron de valence, quasi-libre, se comporte comme une particule chargée dans un champ électrique rapidement oscillant. Il subit ainsi un déplacement d'énergie positif, proportionnel à l'intensité lumineuse I_L [39] :

$$\mathcal{E} = \frac{q^2}{2m_e\epsilon_0 c\omega_L^2} I_L = \frac{h\alpha}{m_e\omega_L^2} I_L, \quad (\text{IV.11})$$

où $\omega_L/2\pi$ est la fréquence du laser et $\alpha = q^2/(4\pi\hbar\epsilon_0 c)$ est la constante de structure fine. Le cœur positif de l'atome de Rydberg subit un déplacement d'énergie négatif $\mathcal{E}_{\text{cœur}} = -h\alpha I_L/(M\omega_L^2)$, où M est la masse du cœur atomique. Celle-ci étant très grande devant la masse m_e de l'électron, l'effet du laser sur le cœur atomique peut être négligé. En fin de compte, le potentiel pondéro-moteur (IV.11) agit sur l'atome de Rydberg de sorte que celui-ci recherche les basses intensités lumineuses.

La géométrie que nous cherchons à obtenir est une chaîne unidimensionnelle. Le confinement radial selon l'axe Ox est assuré par un faisceau « creux » de longueur d'onde $\lambda = 1064 \text{ nm}$, présentant un profil d'intensité de Laguerre-Gauss d'ordre $(0, 1)$.

Ce profil d'intensité LG_0^1 est proportionnel à $(2\rho^2/w^4) \cdot e^{-2\rho^2/w^2}$, où ρ est la distance à l'axe optique et w le col du faisceau[†]. La figure (IV.4 a) représente le potentiel créé par ce faisceau dans le plan $x = 0$, pour une puissance laser de 0,5 W focalisée sur un col $w = 7 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, les atomes sont piégés transversalement à l'axe Ox avec des fréquences de piégeage $\omega_y = \omega_z = 2\pi \times 12 \text{ kHz}$.

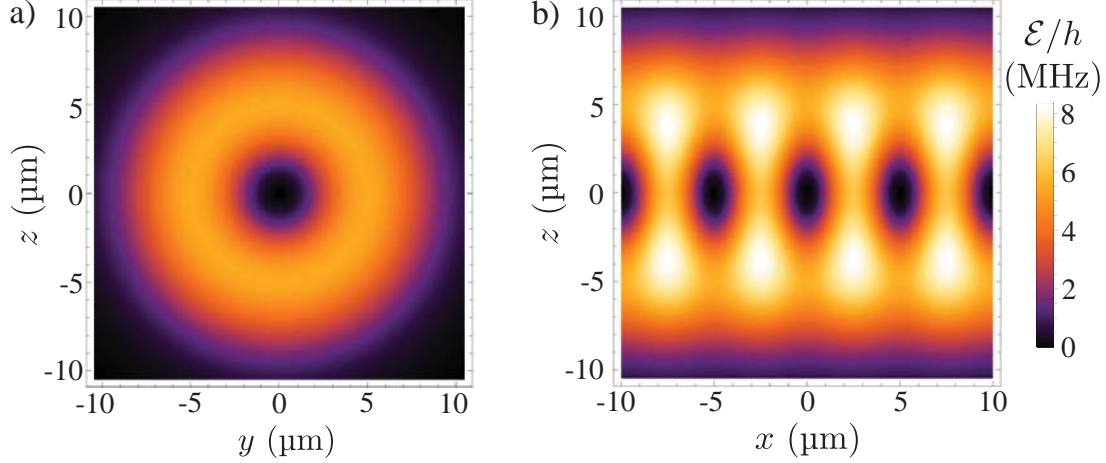


Figure IV.4 a) Coupe dans le plan yOz du potentiel pondéro-moteur créé par le faisceau Laguerre-Gauss se propageant selon l'axe Ox . b) Coupe dans le plan xOz du potentiel de piégeage pondéro-moteur créé par le faisceau Laguerre-Gauss et les deux faisceaux gaussiens en interférence. Le potentiel est exprimé en unités de fréquence. L'échelle de couleur est commune aux deux graphes.

Le confinement longitudinal doit permettre de fixer la distance séparant les atomes de la chaîne. Ce piégeage doit donc être périodique. En effet, l'interaction de van der Waals répulsive entre atomes de Rydberg entraînerait un mouvement important des atomes le long de l'axe Ox en l'absence de piégeage périodique longitudinal. Afin de réaliser ce confinement, nous proposons d'utiliser un réseau lumineux d'un pas ajustable de l'ordre de $d = 5$. Ce réseau est créé par l'interférence à petit angle de deux faisceaux gaussiens. Ceux-ci sont décalés en fréquence de quelques dizaines de MHz par rapport au faisceau Laguerre-Gauss afin de ne pas interférer avec lui. Les deux faisceaux gaussiens se propagent dans le plan xOy avec un angle $\pm\theta$ par rapport à l'axe Oy . Pour obtenir un pas de réseau de $d = 5 \mu\text{m}$, cet angle doit prendre une valeur $\theta = 5,7^\circ$. Ces deux faisceaux gaussiens sont allongés selon l'axe Ox afin que le réseau créé puisse recouvrir toute la longueur de la chaîne atomique. Ainsi, leur col selon x vaut $w_x = 200 \mu\text{m}$ alors que leur col selon z vaut $w_z = 7 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, et avec une puissance totale par faisceau de 1,45 W, les atomes sont piégés dans la direction x avec une fréquence $\omega_x = 2\pi \times 24 \text{ kHz}$ et une profondeur de piège proche de 4 MHz, soit environ 200 μK .

Le potentiel créé dans le plan xOz par la superposition du faisceau Laguerre-Gauss et de ces deux faisceaux gaussiens est représenté en figure (IV.4 b), pour un pas de réseau de $5 \mu\text{m}$. Nous disposons ainsi d'une chaîne de pièges profonds régulièrement espacés sur l'axe Ox .

[†]. La définition du col pour un profil de Laguerre-Gauss découle directement de celle pour un faisceau gaussien.

IV.1.3 Préservation des états de Rydberg

Le piégeage laser présenté ci-dessus permet de fixer les positions des atomes de Rydberg circulaires au sein d'une chaîne unidimensionnelle. Si l'on en reste au calcul de I.2.2, chaque atome dans le niveau 50C a une durée de vie de 8,36 ms à 4,2 K. Une chaîne de quarante atomes a ainsi une durée de vie de $8,36/40 = 0,21$ ms. Avec des atomes séparés de $d = 5 \mu\text{m}$ et donc un temps d'échange $\tau_{\text{éch}} = 14,7 \mu\text{s}$, la chaîne d'atomes vit le temps d'une quinzaine d'échanges. C'est-à-dire qu'une excitation placée à un bout de la chaîne n'aurait pas le temps de se propager jusqu'au milieu de la chaîne. La solution la plus évidente pour rallonger la durée de vie d'un niveau de Rydberg consiste à refroidir l'environnement afin de réduire au mieux l'émission stimulée par le rayonnement du corps noir. Cependant, cela ne permettrait ici de l'améliorer que d'un facteur 3,5 au maximum, la durée de vie à température nulle étant de 28,65 ms pour le niveau 50C.

Comme nous l'avons vu en I.2.2, le seul processus limitant la durée de vie à température nulle d'un niveau de Rydberg circulaire nC est la désexcitation spontanée vers le niveau $(n - 1)C$ par une transition σ^+ . Inhiber cette transition pourrait ainsi permettre d'augmenter significativement le temps de vie d'un niveau circulaire. Mais comment inhiber l'émission spontanée ? L'effet Purcell, observé en 1946 [40], consiste à augmenter le taux d'émission spontanée en plaçant le système émetteur dans une cavité résonante avec la transition considérée. Cet effet repose sur l'augmentation des fluctuations du vide électromagnétique dans le mode d'émission. Au contraire, il s'agit pour nous de réduire le plus possible ces fluctuations afin d'inhiber l'émission. Pour cela, il suffit que la cavité soit de dimensions plus petites que la longueur d'onde du rayonnement que l'on souhaite inhiber [41, 42]. Plus, précisément, dans le cas d'un condensateur formé de deux plans parallèles, la distance D entre ces deux plans doit être inférieure à la moitié de la longueur d'onde λ du rayonnement :

$$D < \lambda/2. \quad (\text{IV.12})$$

L'émission de photons dans la direction normale aux plaques du condensateur peut alors être inhibée sous la condition (IV.12), alors que l'émission selon une direction parallèle aux plaques ne l'est pas. Or, lorsque l'on impose un champ électrique entre les deux plaques du condensateur, celui-ci fixe l'axe de quantification du moment cinétique des atomes de Rydberg. L'émission sur une transition σ^+ se fait alors nécessairement dans la direction normale aux plaques et peut être inhibée.

Les transitions $50C \rightarrow 49C$ et $48C \rightarrow 47C$ ont des fréquences respectives de 54,249 GHz et 61,407 GHz, correspondant à des longueurs d'onde de 5,525 mm et 4,882 mm. La condition (IV.12) nous impose donc de placer les atomes de Rydberg circulaires dans un condensateur dont les deux plaques sont distantes de $D < 2,4$ mm. Dans le cas d'un condensateur infini idéal, cela suffirait à inhiber complètement le rayonnement à ces fréquences, et ainsi à rendre la durée de vie des niveaux circulaires infinie.

En pratique, il est nécessaire de tenir compte de la taille et de la conductivité finies du condensateur dans lequel nous placerons les atomes. Une simulation effectuée avec la suite logicielle CST Studio permet de calculer numériquement le taux d'émission spontanée résiduelle Γ des atomes à l'intérieur d'un condensateur formé de deux plaques d'or carrées de côté a , refroidies à une température d'1 K et distantes de D . La figure (IV.5) représente le rapport Γ/Γ_{48C} en fonction de a et D , où Γ_{48C} est le taux d'émis-

sion spontanée depuis le niveau circulaire 48C dans l'espace libre. Nous choisissons les

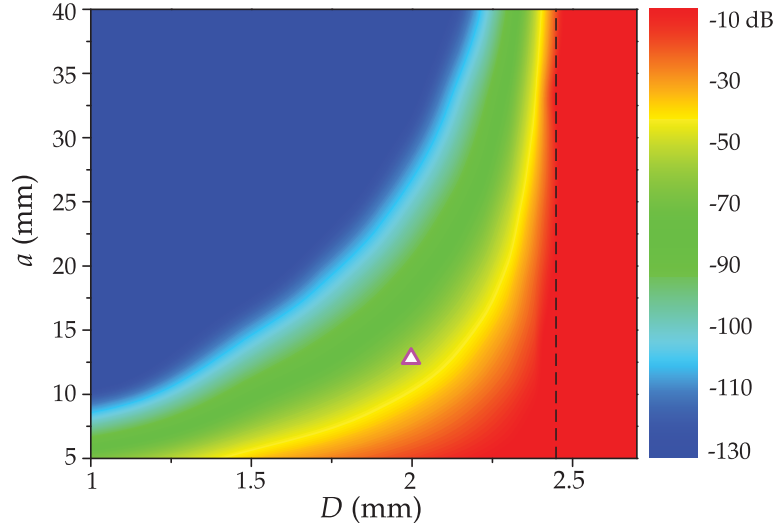


Figure IV.5 Rapport d'inhibition de l'émission spontanée Γ/Γ_{48C} en échelle log, en fonction de l'espacement D et de la taille a du condensateur. La ligne pointillée se situe à $D = \lambda/2$ et le triangle rouge représente les paramètres choisis $D = 2$ mm et $a = 13$ mm. L'émission spontanée y est inhibée de 50 dB.

paramètres $D = 2$ mm et $a = 13$ mm, où l'émission spontanée depuis le niveau 48C est inhibée d'un facteur 50 dB. Cela amène la durée de vie du niveau 48C à environ 2500 s. L'effet d'inhibition est encore meilleur pour le niveau 50C puisque l'émission spontanée depuis celui-ci se fait à une longueur d'onde plus grande. Nous disposons donc *a priori* d'un temps de vie quasi-infini par rapport aux échelles de temps de l'évolution de la chaîne de spins.

IV.1.4 Préparation déterministe d'une chaîne

À des fins évidentes de reproductibilité, la chaîne de N atomes constituant le simulateur doit être préparée de façon déterministe. Pour cela, nous proposons une méthode de préparation fondée sur une variante du refroidissement évaporatif. Une chaîne initiale, irrégulière et contenant un grand nombre aléatoire d'atomes, est comprimée et « évaporée » jusqu'à obtenir le nombre d'atomes et la distance inter-atomique souhaités. Ce processus d'évaporation refroidit les atomes presque jusqu'à l'état fondamental du piège laser. Cette technique permet également d'obtenir une détection individuelle des atomes de Rydberg.

Une séquence expérimentale typique commence par la préparation d'un nuage thermique de ^{87}Rb près d'une puce supraconductrice, très allongé dans la direction x et refroidi à une température inférieure à 1 μK , proche de la dégénérescence. Ce nuage est ensuite piégé dans le potentiel dipolaire, créé par un faisceau laser focalisé, et déplacé vers le condensateur d'inhibition précédemment décrit. Là, après extinction du piège dipolaire, une impulsion laser à deux photons excite un nuage d'atomes de Rydberg à bas moment cinétique de nombre quantique principal $n = 50$, en régime de blocage dipolaire. En raison de la forme allongée du nuage d'atomes dans l'état fondamental

et du blocage dipolaire, cet ensemble d'atomes de Rydberg est une chaîne irrégulière contenant une centaine d'atomes distants de $9 \pm 3 \mu\text{m}$. Les atomes dans l'état fondamental sont expulsés par une impulsion laser résonante à 780 nm, et les atomes de Rydberg sont transférés vers l'état circulaire 50C grâce à un champ radio-fréquence polarisé σ^+ ‡.

Lorsque les atomes de Rydberg circulaires sont excités, le faisceau Laguerre-Gauss de confinement radial est allumé, en même temps que deux faisceaux gaussiens « bouchons » parallèles à l'axe Oy . Ces deux faisceaux à 1064 nm créent deux barrières d'énergie sur l'axe Ox , centrées en $x = \pm L/2$, représentées en figure (IV.6 a). Le bouchon de droite ($x = +L/2$) est plus bas en énergie que celui de gauche. Le piège est ensuite comprimé en réduisant L . Ce faisant, les atomes de Rydberg sont approchés les uns des autres ce qui fait augmenter l'interaction répulsive de van der Waals. Lorsque la chaîne d'atomes est suffisamment comprimée, l'atome en bout de chaîne à droite a une énergie d'interaction qui devient supérieure à la hauteur de la barrière créée par le bouchon laser, et cet atome est ainsi éjecté de la chaîne, comme cela est représenté en figure (IV.6 b). Les atomes restants se redistribuent selon l'axe x et l'énergie totale de la chaîne se trouve diminuée par cette « évaporation » d'un atome. Le nombre final d'atomes dans la chaîne est déterminé par la valeur finale de L et par la hauteur en énergie du bouchon laser.

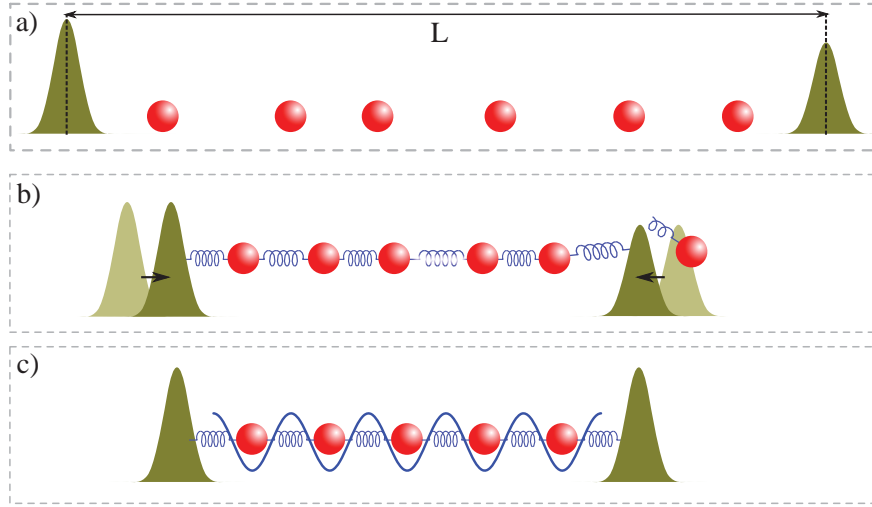


Figure IV.6 Schéma de l'« évaporation van der Waals ». **a)** Une chaîne irrégulière est préparée et piégée entre deux « bouchons » laser séparés d'une distance L . **b)** En diminuant L , on augmente les interactions de van der Waals répulsives entre les atomes de la chaîne. La barrière énergétique étant plus basse à droite, l'atome au bout de la chaîne est éjecté. **c)** À la fin du processus d'évaporation, on obtient de façon déterministe une chaîne régulière de N atomes. Un réseau laser est allumé afin de piéger chaque atome.

Ce processus de refroidissement évaporatif peut être simulé numériquement de façon quasi-classique. La figure (IV.7) présente le résultat de 100 réalisations de la séquence d'évaporation, en moyenne et variance du nombre d'atomes final en fonction de la valeur finale de L . Pour les nombres d'atomes inférieurs à 45, N évolue par des pas

‡. Le processus de circularisation sera discuté au chapitre V.

bien définis, et l'insert qui détaille les résultats autour de $N = 40$ montre l'annulation de la variance du nombre d'atomes à certaines valeurs de L . En arrêtant à ces longueurs de piège le processus d'évaporation, nous obtenons de façon déterministe une chaîne avec le nombre d'atomes voulu. La distance inter-atomique d est ensuite choisie par un ajustement fin de la longueur L .

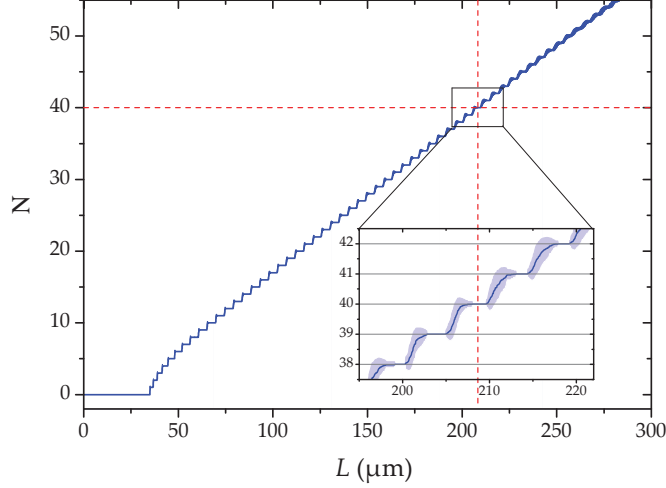


Figure IV.7 Nombre d'atomes N restant après l'évaporation van der Waals, en fonction de la valeur finale de la distance L entre les deux bouchons laser. Le trait plein représente la moyenne de N sur 100 réalisations du processus d'évaporation. La variance de N est indiquée par les zones bleu clair.

Enfin, le réseau laser de confinement longitudinal est allumé adiabatiquement afin de fixer les positions atomiques. Les faisceaux bouchons sont gardés allumés, avec une puissance ajustée de façon à compenser la répulsion des atomes du bout de la chaîne par leur unique voisin. L'état final de la chaîne d'atomes est représenté en figure (IV.6 c).

La procédure d'évaporation peut également servir à la détection des atomes de Rydberg. À la fin de l'évolution de la chaîne de spins, une impulsion π microonde est appliquée sur la transition $48C \rightarrow 46C$. Si elle présente une fréquence de Rabi suffisante, cette impulsion assure le transfert vers le niveau $46C$ de tous les atomes dans le niveau $48C$, quelle que soit leur énergie d'interaction. L'interaction d'échange entre $50C - 46C$ étant de l'ordre du mHz, ce transfert arrête l'évolution de la chaîne de spins et « gèle » les états de spin. Le réseau de confinement longitudinal est alors éteint, et le processus d'évaporation par compression de la chaîne peut reprendre. Chaque atome est ainsi tour à tour expulsé de la chaîne et guidé par le faisceau Laguerre-Gauss vers une zone de détection située en-dehors du condensateur d'inhibition. Ils sont détectés dans cette zone par ionisation, ce qui projette leur état sur la base $\{|46C\rangle, |50C\rangle\}$, équivalente à la base $\{|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle\}$. Grâce à une impulsion microonde supplémentaire, appliquée juste avant le gel des interactions, nous pouvons imposer une rotation arbitraire aux états de spin. Ainsi nous pouvons mesurer toute observable de spin souhaitée, la seule contrainte étant que cette observable doit être la même pour tous les atomes de la chaîne. En fin de compte, l'état de chaque spin peut être individuellement mesuré en fonction du temps selon n'importe quelle observable. Cela permet d'accéder à des fonctions de corrélations

complexes et aux propriétés d'intrication de la chaîne de spins.

IV.2 Le mélange des niveaux de paire entre atomes de Rydberg circulaires

Les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires sont au cœur de notre proposition de simulateur. Or, comme nous l'avions évoqué en I.3.5, les interactions entre atomes de Rydberg circulaires sont compliquées par le mélange des niveaux de paires atomiques avec des niveaux de paire voisins. Dans notre exemple du chapitre I, cela se produisait pour une paire d'atomes dans le niveau 50C dans un champ électrique de 1 V/cm, dès que la distance inter-atomique étaient inférieure à 10 μm .

Ce problème de mélange des niveaux a deux effets principaux en ce qui nous concerne. Tout d'abord, les interactions dipôle-dipôle en dépendent fortement. De plus, les transitions de désexcitation des niveaux elliptiques ne sont pas toutes inhibées par le condensateur dans lequel nous souhaitons placer les atomes. Le mélange des niveaux atomiques aura donc une incidence importante sur le temps de vie de la chaîne.

Après avoir présenté plus en détail ce problème du mélange des niveaux et indiqué comment le limiter par l'introduction d'un champ magnétique extérieur, nous évaluons son influence, ainsi que celle d'autres facteurs secondaires, sur le temps de vie des atomes de Rydberg circulaire dans le condensateur.

IV.2.1 Interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg circulaires : mélange de niveaux

Les atomes de Rydberg de grand moment cinétique nécessitent un champ électrique extérieur afin de fixer un axe de quantification, et donc de fixer l'orientation des orbites électroniques. Dans la présente discussion, nous considérerons que les atomes de Rydberg circulaires sont placés sur un axe Ox , perpendiculaire au champ directeur selon Oz , tels que représentés en figure (IV.1).

En présence d'un champ électrique, les niveaux à grand moment cinétique d'une même multiplicité voient leur dégénérescence partiellement levée. Le diagramme d'énergie de ces niveaux est représenté en figure (IV.8a)). Le niveau circulaire est noté $|nC\rangle$ et les deux niveaux « elliptiques » voisins sont notés $|nE^\pm\rangle = |n, m = n - 2, k = \pm 1\rangle$. De la même façon, les niveaux de $m = n - 3$ sont notés $|nEE^0\rangle = |n, m = n - 3, k = 0\rangle$ et $|nEE^\pm\rangle = |n, m = n - 3, k = \pm 2\rangle$.

Il s'agit maintenant de comprendre quelle forme prend l'interaction dipôle-dipôle dans le cas présent. Replaçons nous dans le cas de deux atomes séparés d'une distance r . En I.3 nous avons exprimé, en l'absence de champ électrique extérieur, le hamiltonien de couplage dans la base des harmoniques sphériques (cf. équation (I.27)). De plus, l'axe de quantification était alors déterminé par le vecteur séparant la paire d'atomes en interaction. Ici au contraire, l'axe de quantification est déterminé par le champ électrique extérieur, selon Oz donc, et les atomes sont situés sur l'axe Ox , à des positions $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ respectivement. Le hamiltonien d'interaction dipôle-dipôle prend alors la forme

$$\hat{V}_{dd} = -\frac{q^2 \hat{r}_1 \hat{r}_2}{3\epsilon_0 r^3} \left[Y_1^0 Y_1^0 + \frac{1}{2} (Y_1^{+1} Y_1^{-1} + Y_1^{-1} Y_1^{+1}) - \frac{3}{2} (Y_1^{+1} Y_1^{+1} + Y_1^{-1} Y_1^{-1}) \right],$$

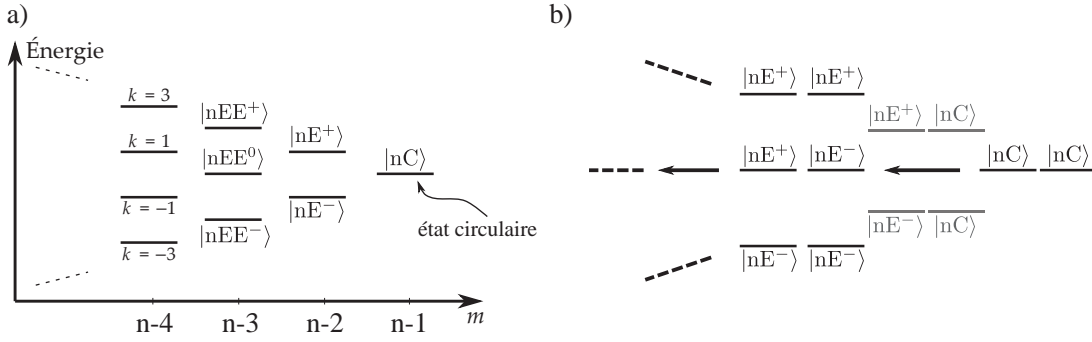


Figure IV.8 a) Diagramme d'énergie des niveaux proches de nC , en présence d'un champ électrique. b) Diagramme d'énergie des niveaux de paire proches de $|nC\rangle|nC\rangle$ en présence d'un champ électrique. Le champ électrique est dirigé selon Oz , perpendiculaire au vecteur qui sépare les deux atomes de la paire, dirigé selon Ox .

(IV.13)

où les Y_l^m sont les harmoniques sphériques. On remarque ici que l'interaction dipôle-dipôle permet une variation du moment magnétique total de la paire atomique $\Delta M \leq 2$. Ainsi le niveau de paire $|nC, nC\rangle$ se trouve couplé de façon quasi-résonante avec les niveaux symétriques de paire dont l'énergie est suffisamment proche et dont le moment magnétique total est supérieur à $2(n-2)$, tel que par exemple le niveau de paire $(|nE^+, nE^- \rangle \pm |nE^-, nE^+ \rangle)/\sqrt{2}$. Ces niveaux sont à leur tour couplés aux niveaux symétriques de paire proches en énergie et dont le moment magnétique total est supérieur à $2(n-2)$, tel que par exemple $|nEE^0, nEE^0\rangle$. La figure (IV.8 b) représente les niveaux de paire proches du niveau $|nC, nC\rangle$ en présence d'un champ électrique.

Ces couplages quasi-résonants, dès lors que la distance entre les atomes est suffisamment petite, perturbent le niveau $|nC, nC\rangle$ en le mélangeant aux niveaux de paires d'énergie suffisamment proche. C'est ce que nous avons vu en I.3.5 : lorsque les deux atomes de la paire sont plus proches que $10\mu m$, l'état propre du hamiltonien complet s'éloigne du niveau non perturbé $|50C, 50C\rangle$. La figure (IV.9 a) reproduit la figure (I.15), représentant l'énergie d'interaction d'une telle paire atomique en fonction de la distance entre les deux atomes. On y voit la première conséquence néfaste de l'effet de mélange : l'interaction dipôle-dipôle entre deux atomes de Rydberg circulaires dans le même niveau ne peut plus être simplement représentée par un déplacement d'énergie en $1/r^6$.

Afin de contourner cette difficulté, il faut trouver un moyen de lever la dégénérescence des niveaux de paire non perturbés représentés en figure (IV.8 b). Deux paramètres sont à notre disposition pour ce faire. Le premier est la valeur du champ électrique. Les niveaux de paire non perturbés sont d'autant plus distants en énergie que le champ électrique est élevé. Cependant, la variation du champ électrique nous sert à faire varier l'interaction elle-même, comme nous l'expliquions en IV.1.1. Le second moyen dont nous disposons est l'imposition d'un champ magnétique extérieur B_z , orienté selon Oz , qui déplacera les niveaux par effet Zeeman.

Le hamiltonien Zeeman pour un état circulaire prend la forme

$$\hat{H}_Z = \mu_B g_l \hat{\mathbf{L}} \cdot \mathbf{B} = \mu_B g_l \hat{L}_z B_z, \quad (\text{IV.14})$$

où μ_B est le magnéton de Bohr et g_l le facteur de Landé pour le nombre quantique orbital l . Dans la mesure où l'on néglige le spin de l'électron, qui est très petit devant l ($s = 1/2 \ll l \simeq 50$), le facteur de Landé peut être approximé à $g_l \simeq 1$. Ce hamiltonien conserve le nombre quantique magnétique m , qui n'est autre que la valeur propre de l'opérateur \hat{L}_z [§]. Tant que le champ magnétique B_z reste suffisamment petit, l'effet Zeeman agit comme une perturbation au premier ordre du hamiltonien (I.8) de l'atome dans un champ électrique. La seule conséquence de l'effet Zeeman sur le niveau $|n, m, k\rangle$ sera alors un déplacement d'énergie

$$\Delta E_Z(n, m, k) = \langle n, m, k | g_l \hat{L}_z | n, m, k \rangle \cdot \mu_B B_z \simeq m \cdot \mu_B B_z = \Delta E_Z(m). \quad (\text{IV.15})$$

Le niveau de paire $|n, m, k; n, m', k'\rangle$ sera déplacé de la somme du déplacement d'énergie de $|n, m, k\rangle$ et $|n, m', k'\rangle$, soit $(m + m')\mu_B B_z$.

En tenant compte de l'effet Stark (cf. équation (I.23)) et de l'effet Zeeman perturbatif, on obtient les énergies suivantes pour les niveaux circulaires et elliptiques de la multiplicité n :

$$\begin{aligned} E_{nC}/2E_I &= -\frac{1}{2n^2} - \frac{1}{16}n^4(8n^2 + 18n + 10)|\mathbf{F}|^2 \left(\frac{ea_0}{2E_I}\right)^2 + (n-1)\mu_B B_z \\ &= -\frac{1}{2n^2} - \alpha_{nC}|\mathbf{F}|^2 + (n-1)\mu_B B_z, \\ E_{nE\pm}/2E_I &= -\frac{1}{2n^2} \pm \frac{3n}{2}|\mathbf{F}|\frac{ea_0}{2E_I} - \frac{1}{16}n^4(8n^2 + 36n - 20)|\mathbf{F}|^2 \left(\frac{ea_0}{2E_I}\right)^2 + (n-2)\mu_B B_z \\ &= -\frac{1}{2n^2} \pm \frac{ea_0}{2E_I} \frac{3n}{2}|\mathbf{F}| + \alpha_{nE\pm}|\mathbf{F}|^2 + (n-2)\mu_B B_z, \end{aligned} \quad (\text{IV.16})$$

où les coefficients α d'effet Stark quadratique sont introduits pour simplifier l'écriture et E_I est l'énergie d'ionisation corrigée pour la masse du ⁸⁷Rb.

Appliquons les équations (IV.16) à l'exemple des états de paire non perturbés $|50C, 50C\rangle$ et $|50E^+, 50E^-\rangle$. Dans les conditions du paragraphe I.3.5, c'est-à-dire sous 1 V/cm et sans champ magnétique, la distance en énergie entre ces deux états de paire est de $\Delta E = h \times 169$ kHz. Si l'on ajoute un champ magnétique B_z de 10 G = 1 mT, la distance en énergie devient $\Delta E = h \times 28,17$ MHz, soit presque 200 fois plus. Un faible champ magnétique nous permet ainsi de lever la dégénérescence entre les niveaux de paire voisins de $|nC, nC\rangle$.

Reprenons l'exemple de deux atomes dans l'état $|50C, 50C\rangle$. En refaisant le calcul de l'interaction, cette fois avec un champ magnétique $B_z = 10$ G, on obtient la courbe d'énergie présentée en figure (IV.9 b). Alors qu'en l'absence de champ magnétique le niveau de paire circulaire-circulaire était perturbé dès que la distance entre les deux atomes était inférieure à 10 μm , un champ magnétique de 10 G selon Oz permet d'éviter

§. Si le champ magnétique avait des composantes non nulles selon Ox et Oy , celles-ci coupleraient des états de m différents.

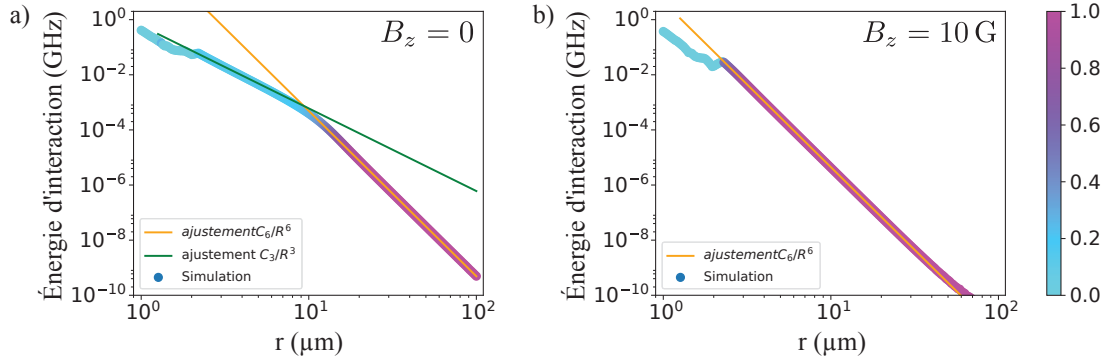


Figure IV.9 Déplacement en énergie de la paire 50C-50C par interaction dipolaire. Les deux atomes sont placés côte à côte sur l'axe Ox , sous un champ électrique de 1 V/cm selon l'axe Oz . L'échelle de couleur, commune aux deux graphes, représente le carré de la projection sur l'état non perturbé $|50C, 50C\rangle$ de l'état propre du hamiltonien qui le suit adiabatiquement. **a)** Sans champ magnétique extérieur et **b)** avec un champ magnétique $B_z = 10$ G selon Oz .

cet effet. L'énergie d'interaction évolue ainsi en $1/r^6$ pour les distances supérieures à $2\mu\text{m}$. Cependant, l'interaction est rendue moins forte. En effet, un ajustement en $1/r^6$ donne un coefficient de van der Waals $C_{6,50C-50C}(10\text{ G}) = 4,448\text{ GHz}\mu\text{m}^6$ au lieu de $489,18\text{ GHz}\mu\text{m}^6$ en champ magnétique nul. Cela s'explique par le fait que le couplage dipolaire second de ordre varie comme l'inverse des distances en énergie entre le niveau de paire considéré et les niveaux médiateurs du couplage. Le champ magnétique ayant pour effet de déplacer les niveaux de paire de façon à supprimer les couplages quasi résonants, il s'en suit que les distance en énergie entre niveaux de paire sont augmentées et l'interaction d'autant diminuée.

IV.2.2 Limitation du temps de vie des niveaux circulaires

Dès lors que l'on presque supprimé le facteur principal limitant la durée de vie des niveaux de Rydberg, il devient nécessaire de prendre en compte des facteurs qui paraissent auparavant négligeables. Le plus important de ces effets est le mélange des niveaux de paire décrit ci-dessus. En effet, les niveaux elliptiques nE^\pm peuvent se désexciter spontanément par d'autres transitions que le niveau circulaire nC , en particulier vers le niveau $(n-1)C$ par une transition π et vers le niveau $(n-2)C$ par une transition σ^+ de plus petite longueur d'onde. Aucune de ces deux transitions, représentées sur la figure IV.10, n'étant inhibée par le condensateur, il est essentiel pour la durée de vie de notre chaîne atomique de limiter le mélange des niveaux de paire. Pour cela, il faudrait imposer de grands champs électrique et magnétique. Les valeurs de ces champs doivent toutefois être limitées, car nous souhaitons conserver la possibilité de faire varier le paramètre d'interaction J_z/J . La gamme de champs présentée en IV.1.1, de 2 à 12 V/cm pour le champ électrique et de 9 à 13 G pour le champ électrique, est un bon compromis entre ces deux exigences.

D'autres effets viennent réduire la durée de vie de nos atomes de Rydberg piégés. En premier lieu, la température finie de l'environnement induit des photons thermiques dans le domaine microonde, qui stimulent la transition π depuis le niveau nC vers l'un des deux niveaux elliptiques $(n+1)E^\pm$ de la multiplicité du dessus. Or ces transitions

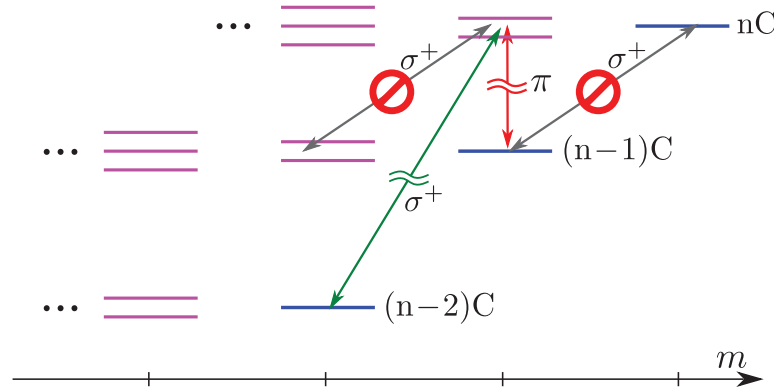


Figure IV.10 Transitions spontanées depuis le niveau circulaire nC et les niveaux elliptiques nE^\pm . Les transitions σ^+ de la multiplicité n vers la multiplicité $n - 1$ sont inhibées par le condensateur. Les transitions π et σ^+ depuis les niveaux nE^\pm vers les niveaux $(n - 1)C$ et $(n - 2)C$ respectivement ne sont pas inhibées.

ne sont pas inhibées par le condensateur. Au contraire, elles sont favorisées par le grand nombre de modes électromagnétiques qui peuvent se propager entre les deux plaques et parallèlement à celles-ci. Le taux d'émission de ces transitions est augmenté d'un facteur ≈ 2 . Il est donc important de refroidir l'environnement expérimental le mieux possible, et nous proposons une température de 0,4 K, accessible avec un cryostat à ^3He sans dilution.

Un facteur supplémentaire de réduction de la durée de vie provient des collisions des atomes avec le gaz résiduel dans l'enceinte à vide. En environnement cryogénique, des pressions de l'ordre de 10^{-14} mbar sont accessibles sans trop de difficulté [43, 44], limitant cet effet.

La photo-ionisation des atomes de Rydberg due au laser de piégeage doit aussi être prise en compte. Heureusement, cet effet reste petit pour les niveaux circulaires, en raison du mauvais recouvrement entre leur fonction d'onde et les fonctions d'onde des électrons dans le continuum ¶.

Les photons du laser de piégeage peuvent également être élastiquement diffusés par les électrons de Rydberg. L'électron recevrait alors une importante quantité de mouvement pouvant induire une transition vers un niveau elliptique. La contribution de cet effet peut être calculée dans un modèle classique de diffusion Thomson.

Enfin, les processus de relaxation dipolaire peuvent également limiter la durée de vie : une paire d'atomes dans le niveau $|nC, nC\rangle$ est transférée dans le niveau de paire $|nE^-, nE^-\rangle$, et l'énergie libérée par cette transition est convertie en énergie cinétique. Les deux atomes elliptiques concernés seraient alors expulsés à grande vitesse. Cependant, l'élément de matrice de transition entre l'état initial piégé et l'état final, qui est une onde plane d'énergie élevée, est faible.

Les contributions de chacun de ces effets sont discutées dans la thèse de Thanh Long Nguyen [29] et dans [37]. Le tableau IV.1 en fait la synthèse. En tenant compte de tous ces effets, nous estimons la durée de vie d'un atome individuel à 47 s. La

¶. Les fonctions d'onde électroniques dans le continuum oscillent rapidement, alors que la fonction d'onde de l'électron dans un niveau circulaire varie lentement avec la distance au noyau.

Table IV.1 Contributions des différents effets limitant le temps de vie des atomes circulaires, pour une paire d'atomes dans le niveau 48C, séparés d'une distance $d = 5 \mu\text{m}$, sous un champ électrique $F = 6 \text{ V/cm}$ et un champ magnétique $B_z = 13 \text{ G}$. Les atomes sont placés dans un condensateur de taille $a = 13 \text{ mm}$ et d'écartement $D = 2 \text{ mm}$ et l'environnement est refroidi à $0,4 \text{ K}$ sous une pression de 10^{-14} mbar .

Phénomène	Temps de vie (s)
Émission spontanée résiduelle	2500
Émission stimulée par rayonnement du corps noir	630
Collisions avec le gaz résiduel à 10^{-14} mbar	400
Photo-ionisation	∞
Diffusion élastique des photons du piège	>180
Relaxation dipolaire	∞
Mélange des niveaux de paire	88
Temps de vie total	47

durée de vie d'une chaîne de 40 atomes est alors supérieure à la seconde. Cette borne inférieure est vérifiée dans l'ensemble du domaine de champs électrique et magnétique représenté en figure IV.2 permettant le contrôle du paramètre J_z/J . Cette durée de vie supérieure à une seconde représente de l'ordre de 80 000 temps d'échange $\tau_{\text{éch}}$ à $d = 5 \mu\text{m}$. Le simulateur quantique pourra ainsi évoluer sur des temps très longs et permettre d'observer des dynamiques lentes telles que des rétablissements d'équilibre ou des processus de thermalisation.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons développé une proposition expérimentale complète pour un simulateur quantique constitué d'atomes de Rydberg circulaires en interaction. La méthode d'« évaporation van der Waals » permet de préparer de façon déterministe une chaîne régulière d'une quarantaine d'atomes distants de $5 \mu\text{m}$. Cette chaîne atomique est piégée dans un potentiel laser périodique, avec une durée de vie supérieure à la seconde grâce à l'inhibition de l'émission spontanée par un condensateur.

Les interactions dipôle-dipôle entre les niveaux de Rydberg circulaires 48C et 50C nous permettent de simuler le hamiltonien XXZ d'une chaîne de spins $1/2$. Les paramètres de ce hamiltonien peuvent être contrôlés à l'envi, en variant les champs électrique et magnétique imposés aux atomes ainsi que la puissance et la fréquence d'une source microonde classique. Ce contrôle des paramètres peut être fait très rapidement par rapport au temps caractéristique d'évolution $\tau_{\text{éch}} = 14,7 \mu\text{s}$.

Enfin, les atomes constituant la chaîne de spins peuvent être détectés un par un. La détection par ionisation distingue les différents niveaux de Rydberg, ce qui permet de mesurer toute observable de spin sur l'ensemble de la chaîne.

Un tel simulateur, d'une grande flexibilité, permettrait ainsi de simuler une chaîne de 40 spins $1/2$ en interaction, sur des échelles de temps de 10^4 à 10^5 fois le temps caractéristique d'échange.