

à mi-hauteur  $\gamma$ . Cela nous permet d'identifier le taux de déphasage des équations de Bloch à la largeur de raie  $\gamma = 626$  kHz du spectre de référence en nuage dilué de la figure (III.4).

### Fonctionnement de l'algorithme

Il nous est désormais possible d'inclure une échelle de temps à notre algorithme de simulation, sous la forme des taux d'excitation et de désexcitation donnés par l'équation (III.23). Au lieu de tirer au sort un atome à chaque étape, le calcul de l'excitation nécessite désormais de calculer les taux  $\Gamma_{exc}(i)$  et  $\Gamma_{de-exc}(i)$  à chaque pas de temps et pour chaque atome du nuage, qu'il soit dans l'état fondamental ou dans l'état excité. Le détail de l'algorithme est expliqué dans la thèse de Thanh Long Nguyen [78] et présenté en annexe B.

Quelques spécificités de cette nouvelle version méritent d'être discutées ici. En premier lieu, le choix d'exciter ou non un nouvel atome de Rydberg ne peut se faire uniquement d'après le calcul de son taux d'excitation  $\Gamma_{exc}(i)$ . En effet, cela amènerait à exciter plusieurs atomes de Rydberg lors du même pas de temps, qui ne respecteraient pas la dynamique d'excitation imposée par les interactions dipolaires. Par exemple, à désaccord laser nul, deux atomes pourraient être excités dans la même sphère de blocage, contrairement au mécanisme de blocage dipolaire. Les atomes sélectionnés d'après leur taux d'excitation sont ainsi placés dans une liste de « candidats ». Pour chaque atome  $i$  de cette liste, parcourue dans un ordre aléatoire, un nouveau taux d'excitation est calculé, en fonction des interactions avec les candidats qui ont été effectivement excités. L'excitation de l'atome  $i$  sera décidée en fonction de ce nouveau taux. Cette étape permet de respecter les contraintes interactionnelles de l'excitation à l'intérieur d'un même pas de temps.

Ensuite, certains paramètres de simulation sont désormais exprimés différemment. La puissance des laser est prise en compte par un paramètre  $\Omega_0$  de fréquence de Rabi au centre des faisceaux laser, de même que la largeur spectrale  $\gamma$  d'excitation à un atome. Le faisceau laser bleu présente une bande latérale à 20 MHz, en raison du dispositif de verrouillage de la cavité de doublage de fréquence. Cette bande latérale est prise en compte dans les simulations, en ajoutant au taux d'excitation des atomes un terme désaccordé de 20 MHz et pondéré par un facteur d'amplitude  $x_{20}$  sur la fréquence de Rabi.

L'extension spatiale du piège dans chacune des trois directions est calculée à partir de la fréquence de piégeage dans cette direction, elle-même mesurée expérimentalement, et de la température initiale  $T_0$  du nuage. Nous pourrions ainsi utiliser la température du nuage atomique comme paramètre explicite de simulation. Les simulations présentées dans la thèse de Thanh Long Nguyen [78] ont permis de reproduire les spectres d'excitation laser, pour toutes les durées d'impulsion laser, à la condition d'imposer une température du nuage atomique différente pour chaque durée d'impulsion. La température étant ici prise en compte uniquement comme paramètre de l'extension spatiale du piège, la reproduction des données expérimentales nécessitait d'adapter la taille du piège à chaque durée d'impulsion.

L'interprétation la plus évidente d'une augmentation de la taille du nuage au cours d'une impulsion laser est la présence d'un processus de chauffage. La source de chauffage la plus évidente est l'absorption et la ré-émission de photons rouge par les atomes dans

l'état fondamental. Nous avons alors souhaité intégrer ce chauffage directement à la dynamique d'excitation, afin d'estimer de façon réaliste son effet sur la taille du nuage atomique et sur l'excitation du nuage d'atomes de Rydberg.

### III.4.2 Estimation et prise en compte du chauffage du nuage atomique

Lors de l'excitation à deux photons du niveau de Rydberg 60S, les atomes du nuage absorbent des photons rouges à 780 nm. Si l'atome qui absorbe un photon rouge n'absorbe pas de photon bleu, c'est-à-dire s'il n'est pas excité au niveau de Rydberg, alors il réémettra le photon rouge. Cela mène à un chauffage du nuage atomique, caractérisé par deux grandeurs : le taux d'émission spontanée  $\Gamma_{sp}$  des photons rouges par les atomes et la variation de température  $\Delta T_{\text{1photon}}$  causée par l'émission spontanée d'un photon.

Le calcul du taux d'émission spontanée est discuté en II.2.1 et aboutit à l'équation (II.10) :

$$\Gamma_{sp} \simeq \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \Gamma, \quad (\text{III.25})$$

où  $\Omega_r$  et  $\delta$  sont respectivement la fréquence de Rabi et le désaccord du laser rouge sur la transition  $|5S_{1/2}, F = 2, m_F = +2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3, m_F' = +3\rangle$ , et  $\Gamma$  est la largeur naturelle de celle-ci.

Le processus d'émission spontanée de photons rouges induit une variation de la quantité de mouvement des atomes du nuage, qui parcourt une marche aléatoire. Cette marche aléatoire a pour paramètres la taille  $\Delta p$  d'un pas dans l'espace des quantités de mouvement et le taux de répétition de ces pas, qui vaut  $\Gamma_{sp}$ . L'effet de la marche aléatoire est une augmentation au cours du temps de la variance  $\langle p^2 \rangle$ . Chaque pas de la marche fait croître cette variance d'une quantité  $(\Delta p)^2$ , où  $\Delta p = \hbar k$  est la quantité de mouvement du photon émis, avec  $k$  la norme de son vecteur d'onde. En supposant une distribution de Maxwell-Boltzmann des vitesses au sein du nuage atomique, on en déduit que l'émission d'un photon cause une augmentation de température pour un atome de

$$\Delta T_{\text{1photon}} = \frac{(\Delta p)^2}{3mk_B} = \frac{(\hbar k)^2}{3mk_B} \quad (\text{III.26})$$

Ce processus étant répété avec un taux  $\Gamma_{sp}$ , on peut exprimer la variance de la quantité de mouvement en fonction du temps  $t$  par

$$\langle p^2(t) \rangle = \langle p^2(t=0) \rangle + (\hbar k)^2 \cdot \Gamma_{sp} t \quad (\text{III.27})$$

ou, de façon équivalente, une température qui varie comme

$$T(t) = T(t=0) + \Delta T_{\text{1photon}} \Gamma_{sp} t = \frac{\langle p^2(t) \rangle}{3mk_B} = T(t=0) + \frac{(\hbar k)^2}{3mk_B} \Gamma_{sp} t. \quad (\text{III.28})$$

En fin de compte, nous pouvons rendre compte du processus de chauffage du nuage

atomique par un taux de chauffage

$$\partial_t T = \frac{(\hbar k)^2}{3m k_B} \cdot \frac{\Omega_r^2}{2\delta^2} \cdot \Gamma. \quad (\text{III.29})$$

Dans les conditions de nos expériences, avec un laser à 780 nm, une largeur de raie  $\Gamma = 2\pi \times 6,065$  MHz, une fréquence de Rabi du rouge  $\Omega_r = 2\pi \times 40$  MHz et un désaccord de  $\delta = 2\pi \times 540$  MHz, nous obtenons un taux de chauffage estimé, comme en II.2.1, à

$$\partial_t T \simeq 12,6 \text{ nK}/\mu\text{s}. \quad (\text{III.30})$$

### Conséquences du chauffage sur la taille du nuage atomique

La conséquence de ce chauffage pour la dynamique d'excitation réside dans l'accroissement de la taille du nuage atomique au cours du temps. En effet, l'effet Doppler dû à une température de l'ordre de 1  $\mu$ K est au maximum de  $\Delta\nu_{\max} \sim 42$  kHz sur la transition 5S – 60S. Cela étant très inférieur à la largeur de raie  $\gamma$ , l'effet Doppler est tout à fait négligeable.

Un nuage atomique piégé dans un piège harmonique présente une distribution gaussienne de densité. Son extension, à l'équilibre thermique, est directement liée à la température par l'intermédiaire des fréquences de piégeage  $f_{x,y,z}$  dans chaque direction :

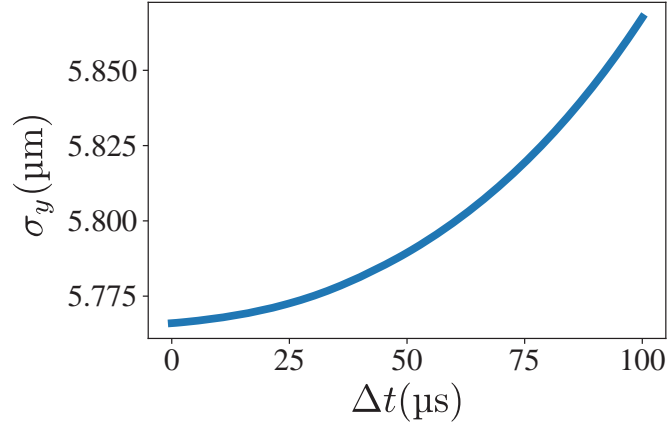
$$\sigma_{x,y,z} = \sqrt{\frac{m k_B T}{(2\pi f_{x,y,z})^2}}. \quad (\text{III.31})$$

Une première approche consisterait à recalculer, au fur et à mesure qu'augmente la température du nuage, son extension spatiale d'après l'équation (III.31). On obtiendrait alors un gonflement du nuage au cours du temps :

$$\sigma(t) = \sigma_0 \times \sqrt{T(t)/T_0} = \sigma_0 \times \sqrt{1 + t \cdot \partial_t T}, \quad (\text{III.32})$$

où  $\sigma_0$  et  $T_0$  sont l'extension du nuage et sa température à l'instant initial  $t = 0$ . Cependant, cette évolution de taille du nuage n'est valide que si, à chaque instant, le profil de densité du nuage est à l'équilibre thermique. Or, le temps caractéristique nécessaire pour atteindre cet équilibre est de l'ordre de l'inverse des fréquences de piégeage  $f_{x,y,z}$  et est donc de l'ordre de quelques ms. Les durées qui nous intéressent étant au maximum de 0,1 ms, il est raisonnable de supposer que cet équilibre n'est pas atteint.

Afin d'estimer de façon plus réaliste l'effet du chauffage sur le nuage atomique, nous avons simulé la dynamique des atomes dans l'état fondamental soumis aux processus d'absorption et d'émission spontanée responsables du chauffage. Cette simulation calcule les trajectoires des 12 000 atomes du nuage en fonction du temps, en tenant compte de leur distribution de vitesse initiale, et des événements aléatoires d'absorption et émission spontanée d'un photon rouge. Les atomes sont considérés comme indépendants les uns des autres, et la probabilité d'absorber et ré-émettre un photon rouge est représentée par le taux  $\Gamma_{sp}$  de l'équation (III.25). Le résultat de cette simulation pour l'extension spatiale du piège selon  $y$  est représentée en figure (III.15). L'effet du



**Figure III.15** Évolution de la taille du nuage sous l'effet du chauffage dû au laser rouge. La courbe représente le rayon gaussien  $\sigma_y$  du nuage atomique selon la direction  $y$ , en fonction de la durée d'impulsion laser  $\Delta t$ . Les photons rouges sont absorbés et ré-émis à un taux  $\Gamma_{sp}$  estimé à  $2\pi \times 16,6$  kHz.

chauffage sur la taille du nuage atomique pour une durée d'impulsion laser de  $100 \mu\text{s}$  reste très limité : l'extension spatiale transverse  $\sigma_y$  augmente de moins de 2 %. La même simulation montre que, pour atteindre les tailles de nuage correspondant aux températures optimales simulées par Thanh Long Nguyen [78], il faudrait un taux de chauffage au moins 100 fois plus important.

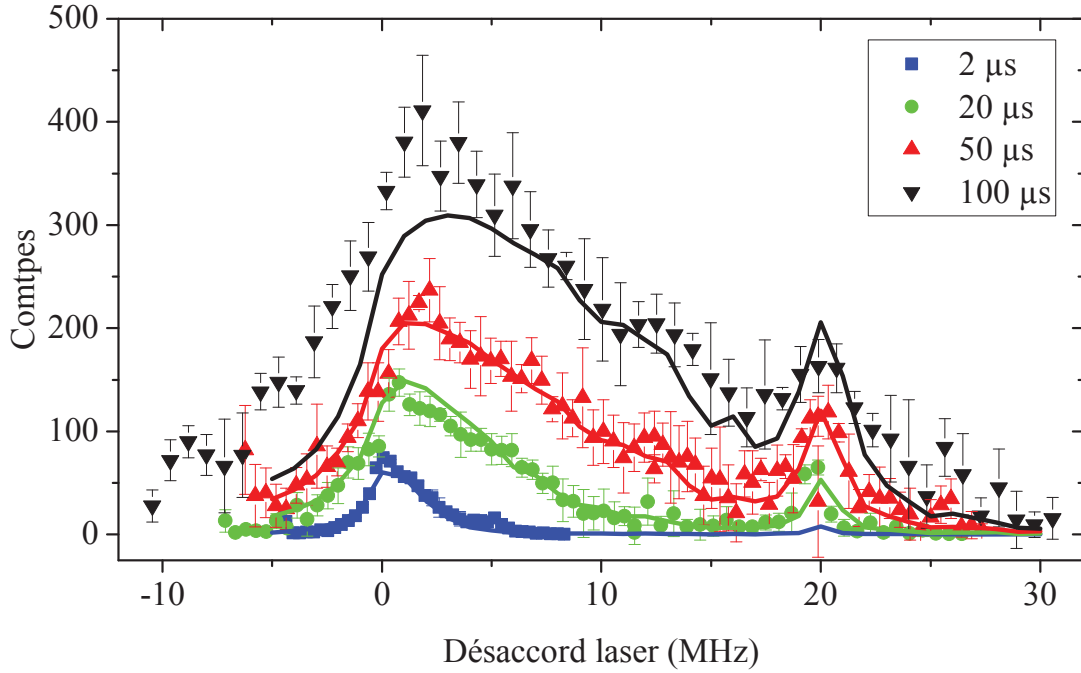
En intégrant directement les trajectoires des atomes dans l'état fondamental à la simulation de l'excitation, nous avons pu confirmer le peu d'effet, sur les spectres optiques, du chauffage dû au laser rouge.

### III.4.3 Comparaison aux spectres optiques expérimentaux

Le modèle final de simulation intègre donc l'effet de chauffage que nous venons de décrire. Nous obtenons alors un bon accord des simulations avec les données expérimentales aux temps courts, tel que présenté en figure (III.16). Les paramètres de simulation utilisés sont résumés en table (III.2).

Les seuls paramètres d'ajustement sont la température initiale du nuage, qui a un effet très important sur les spectres, ainsi que la fréquence de Rabi  $\Omega_0$  au centre des faisceaux laser. Ces deux paramètres sont ajustés sur le spectre à  $2 \mu\text{s}$  uniquement. L'écart entre la fréquence de Rabi calculée à partir des puissances et des géométries des faisceaux lasers et la fréquence de Rabi simulée est très important. Nous attribuons cela à la mauvaise transmission des faisceaux laser à travers les hublots d'accès optique du cryostat. En effet, nous avons constaté un dépôt de gaz résiduel ou de graisse sur les hublots froids de la jupe d'azote. L'effet de ce dépôt est difficile à évaluer, car celui-ci disparaît dès que les hublots sont réchauffés à température ambiante. Un tel dépôt a été observé sur d'autres expériences en environnement cryogénique [85].

L'amplitude de bande latérale  $x_{20}$  est ajustée sur le spectre à  $20 \mu\text{s}$ . L'accord des simulations avec les données expérimentales est excellent pour les deux spectres enregistrés à 2 et  $20 \mu\text{s}$ . L'accord est encore bon pour  $50 \mu\text{s}$  d'impulsion laser, pour les désaccords laser supérieurs à 5 MHz. À  $100 \mu\text{s}$ , le spectre simulé présente un accord qua-



**Figure III.16** Comparaison des spectres optiques aux simulations, pour différentes durées d'impulsion laser : 2, 20, 50 et 100  $\mu\text{s}$ . Les spectres expérimentaux sont ceux de la figure III.4. Les lignes pleines sont les résultats de la simulation. Le calcul tient compte du mouvement des atomes de Rydberg durant l'excitation.

**Table III.2** Valeurs expérimentales et de simulation des paramètres d'excitation des spectres.

Paramètres fixes	Valeur expérimentale	Valeur de simulation
Fréquence de piégeage $f_x$	47 Hz	47 Hz
Fréquence de piégeage $f_y$	244 Hz	244 Hz
Fréquence de piégeage $f_z$	262 Hz	262 Hz
Nombre d'atomes $N$	$12\,000 \pm 2000$	$12\,000 \pm 2000$
Col du laser bleu $w_{480}$	22 $\mu\text{m}$	22 $\mu\text{m}$
Col du laser rouge $w_{780}$	150 $\mu\text{m}$	$\infty$
Largeur de raie $\gamma$	626 kHz	626 kHz
Paramètres d'ajustement		
Amplitude de bande latérale $x_{20}$	non mesurée	0,12
Fréquence de Rabi max. $\Omega_0/(2\pi)$	296 kHz	$60 \pm 5$ kHz
Température initiale $T_0$	$0,6 \pm 0,3$ $\mu\text{K}$	$0,8 \pm 0,05$ $\mu\text{K}$

litatif avec le spectre expérimental, mais commence à s'en éloigner significativement : la simulation présente un nombre d'atomes excités trop faible aux faibles désaccords (de  $-5$  à  $10$  MHz).

En fin de compte, notre modèle numérique fonctionne très bien pour des durées d'excitation inférieures à  $50 \mu\text{s}$ . Cependant, pour les durées d'impulsion supérieures,

le modèle ne fonctionne plus. La très grande sensibilité de l'excitation à l'extension spatiale du nuage d'atomes dans l'état fondamental semble suggérer l'existence d'un phénomène qui déforme le nuage atomique au cours de l'impulsion laser et que nous ignorons, ou bien une trop grande variabilité de la taille du nuage au cours des acquisitions de données.

Deux autres phénomènes pourraient être responsables de l'invalidité de notre modèle aux temps longs. À désaccord négatif, des états de Rydberg « moléculaires » peuvent être excités [86] : l'atome de Rydberg est lié avec un atome dans l'état fondamental, voire plusieurs. Cette excitation est *a priori* un processus lent, mais qui pourrait se révéler significatif aux temps longs. Ensuite, malgré les températures cryogéniques, des niveaux de Rydberg  $n'P$  pourraient être excités au sein du nuage à partir des atomes dans le niveau 60S, à cause du rayonnement de corps noir dans le domaine microonde [87]. Ces atomes dans les niveaux  $n'P$  entreraient alors en interaction dipôle-dipôle résonante avec les atomes dans le niveau 60S. Ces interactions résonantes auraient alors deux effets que l'on peut vite imaginer : elles modifieraient les conditions de blocage dipolaire et d'excitation facilitée, ainsi que le mouvement relatif des atomes de Rydberg. L'exploration de ces phénomènes mériterait une étude plus approfondie, qui dans tous les cas ferait perdre à notre modèle l'avantage de sa simplicité.

#### III.4.4 Caractéristiques des nuages simulés

Le très bon accord aux temps courts entre les simulations et les données expérimentales nous autorise à déduire des simulations certaines caractéristiques des nuages d'atomes de Rydberg excités par laser. En particulier, nous nous intéressons ici à la distribution spatiale des atomes de Rydberg, ainsi qu'à la dynamique d'excitation aux temps courts.

##### Distribution radiale des nuages de Rydberg

La distribution spatiale des atomes de Rydberg excités dans un nuage peut être représentée par sa fonction de distribution radiale  $g^{(2)}(r)$ . Cette fonction décompte le nombre de paires d'atomes séparées d'une distance  $r$  au sein d'un ensemble donné. Ici, nous la définissons comme

$$g^{(2)}(r) = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{\langle i,j \rangle} \delta(r - r_{ij}), \quad (\text{III.33})$$

où  $N$  est le nombre d'atomes de l'ensemble et où la somme est faite sur les  $N(N-1)$  paires  $\langle i,j \rangle$  d'atomes. Les figures III.17 a) et c) représentent cette fonction  $g^{(2)}(r)$  pour des nuages de Rydberg excités avec différents désaccords, pendant des durées de 2 et 20  $\mu\text{s}$  respectivement.

Il est d'usage de comparer la fonction de distribution radiale d'un ensemble à un cas idéal. Ce cas idéal est généralement celui du gaz parfait lorsque l'on s'intéresse à l'agencement de particules classiques dans un ensemble thermodynamique. Il est plus pertinent ici de comparer les distributions radiales des nuages de Rydberg à celle du nuage d'atomes dans l'état fondamental, notée  $g_0^{(2)}$ . Les distributions radiales normalisées  $g^{(2)}(r)/g_0^{(2)}(r)$  des nuages de Rydberg excités avec différents désaccords et pendant des durées de 2 et 20  $\mu\text{s}$  sont représentées en figures III.17 b) et d) respectivement.

Les fonctions de distribution radiale montrent très clairement les effets de blocage dipolaire et de facilitation. En effet, il n'y a jamais deux atomes de Rydberg excités à des distances inférieures au rayon de blocage  $r_b = \sqrt[6]{2C_6/\gamma}$  (pour l'excitation à résonance) ou au rayon de facilitation  $r_f = \sqrt[6]{C_6/\Delta}$  (pour l'excitation désaccordée), définis en III.1.2.

Les fonctions de distribution radiale montrent également la saturation du nuage : l'ensemble d'atomes de Rydberg excité pendant 2  $\mu$ s à résonance s'étend bien au-delà du nuage d'atomes dans l'état fondamental. En effet, le centre nuage gaussien d'atomes dans l'état fondamental est vite saturé d'atomes de Rydberg en raison du blocage dipolaire, et les atomes de Rydberg supplémentaires doivent être excités loin du centre, dans les ailes peu denses du nuage.

Cette saturation se retrouve aussi pour l'excitation facilitée à désaccord positif si l'impulsion laser dure suffisamment longtemps. L'extension d'un ensemble d'atomes de Rydberg excité à 2 MHz est plus petite que celle du nuage d'atomes dans l'état fondamental pour une durée d'impulsion de 2  $\mu$ s, mais plus grande pour une durée d'impulsion de 20  $\mu$ s. L'ensemble d'atomes de Rydberg excité à  $\Delta = 4$  MHz montre lui aussi une telle saturation, mais de façon moins importante : il faudra attendre plus longtemps pour exciter des atomes de Rydberg loin dans les ailes du nuage. En effet, plus le désaccord laser est important, plus il faut de temps avant d'exciter un premier atome de Rydberg (une « graine ») et plus l'agrégat de Rydberg créé est compact car le rayon de facilitation est plus petit.

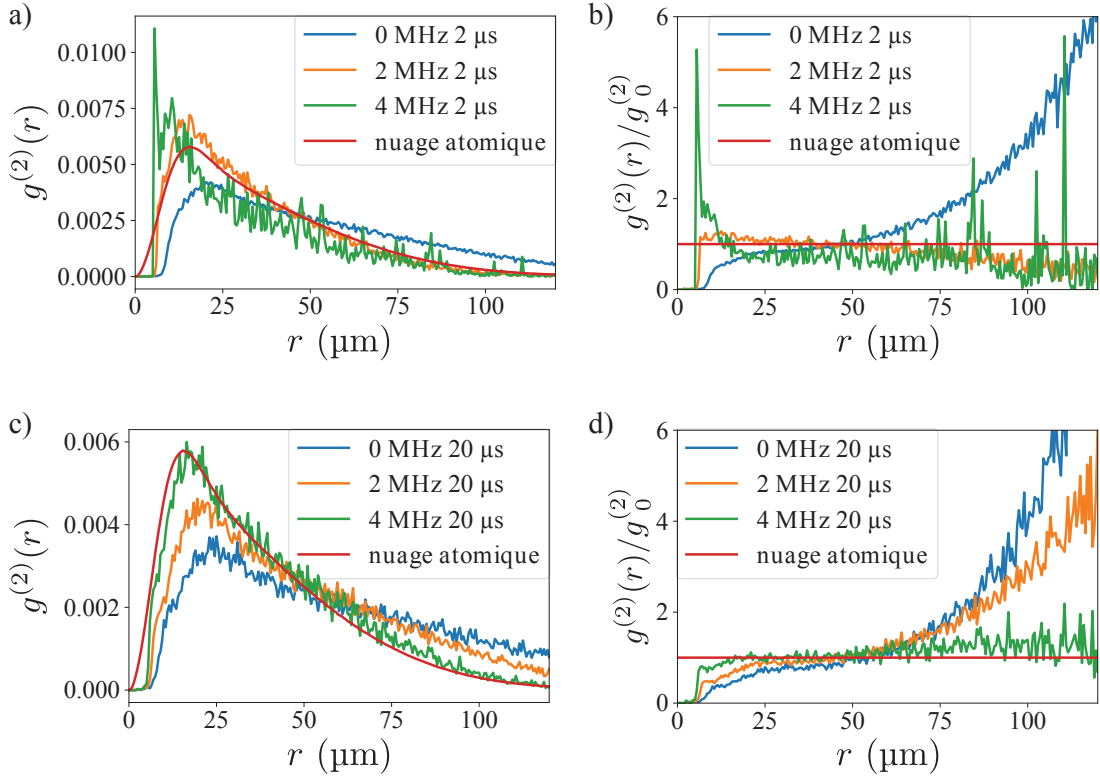
### Dynamique d'excitation aux temps courts

L'observation de la dynamique d'excitation aux temps courts permet également de mettre en évidence une saturation. La figure (III.18) représente l'évolution du nombre d'atomes de Rydberg excités en fonction de la durée d'impulsion laser pour différents désaccords.

Lorsque le laser est à résonance, le nombre d'atomes de Rydberg croît très vite jusqu'à 1,5  $\mu$ s. Au-delà de cette durée, le nombre d'atomes de Rydberg croît de moins en moins rapidement. Le nombre d'atomes de Rydberg ne sature cependant pas, en raison de la présence d'atomes disponibles pour être excités dans les ailes peu denses du nuage d'atomes dans l'état fondamental et en raison du chauffage de ce nuage, qui fait croître son extension au cours du temps. Cette croissance rend sans cesse de nouveaux atomes dans l'état fondamental disponible pour être excités, en les éloignant des atomes de Rydberg déjà excités.

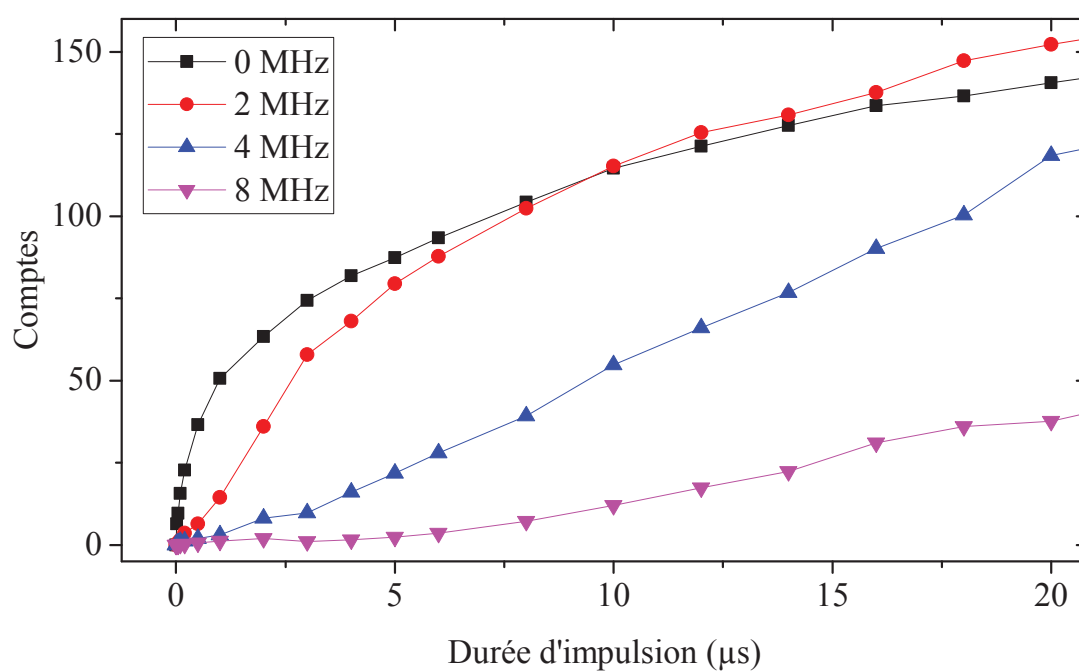
Lorsque le laser est désaccordé, la croissance initiale du nombre d'atomes de Rydberg est plus lente. En effet, le désaccord du laser rend l'excitation du premier atome de Rydberg plus tardive. Le taux de croissance du nombre d'atomes de Rydberg dépend ensuite de la densité d'atomes dans l'état fondamental et de la largeur du laser : plus la densité est élevée et plus le laser est large, plus il y a d'atomes disponibles pour être excités dans la région de facilitation. Or, plus le désaccord laser est important, plus la comble de cette région de facilitation est petit. La croissance du nombre d'atomes de Rydberg excités est donc plus lente lorsque le désaccord laser augmente, même après excitation de la graine.





**Figure III.17** Distribution radiale des nuages de Rydberg simulés. Les courbes représentent les fonctions  $g^{(2)}(r)$  (**a** et **c**) et  $g^{(2)}(r)/g_0^{(2)}(r)$  (**b** et **d**) pour des nuages de Rydberg excités à différents désaccords : à résonance (bleu), à 2 MHz (orange) et à 4 MHz (vert). Les courbes rouges représentent la fonction de distribution radiale  $g_0^{(2)}$  du nuage d'atomes froids dans l'état fondamental. Les graphes **a**) et **b**) présentent les résultats pour une durée d'impulsion laser de  $2\ \mu\text{s}$  et les graphes **c**) et **d**) pour une durée d'impulsion laser de  $20\ \mu\text{s}$ . Les résultats sont moyennés sur 100 réalisations lorsque la durée d'impulsion est de  $2\ \mu\text{s}$  et sur 5 réalisations lorsque la durée d'impulsion est de  $20\ \mu\text{s}$ .





**Figure III.18** Évolution simulée du nombre d'atomes de Rydberg excités en fonction du temps, pour différents désaccords laser : 0, 2, 4 et 8 MHz, tracés en noir, rouge, bleu et magenta respectivement. Les points sont les données extraites de simulations moyennées sur 5 réalisations. Les lignes qui les relient servent de guides visuels.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté de l'influence des interactions sur l'excitation d'un ensemble d'atomes de Rydberg. Les interactions dipôle-dipôle entre atomes de Rydberg sont responsables du blocage dipolaire, qui interdit l'excitation d'un second atome de Rydberg à proximité d'un premier. Avec un laser désaccordé vers le bleu, l'excitation passe d'un régime de blocage dipolaire à un régime d'excitation facilitée : le désaccord du laser permet d'exciter de nouveaux atomes de Rydberg autour d'un premier, dans la région de l'espace où les interactions dipôle-dipôle et le désaccord du laser sont suffisamment proches. Enfin, les interactions répulsives entre atomes de Rydberg causent l'expansion mécanique de l'ensemble d'atomes de Rydberg déjà excités.

Les effets de blocage dipolaire et d'excitation facilitée sont mis en évidence par la saturation et l'élargissement des spectres d'excitation optique lorsque la durée de l'impulsion laser augmente. L'expansion mécanique du nuage d'atomes de Rydberg est mise en évidence par la spectroscopie microonde de la transition  $60S \rightarrow 57S$ . Le spectre de cette transition révèle directement le spectre des énergies d'interaction au sein de l'ensemble d'atomes de Rydberg. L'évolution de ce spectre des énergies d'interaction après l'excitation des atomes de Rydberg montre en particulier que l'approximation du gaz gelé, consistant à s'intéresser aux interactions entre atomes de Rydberg en considérant que ceux-ci sont immobiles, ne peut être justifiée qu'aux temps très courts, de l'ordre de  $10 \mu s$ .

Afin de vérifier notre compréhension de la dynamique d'excitation et d'expansion des ensembles denses d'atomes de Rydberg, nous avons mis en œuvre des simulations numériques. Un premier modèle Monte-Carlo, fondé sur le tirage au sort d'atomes dans l'état fondamental au sein du nuage, montre un accord qualitatif correct aux temps d'excitation courts. Cela permet d'en extraire des conditions initiales pour simuler le mouvement de l'ensemble d'atomes de Rydberg après excitation, et comparer les résultats du modèle avec les données expérimentales de spectroscopie microonde. L'accord est ici bon.

Ce premier modèle est cependant incapable de reproduire les spectres d'excitation optiques avec des durées d'impulsion laser longues, et ne présente qu'un accord qualitatif aux temps courts. Nous avons donc développé un second modèle numérique, fondé sur des équations de taux issues des équations de Bloch optiques et calculées pour chaque atome, qu'il soit dans l'état fondamental ou dans un état de Rydberg, à chaque pas de temps. L'introduction d'une échelle de temps lors de l'excitation des atomes de Rydberg permet de prendre en compte directement leur mouvement, dû aux interactions dipôle-dipôle, pendant la phase d'excitation. De plus, nous avons ajouté à ce modèle le chauffage du nuage d'atomes dans l'état fondamental dû au laser rouge d'excitation, et qui est responsable de l'accroissement de la taille de ce nuage au cours du temps. Ce modèle permet de mieux reproduire les spectres à temps courts, voire même jusqu'à  $50 \mu s$  de durée d'impulsion laser, mais n'est pas suffisant pour rendre compte du spectre laser à  $100 \mu s$  d'impulsion.

Enfin, le bon accord des simulations avec les données expérimentales aux temps courts nous autorise à extrapoler, à partir du modèle numérique, certaines propriétés de l'excitation des ensembles denses d'atomes de Rydberg. L'évolution du nombre d'atomes de Rydberg dans les premiers temps de l'excitation montre un comportement

de quasi-saturation du nuage, après quoi les atomes de Rydberg ne sont plus excités que dans les ailes peu denses du nuage atomique. La fonction de distribution radiale des nuages ainsi excités confirme cet effet de saturation, et montre très clairement les effets de blocage dipolaire et d'excitation facilitée.