



Préparation et manipulation d'un nuage d'atomes froids de rubidium pour le stockage de l'information quantique

Amandine Issautier

► To cite this version:

Amandine Issautier. Préparation et manipulation d'un nuage d'atomes froids de rubidium pour le stockage de l'information quantique. Autre [cond-mat.other]. Université Nice Sophia Antipolis, 2014. Français. <NNT : 2014NICE4097>. <tel-01127643>

HAL Id: tel-01127643

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01127643>

Submitted on 7 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



UNIVERSITÉ NICE SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
École Doctorale de Sciences Fondamentales et Appliquées (ED n°364)

THÈSE

pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITÉ Nice Sophia Antipolis

Spécialité : **Physique**

présentée et soutenue par
Amandine ISSAUTIER

**Préparation et manipulation d'un nuage
d'atomes froids de rubidium pour le stockage
de l'information quantique**

Thèse dirigée par Anders KASTBERG et co-dirigée par Sébastien TANZILLI
Soutenue le 28 novembre 2014

Jury :

M. Fabien Bretenaker	Directeur de recherche CNRS, LAC	<i>Président</i>
M. Antoine Browaeys	Directeur de recherche CNRS, LCFIO	<i>Rapporteur</i>
M. Hugues de Riedmatten	ICREA Professeur, ICFO, Barcelone	<i>Rapporteur</i>
M. Philippe Adam	RDS Photonique DGA/MRIS	<i>Membre invité</i>
M. Anders Kastberg	Professeur, Université Nice Sophia Antipolis	<i>Directeur de thèse</i>
M. Sébastien Tanzilli	Chargé de recherche CNRS, LPMC	<i>Co-directeur de thèse</i>



"Préparation et manipulation d'un nuage d'atomes froids de rubidium pour le stockage de l'information quantique" de Amandine ISSAUTIER est mis à disposition selon les termes de la licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.

Remerciements

D'avance, je vous prie de bien vouloir excuser la très légère redondance du terme "merci", ainsi que de tous les mots de la même famille.

En tout premier lieu, je souhaite remercier la **Direction Générale de l'Armement** ainsi que l'**Université Nice Sophia Antipolis** pour leur soutien financier, qui a rendu possible les travaux présentés dans ce manuscrit. Je souhaiterais également remercier au travers de ces quelques lignes (ou plutôt pages...!), toutes les personnes que j'ai côtoyées durant cette thèse et qui ont contribué à faire de ces quatre années une période inoubliable, tant sur le plan professionnel que personnel.

Tout d'abord, je voudrais exprimer toute ma reconnaissance aux membres externes du jury, qui ont contribué à l'élaboration scientifique de cette thèse : à **Fabien Bretenaker**, qui m'a fait l'honneur de participer à ce jury et de le présider ; à **Hugues de Riedmatten** et **Antoine Browaey**s qui ont accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit et qui, par leurs remarques constructives, m'ont permis d'améliorer la qualité de mon travail ; enfin, à **Philippe Adam** qui a assuré avec beaucoup d'intérêt et d'implication le suivi de ces travaux pour la DGA.

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire Physique de la Matière Condensée, dirigé d'une main de maître par **Fabrice Mortessagne**, que je souhaite remercier pour son excellent accueil. Mais pas seulement. Fabrice, tu as toujours suivi avec beaucoup d'intérêt mon travail, que ce soit en licence lorsque tu m'as accueillie pour mon premier stage de recherche (aucune menace de bourre-pif à l'époque!), en master lorsque tu essayais de m'expliquer les fonctions de Green, ou bien quotidiennement durant ma thèse. Je n'oublierai jamais la bienveillance dont tu as fait preuve, en te renseignant régulièrement sur l'avancée de mes travaux, mais également sur mon moral, en particulier durant les derniers mois. Pour tout cela, un très grand merci !

Je souhaiterais également remercier mon directeur de thèse, **Anders Kastberg**, pour m'avoir offert la chance de monter une expérience aussi passionnante, et plus généralement, pour tout ce qu'il m'a apporté durant ma thèse. Ses connaissances, à la fois théoriques et expérimentales sur les atomes froids, ont permis de résoudre de nombreux problèmes et de nous sortir d'impasses dans lesquelles nous nous étions engagés. Tack så mycket Anders ! Grâce à toi, j'ai également pu parfaire mon niveau de suédois et je connais maintenant la signification des mots "trasig", "tumstock" et "skål" !

Ces travaux de thèse n'auraient pas vu le jour sans **Sébastien Tanzilli**, mon second directeur de thèse, et il est impossible pour moi de résumer en quelques lignes tout ce qu'il m'a apporté. En stage de master 1, lorsque j'ai découvert le fameux John Bell et ses multiples violations, Sébastien m'a transmis sa passion pour la recherche en information quantique. Il m'a ensuite fait confiance en me proposant ce sujet de thèse passionnant et, durant quatre ans, son encadrement quotidien s'est situé au-delà de ce qu'un doctorant est en droit d'attendre : il m'a fait confiance, m'a toujours laissé l'autonomie nécessaire pour la conduite de mon projet de thèse, tout en étant un soutien plus que solide. Bref, merci infiniment Séb, pour tout !! Évidemment, je ne peux passer sous silence tous les autres aspects de ta personnalité qui rendent très agréable le travail à tes côtés, notamment ta bonne humeur, ton humour ou encore ton écoute toujours très attentive. Je n'oublierai jamais ces longues discussions que nous avons partagées, durant lesquelles nous refaisons le monde autour d'une (ou deux) bière(s), et durant lesquelles tu me dispensais régulièrement des conseils toujours très avisés (et très gEEEEENNtils;-)). Et pour finir, tu resteras toujours mon meilleur partenaire de belote !!

Je tiens également à remercier une nouvelle fois **Antoine Browaey**s pour m'avoir accueillie en stage de master 2 et pour m'avoir tant appris sur la physique des atomes froids, avec l'enthousiasme et la gentillesse qui le caractérisent. Ses bons conseils durant ma thèse m'ont également apporté une grande aide, tout comme ceux d'**Alexei Ourjountsev** et d'**Erwan Bimbard** qui m'ont accueillie quelques jours à Palaiseau et ont ainsi partagé avec moi leurs connaissances sur le protocole DLCZ.

Je souhaiterais également exprimer toute ma reconnaissance à une personne qui a été décisive dans toutes mes décisions depuis la licence et qui a toujours été un soutien sans faille : **Jean-Pierre Romagnan**, un des meilleurs professeurs qu'il m'a été donné d'avoir. Jean-Pierre a toujours su me conseiller très justement au cours de mes études puis au cours de ma thèse, tant sur le plan professionnel que personnel. Il m'a également fait confiance en me donnant la responsabilité d'une classe de TD de mécanique, ce qui fut pour moi une expérience extraordinaire. Jean-Pierre, je te remercie infiniment pour tout cela. Merci également d'avoir partagé avec moi ta vision de la physique et de l'enseignement. Il est rare de rencontrer des personnes avec des qualités humaines comme les tiennes, et si je ne devais retenir que deux de ces qualités, (autre que ta solide connaissance des champignons), je citerais évidemment ta gentillesse et ton attention devenues légendaires¹.

Durant ma thèse, j'ai eu la chance d'enseigner à l'Université de Nice. En plus de Jean-Pierre Romagnan, je souhaiterais donc remercier tous ceux qui m'ont confié la responsabilité de TP, TD et khôlles, c'est-à-dire **Olivier Legrand**, **Frédéric Hébert**, **Giovanna Tissoni**, **Fabrice Mortessagne** et **David Mary**. J'en profite pour remercier également **Claire Michel**, **Valérie Doya**, et **Mathias Albert** qui m'ont fait part de leur expérience de l'enseignement et aux côtés de qui j'ai beaucoup appris.

1. Pour preuve, le lecteur pourra se reporter aux remerciements de thèse utilisant les mêmes termes [[Tanzilli, 2002](#), [Alibart, 2004](#), [Huillard, 2011](#)] *etc.*

L'équipe QILM

Durant quatre années, j'ai eu la chance (le privilège je dirais même) d'évoluer dans une équipe que je qualifierais volontiers d'excellente! Soudée autour de Sébastien et constituée de personnes venues de tous horizons, elle combine à elle seule des valeurs primordiales : le travail, l'amitié, la belote et le goût pour les bons repas.

Ce tour d'horizon commence par **Dan Ostrowsky** qui, après des discussions souvent animées sur "le magie de la information quantique", nous proposait régulièrement de poursuivre les débats autour d'un bon repas cuisiné par ses soins et constitué le plus souvent de "spare ribs" à toutes les sauces, de salade du jardin, et arrosé d'une bonne bouteille de vin. Dan, merci beaucoup pour tous ces bons moments de Science et de partage.

Je tiens également à remercier **Virginia d'Auria**, mon soutien féminin dans cette équipe très masculine! Virginia a toujours été très disponible et à l'écoute, qu'il s'agisse de me conseiller sur mon expérience ou bien sur les meilleures recettes italiennes. Virginia, *grazie mille* pour tous les bons moments passés avec toi, tels que ceux partagés à Shanghai, ou encore au Nikaïa devant le cirque du soleil!

Je poursuivrais avec **Olivier Alibert**, que je pourrais remercier pour de multiples choses. Si je devais rester sérieuse, je citerais toutes ces fois où Olivier m'a apporté son aide précieuse sur la manip, en particulier quand il s'agissait de photons uniques et de mesures de corrélations. Mais je ne peux passer son silence son talent à inventer des expressions très poétiques (je pense notamment à une vague histoire de genoux), ainsi que sa connaissance profonde des ostéopathes (pour chevaux évidemment)! Olivier, merci pour tous ces bons moments de rigolade!

Il est une personne au grand cœur, certains disent même la bonté en personne (oui, je sais Lolo, elle est trop facile celle-là), que j'ai beaucoup apprécié de côtoyer durant ma thèse : **Laurent Labonté**, alias "Sexy Papa² Lolo"! Les échanges professionnels furent riches, mais je retiendrai aussi les échanges amicaux et sportifs! Que souhaiter de plus que de partager de nouvelles journées accrobranche ou canyoning avec toi? Merci pour tous ces bons moments et pour tes qualités humaines que j'apprécie tant. Et sinon, "A cup of goodness?".

Enfin, je ne remercierai jamais assez **Florent Doutre**, dit "The Douter", pour les années de délires passées à tes côtés. Comment les résumer rapidement (mis à part tes sombres histoires de cocottes)? Facile : Bubbe! Et dans Bubbe, y'a trois B, pour Bières, Belote et Blagues ("parfois" déplacées)! Je garderai un excellent souvenir de tous ces moments, et j'ai beaucoup apprécié tes visites régulières en salle de manip pour vérifier que j'étais toujours vivante et que mes atomes froids n'avaient pas eu raison de moi. Un grand merci Flo!

Viennent ensuite les doctorants de l'équipe, et mes premiers remerciements vont à **Anthony Martin**, qui m'a énormément appris. Durant mon stage de master 1, il n'a pas hésité à prendre de son temps et à partager ses connaissances avec moi. Puis durant ma thèse, il m'a toujours donné de très bons conseils, et m'a apporté

des solutions ou des améliorations sur plusieurs points de l'expérience. Antho, l'expérience ne serait pas ce qu'elle est sans les six oreilles de Mickey que tu m'as aidé à faire, sans ton programme pour le TDC, et je ne peux pas tout lister ! Alors merci pour tout !! Merci aussi pour tous les bons moments que nous avons partagés : les problèmes de communication "occasionnels" mais toujours drôles, les fruits au goût étrange (je pense aux kumquats alcoolisés notamment), ou encore les vidéos "On est tous fous de porc !" D'ailleurs, tu en es à combien de sauts ? Six !!!

Je souhaite exprimer ma plus profonde reconnaissance à **Florian Kaiser**, aka "Kleiner po", pour son aide précieuse sur l'expérience notamment sur toute la partie électronique, mais aussi au travers des discussions toujours très enrichissantes que l'on a pu avoir. Un grand merci pour toute cette aide Florian ! Je ne peux évidemment pas résumer trois années à ce *seul* aspect professionnel. Je n'oublierai jamais nos "tremendous moments" et ils sont nombreux ! En salle de manip à chanter "Call me maybe", à Shanghai à boire du jus d'orange chaud et à chanter Rihanna, dans le patio à jouer au Volley, aux darts, au frisbee ou au base-ball avec une planche en bois, à Glasgow à boire de la Tennents autour d'un babyfoot, au labo à jouer au rami ("Plantation time!!!") *etc. Danke schön Florian, es war toll !! Eichhörchen ?*

Je tiens à remercier la touche malaisienne de l'équipe, **Lutfi Arif Bin Ngah** alias "LBANG" ou "LBANGITO" pour les intimes, même si nous le soupçonnons fortement d'être autrichien (d'où son prénom Ludwig !). Lutfi, ta gentillesse et ton sourire dès le matin rendent très agréable le travail à tes côtés ! Merci de m'avoir prêté du matériel si souvent, et surtout *Terima kasih banyak* pour les dodol et les burritos ;-)! "Take it easy baby, take it as it comes!!"

Viennent ensuite les trois compères qui partagent le même bureau : **Djeylan Aktas**, dit "Belote Man", **Bruno Fedrici** alias "El Flying Qubit" et **Panagiotis Vergyris** aka "Bonzzzjour Panos". Un grand merci à vous trois ! Djeylan, merci pour ta bonne humeur perpétuelle et pour tous ces bons moments, de belote ou non. Bruno, je n'oublierai pas toutes ces soirées déjantées avec toi, sur les tables du Wayne's ou devant l'Étoile (mais jamais dedans), et j'espère qu'elles seront encore nombreuses. Et Panos, *Efcharistó polý* for your smile, for your good mood and also for the nice meals you can cook at 4 am after a great evening !

Je souhaite également remercier **Jim Liljekvist** et **Julien Chandezon** avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur l'expérience de rubidium. Outre leur aide précieuse, Jim a contribué à étendre ma culture musicale avec des groupes de metal suédois, Tack så mycket ! Quant à Julien, il a contribué à plusieurs massacres de schtroumpfs qui piquent en achetant régulièrement des paquets pour la salle de manip !

Mais aussi...

J'ai eu la chance de faire cette thèse dans un laboratoire où règne une très bonne ambiance, propice au travail dans la bonne humeur et je remercie donc l'ensemble des personnes du LPMC pour cela.

Je remercie tout particulièrement **Nathalie Koulechoff** qui m'a apporté une très grande aide avec les commandes, les missions, les voyages, la soutenance *etc.* et ce, toujours avec le sourire et avec une grande efficacité. Nathalie, j'ai également beaucoup apprécié toutes nos discussions, ainsi que le soutien que tu m'as apporté lorsque j'avais des périodes de "moins bien". Merci beaucoup ! J'espère que les journées ski ou soirées sushis seront encore nombreuses ! Je remercie par la même occasion **Christine Chassagneux**, **Christine Boudard-Morteau**, **Denise Siedler** et **Michel Ude**, pour leur aide au cours de ma thèse et pour leur bonne humeur constante.

Les travaux présentés dans cette thèse ont été possibles grâce aux personnes des ateliers mesures physiques/électronique/mécanique ainsi que le service informatique et réseau. Merci donc à **Gregory Sauder** pour le développement des programmes permettant de contrôler l'expérience, ainsi que pour la patience dont il a fait preuve lorsque je débarquais dans son bureau en disant "Oups, il y a léger bug dans le programme". Greg, merci pour tout !! Merci également à **Fred Juan** pour ses confections de boîtiers électroniques indispensables à l'expérience, à **Bernard Gay-Para** et **Jérôme Mauro** pour leur disponibilité lorsqu'il s'agissait de résoudre les diverses pannes informatiques que j'ai pu subir (ou fait subir, par exemple lorsque j'ai fait sauter par inadvertance le réseau du labo...), et enfin à **Christophe Pitiot** et **Fred Lippi** pour la confection de jolies pièces mécaniques, pour les discussions qui s'accompagnaient, et pour les concerts de Céline Dion que j'ai pu écouter au travers des murs de ma salle de manip !

Je tiens également à remercier :

Yaroslava Izmaylov pour sa bonne humeur ! J'ai beaucoup apprécié nos divers échanges, qu'ils concernent "le choix d'un menu tout en jetant un coup d'œil au reste de la carte", ou bien les champs de *blé* dans lesquels tu faisais de la récolte en Russie, ou encore cet alcool très léger auquel tu es allergique... Spasiba Yaroslava ! Vodka !!

Christophe Raufaste, mon parrain de thèse ! Je te remercie pour ton soutien durant ces quatre années, pour tous tes conseils (en particulier culinaires), pour tes gâteaux au chocolat, pour tes mousses au rhum aromatisées au chocolat (!), pour tes infusions au gingembre *etc.*

Xavier Noblin, mon second parrain de thèse ! Même si tu ne m'as pas donné ton accord, je t'ai toujours considéré comme tel étant donné que tu as été une oreille très attentive. J'ai beaucoup apprécié nos discussions, qu'elles aient lieu au labo ou sur un télésiège !

Valérie Doya et **Pierre Aschiéri**, pour votre gentillesse et pour la jolie plante qui orne mon meuble TV.

Claire Michel, mon acolyte de TD de méca, pour toutes ces fois où nous avons "gentiment conversé" sur les copies des étudiants, sans JAMAIS se moquer des réponses ! Pas de ça chez nous !

Wilfried Blanc pour sa patience lorsque le bureau se transformait en salle de foot. Wilfried, j'attends toujours de te voir incarner Manitas à la guitare !

Eric Picholle, notamment pour son aide lors de mes répétitions de soutenance.

Le bureau 2.22!

Durant quatre longues années, j'ai eu la *chance* d'occuper ce fameux bureau. Connaissant son lourd passif, j'aurais dû me douter qu'il y régnait une ambiance pour le moins étrange. À mon arrivée, j'ai été accueillie par une certaine **Valérie M.**, répondant au nom de "Valoche", alias "Le rire est plus fort que la douleur (surtout pour les tympanes)", dont la bonne humeur est communicative, et un certain **Olivier X.**, dit "Charpaniouf", dont le passe-temps favori était de jouer de la batterie sur son bureau. Olivier, j'aurais beaucoup aimé t'écouter quelques années de plus et j'espère avoir la chance de retrouver quelqu'un de ton envergure dans mon prochain travail;-)! En tout cas, je n'oublierai jamais la gentillesse dont tu as fait preuve et l'aide que tu m'as apportée pour mon après-thèse!

Puis est arrivé **Alexandre**, dit "Alexouille", alias "Dès que je veux manger des sushis, j'appelle Amandine". Je tiens à te remercier pour tes délicieux cookies (en particulier lorsque tu te plantes dans la recette en mettant deux fois plus de beurre, c'est bien meilleur!), pour ton écoute attentive (enfin je crois) lorsque j'étais en mode pipelette, pour tes conseils vestimentaires, et pour tous ces moments d'amitié que nous avons partagés.

Je remercie également toutes les autres personnes qui ont occupé ce bureau et qui ont contribué à la bonne ambiance, en l'occurrence **Clementina** alias "*non chiamarmi Enrica!*", **Roseanne**, qui grignotait toute la journée, **Jeff** alias "J'en veux pas de ton café!;-)" et **Jean-Christophe**, l'amant officiel d'Alexouille.

Ce bureau était, en apparence, composé de deux personnes de plus qui y passaient la majeure partie de leurs pauses : **Guillaume** dit "Guigui" et **J-B D.** alias "l'américain, ambassadeur de la marque de l'élan". Guillaume, nous avons eu l'extrême privilège de bénéficier de ton humour de haute volée, comme tu le dis toi-même [[Huillard, 2011](#)], et d'entendre ton rire qui s'apparente au bruitage d'une bête poilue (ça, tu l'assumes beaucoup moins). Je tiens à t'exprimer ma plus profonde reconnaissance pour m'avoir transmis ta recette ancestrale du fond de veau, je suis vraiment très touchée par ce geste. Plus sérieusement (même si je sais que cela t'intéresse moins), j'ai beaucoup apprécié ces années à tes côtés, et j'espère que la grande distance qui nous sépare (quelle idée de s'installer à Antibes, de l'autre côté du Var!!) ne nous empêchera pas de nous organiser quelques apéros.

Un point commun que partage JB avec Guillaume, c'est l'humour "de haute volée". Toutefois, je ne sais pas qui remporte la palme... JB, merci pour tous ces moments choisis où tu débarquais dans le bureau en faisant "quelques" jeux de mots certes douteux, mais qui me permettaient de décompresser pendant la rédaction.

J'en profite pour remercier **Sihem** pour les discussions que nous avons pu avoir (en particulier celles du vendredi soir au labo), ainsi que pour les super journées roller. Surtout, ne change pas de technique pour freiner, c'est la classe! Merci également à **Julian** pour ta gentillesse et pour tes textos toujours très compréhensibles! *Achtung!! Ein Eindringling!!*

Les amis de Nice et d'ailleurs

En dehors du labo, j'ai eu la chance d'être entourée par des amis formidables et je remercie :

Martin, qui n'oublie jamais de me proposer un petit verre lorsqu'il descend de son grand Nord Rennais. Merci d'avoir assisté à ma soutenance et je te souhaite beaucoup de réussite pour ta fin de thèse, même si je ne me fais pas beaucoup de soucis.

Maïté pour ta présence à ma soutenance et pour toutes ces soirées belotes en prévision !

Lauriane, alias "Partenette", pour ces soirées à Paris ou à Nice qui m'ont souvent aidée à décompresser ! Dommage que l'on n'ait pas pu se faire de soirée en Australie durant ma thèse ! Reviens vite !

André, dit le Tavernier!!!, également pour ces soirées à Paris ou à Nice, où tu m'as fait découvrir ton superbe accent québécois ! D'ailleurs, j'ai remarqué que tu affectionnes particulièrement la raclette à 2h du mat lorsque tu as parlé québécois !

Yvan, pour ton soutien tout au long de cette thèse ! Il me suffisait de t'appeler quand j'avais envie de te voir pour que tu m'organises une soirée parisienne se finissant par un concours de TUC arrosé par des bols de tequila ! C'est ça que l'on appelle l'amitié ;-)

Et enfin mes deux amies de toujours, **Morgane** alias "Poulette" et **Magali**(e) dit "Vikina", qui ont été très présentes tout au long de ma thèse malgré la distance pour me soutenir et me booster, en particulier durant les derniers mois lorsque j'en avais le plus besoin. Poulette, merci pour tous tes conseils avisés et pour ton soutien. Vikvik, merci d'être venue d'aussi loin pour voir mon fameux nuage rouge !!

Et enfin la famille

Pour finir, je souhaite remercier du fond du cœur ma famille, sans qui tout cela n'aurait pas été possible.

Merci à mes **deux grands-mères** qui, même si mon travail était quelque peu obscur pour elles, n'ont eu de cesse de me demander des nouvelles et de m'encourager pendant ces années, avec une question récurrente "Quand est-ce que tu termines déjà ?"

Merci à mon frero **Ben**, dit "Grosse truffe", d'une part pour ce délicieux champagne servi lors du pot, mais surtout pour ton soutien inconditionnel. En étant passé par les mêmes moments, tu as su trouver les mots pour me conseiller ou simplement pour me changer les idées quand le besoin s'en faisait sentir : "We don't get fooled again, DON'T GET FOOLED AGAIN!! NO NO!". Merci ♡. Merci également à sa moitié, **Juliette**, d'être venue à ma soutenance et de m'avoir toujours accueillie si gentiment à Orléans !

Enfin, merci à **mes parents**, alias "les vieux", qui m'ont toujours soutenue pendant mes études, avec l'abnégation et l'amour qui les caractérisent. Merci de m'avoir poussée dans mes moments de doute, et d'avoir toujours été très présents. Je retiendrai tous ces bons petits restaus (de fruits de mer surtout) partagés avec vous, ainsi que les tartes aux poivroooooooooons et poulets frites, qui ont le don de gonfler le moral à bloc ! ♡

Table des matières

Introduction générale	1
1 Information et communication quantiques	5
1.1 Les bits quantiques d'information - Qubits	6
1.1.1 Bits classiques et bits quantiques	6
1.1.2 Deux propriétés quantiques fondamentales	8
1.1.3 Extension à deux systèmes quantiques : les paires de qubits intriqués	10
1.1.4 Mesure de l'intrication	12
1.2 Les supports et observables des qubits	12
1.2.1 Flying qubits	13
1.2.2 Qubits stationnaires	15
1.2.3 Une autre approche : les variables continues	15
1.3 Application à la cryptographie et au traitement de l'information quantique	16
1.3.1 L'information quantique au service de la cryptographie	16
1.3.2 Le calcul quantique	19
1.4 La communication quantique sur longue distance	22
1.4.1 Limitations de la communication quantique	22
1.4.2 La téléportation d'états quantiques	23
1.4.3 Extension à la téléportation de l'intrication	25
1.4.4 Application aux relais quantiques	26
1.4.5 Les répéteurs quantiques	28
1.5 Les mémoires quantiques photoniques	29
1.5.1 Définition et types de mémoires quantiques photoniques	30
1.5.2 Applications des mémoires quantiques	30
1.5.3 Figures de mérite des mémoires	32
1.6 État de l'art des mémoires quantiques photoniques	35
1.6.1 Systèmes quantiques uniques	35
1.6.2 Ensembles atomiques	36
1.6.3 Répéteurs quantiques basés sur le protocole DLCZ	45
1.7 Conclusion	46

2 Préparation et manipulation d'un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb 47

2.1	Intérêts des atomes froids pour le stockage quantique	48
2.2	Principe d'un piège magnéto-optique	50
2.2.1	Force de pression de radiation	50
2.2.2	Refroidissement Doppler	51
2.2.3	Piégeage Zeeman	52
2.2.4	Limite du refroidissement Doppler et températures sub-Doppler	54
2.3	Réalisation d'un double MOT	55
2.3.1	Système à vide	55
2.3.2	Système laser	57
2.3.3	Configuration du premier piège	61
2.3.4	Configuration du second piège	63
2.4	Caractérisation du double piège	66
2.4.1	Systèmes d'analyse	67
2.4.2	Étude des deux pièges en régime stationnaire	68
2.4.3	Étude des deux pièges en régime dynamique	72
2.4.4	Estimation des densités des nuages	76
2.5	Séquences expérimentales de refroidissement	79
2.5.1	Étapes de refroidissement	79
2.5.2	Outils et logiciels de contrôle	79
2.5.3	Contrôle et coupure des faisceaux	81
2.5.4	Coupure du gradient de champ magnétique	83
2.6	Étude et manipulation du support de stockage	84
2.6.1	Expériences de "lâcher/recapture"	84
2.6.2	Imagerie par absorption et température du nuage du MOT2 .	85
2.6.3	Mesure de la température du nuage après une phase de chute libre	88
2.6.4	Optimisation du refroidissement	90
2.6.5	Compensation du champ magnétique résiduel	92
2.6.6	Mesure de l'épaisseur optique	94
2.6.7	Pompage optique hyperfin	98
2.7	Conclusion	99

3 Réalisation d'une mémoire quantique dans un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb 101

3.1	Principe du protocole de stockage	102
3.1.1	Processus d'écriture par diffusion Raman spontanée	102
3.1.2	Processus de lecture	104
3.1.3	Accord de phase et géométries du processus de stockage DLCZ	105
3.2	Paramètres importants pour l'efficacité et le temps de stockage	106
3.2.1	Sources de décohérence de l'excitation collective	106
3.2.2	Épaisseur optique et efficacité	111
3.3	Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ	112
3.3.1	Dispositif expérimental	112
3.3.2	Alignement des faisceaux	115

3.3.3	Séquences expérimentales de stockage	117
3.4	Caractérisation de la mémoire	122
3.4.1	Probabilité d'écriture	123
3.4.2	Génération de paires de photons corrélés	123
3.4.3	Efficacité de lecture conditionnelle	127
3.4.4	Temps de cohérence de la mémoire	129
3.5	Discussion sur les performances de la mémoire	131
3.6	Conclusion	133
4	Perspectives en matière de relais quantiques synchronisés	135
4.1	Relais quantique hybride	136
4.1.1	Principe du protocole de téléportation	136
4.1.2	Sources utilisées pour le relais	139
4.2	Source hybride de photons uniques annoncés aux longueurs d'onde télécoms	140
4.2.1	Génération de photons uniques par l'ensemble atomique	140
4.2.2	Interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée	142
4.3	Expérience préliminaire de téléportation	146
4.3.1	Source de photons uniques "simulés"	146
4.3.2	Montage expérimental de téléportation	146
4.3.3	Résultats	148
4.4	Conclusion	153
	Conclusion générale	154
	Annexes	157
	A Description du système à vide	157
A.1	Chambres à vide et pompage différentiel	157
A.2	Mise sous vide et étuvage	158
A.3	Pompage différentiel	159
A.4	Source atomique	160
	B Contrôleurs de polarisation	163
	C Stabilisation laser par spectroscopie d'absorption saturée	165
C.1	Spectroscopie d'absorption saturée - principe	165
C.2	Montage avec soustraction du profil Doppler	167
C.3	Cas d'un AOM sur le trajet de la pompe	168
C.4	Asservissement en fréquence	168
C.5	Circuit électronique des "servo controllers"	170
	D Données sur le rubidium 87	171

E Source de paires de photons intriqués en polarisation	173
E.1 Principe de fonctionnement de la source	173
E.2 Caractérisation de la source	175
Bibliographie	177

Introduction générale

Les années 80 ont vu l'émergence d'un nouveau domaine de recherche, *l'information quantique*, né de la rencontre de la théorie de l'information et de la physique quantique. Ce domaine tire profit des propriétés intrinsèques à la théorie quantique, telles que la superposition cohérente d'états, l'intrication ou encore le théorème de non-clonage, qui s'avèrent être des ressources extrêmement riches pour la communication et le traitement de l'information [Nielsen and Chuang, 2010]. Une nouvelle unité d'information peut ainsi être codée : le bit quantique (qubit), homologue du bit d'information classique, et défini comme une superposition cohérente d'états. Les qubits offrent ainsi une infinité de possibilités de codage de l'information, ce qui permet notamment de mettre au point des algorithmes de *calcul quantique* dont les performances surpassent celles de leurs homologues classiques. De plus, les qubits sont au cœur de plusieurs protocoles de *communication quantique*, tels que ceux de cryptographie [Gisin et al., 2002] et de téléportation d'états [Bennett et al., 1993].

La génération, la distribution, la manipulation et le stockage de qubits codés sur de la lumière ou de la matière présentent donc actuellement un intérêt majeur pour la réalisation de véritables réseaux quantiques de communication. Cependant, la distribution de l'information photonique souffre, entre autres, des pertes dans les fibres optiques qui limitent aujourd'hui les distances d'établissement des réseaux de communication. Dans ce contexte, des architectures de répéteurs quantiques utilisant des mémoires photoniques ont été mises au point afin d'accroître la portée et l'efficacité des réseaux [Sangouard et al., 2011]. Le principe de ces répéteurs repose sur la division de la ligne de communication en plusieurs segments plus courts, sur lesquels de l'intrication est distribuée, puis téléportée aux segments adjacents via le protocole de téléportation. De plus, la présence de mémoires photoniques aux extrémités de chaque segment permet une synchronisation de l'ensemble de la ligne, réduisant ainsi le temps de distribution de l'intrication sur l'ensemble du lien [Briegel et al., 1998]. L'implémentation de mémoires les plus performantes possibles, par exemple dans des ensembles d'atomes froids, représente donc aujourd'hui un enjeu majeur [Simon et al., 2010]. Par ailleurs, ces mémoires doivent pouvoir être interfacées avec les différents éléments des réseaux de communication opérant aux longueurs d'onde télécoms, tels que des sources de qubits photoniques.

Le futur de l'information quantique et de l'établissement de réseaux repose donc sur le mariage pertinent de différentes technologies complémentaires, comme notamment les ensembles d'atomes froids et l'optique non-linéaire intégrée. C'est dans ce contexte que se situent les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse.

Contexte dans l'équipe de recherche

L'équipe de recherche sur "l'Information Quantique avec Lumière et Matière" (QILM) du Laboratoire Physique de la Matière Condensée se concentre depuis plusieurs années sur la réalisation de différentes briques d'un réseau quantique, en couplant avantageusement les technologies de l'optique non-linéaire intégrée et de l'optique guidée au standard des télécoms. Plusieurs sources d'intrication photoniques ont ainsi été démontrées [Martin *et al.*, 2010, Martin *et al.*, 2013, Kaiser *et al.*, 2012b, Kaiser *et al.*, 2013, Kaiser *et al.*, 2014b], ainsi que des expériences de relais quantiques [Aboussouan *et al.*, 2010, Martin *et al.*, 2012], voire même des expériences plus fondamentales de physique quantique [Kaiser *et al.*, 2012a]. Ces dernières années, une nouvelle technologie a été développée au sein de l'équipe : celle des ensembles d'atomes froids, permettant d'ajouter le stockage quantique à ses compétences. Mon projet de thèse s'inscrit dans ce contexte, et consiste à mettre au point un nuage d'atomes froids et à l'utiliser comme support d'une mémoire quantique.

Lorsque j'ai débuté ma thèse en octobre 2010, je me suis donc attachée à la construction intégrale d'une expérience d'atomes froids basée sur un double piège magnéto-optique de rubidium 87. La mise en place des lasers de refroidissement et leur stabilisation, la construction de deux pièges, ainsi que le développement du programme de gestion des séquences expérimentales, ont fait partie des premières étapes de travail. Une fois les pièges obtenus et caractérisés, je me suis consacrée à la préparation et à la manipulation du nuage constituant le support de la mémoire. Mon travail a ensuite consisté à mettre en place le protocole de stockage proposé par L.-M. Duan, M. Lukin, J. I. Cirac et P. Zoller (DLCZ) [Duan *et al.*, 2001] au sein de cet ensemble atomique de rubidium. Ce protocole a été réalisé expérimentalement pour la première fois en 2003 [Kuzmich *et al.*, 2003, van der Wal *et al.*, 2003], et suscite depuis un vif intérêt dans la communauté de l'information quantique [Matsukevich and Kuzmich, 2004, Laurat *et al.*, 2006, Chen *et al.*, 2006, Tanji *et al.*, 2009, Bimbard *et al.*, 2014, Albrecht *et al.*, 2014]. Sa réalisation a nécessité la stabilisation de deux nouveaux lasers, la mise en place d'un dispositif de détection de photons uniques, ainsi le développement de deux nouveaux programmes de gestion temporelle de séquences et de comptage de photons uniques.

Cette mémoire s'intègre au sein d'un projet ambitieux comprenant également une source de paires de photons intriqués, et une interface permettant de convertir les photons émis par la mémoire vers les longueurs d'onde télécoms. Cette source ainsi que l'interface sont des expériences auxquelles j'ai participé, et qui ont été réalisées lors des travaux de thèse d'Anthony Martin [Martin, 2011] et de Florian Kaiser [Kaiser, 2012]. Combiner ces trois éléments au sein d'une expérience de téléportation d'états quantiques permettra de réaliser un réseau quantique embryonnaire "hybride", *i.e.* mariant les technologies de l'optique non-linéaire intégrée et des atomes froids.

Contenu du manuscrit

Chapitre 1 : Information et communication quantiques

Dans le chapitre 1, j'introduis les notions fondamentales de la physique quantique, utilisées pour la communication et le traitement de l'information quantiques. Des concepts tels que la réduction du paquet d'onde et le théorème de non-clonage sont au cœur de deux applications majeures que sont la cryptographie et le calcul quantiques. Je discute également du protocole de téléportation d'états, à la base des relais et des répéteurs quantiques utilisés pour accroître les distances de communication. Ceci passe par l'implémentation de mémoires quantiques performantes, dont je propose un état de l'art des réalisations expérimentales. Nous pouvons voir que les ensembles d'atomes froids apparaissent comme un support de stockage intéressant, qui permettent de mettre en œuvre un protocole très étudié en communication quantique : le protocole DLCZ.

Chapitre 2 : Préparation et manipulation d'un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb

Le chapitre 2 est consacré à l'expérience d'atomes froids réalisée durant ma thèse. Dans un premier temps, je décline les avantages que présentent les ensembles d'atomes froids pour le stockage quantique, avant de décrire le double piège magnéto-optique mis au point. Puis les caractérisations du double piège sont présentées ainsi que les séquences expérimentales de refroidissement effectuées sur le nuage de Rb. Enfin, je décris l'étude et la manipulation de ce nuage, représentant le support de stockage utilisé pour les expériences du chapitre 3.

Chapitre 3 : Réalisation d'une mémoire quantique dans un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb

Dans le chapitre 3, le principe du processus de stockage lié au protocole DLCZ est détaillé. Basé sur des excitations Raman dans l'ensemble atomique, il permet de stocker une excitation collective atomique sous la forme d'une onde de spin, accompagnée de la génération de paires de photons corrélés. Les processus de décohérence de l'excitation atomique sont étudiés, puis la réalisation expérimentale du stockage au sein de l'ensemble atomique est présentée. Enfin, les performances de la mémoire sont discutées ainsi que les améliorations possibles qui lui sont associées.

Chapitre 4 : Perspectives en matière de relais quantiques

L'une des perspectives d'utilisation de la mémoire décrite dans le chapitre 3 est présentée au chapitre 4. Il s'agit de l'intégrer au sein d'un réseau quantique dans lequel les photons émis par l'ensemble atomique sont convertis vers les longueurs d'onde télécoms via une interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée. La combinaison de ces deux technologies différentes permettra de réaliser une source hybride de qubits photoniques annoncés émis aux longueurs d'onde des télécommunications. La caractérisation de l'interface est présentée, ainsi qu'une expérience préliminaire de téléportation utilisant une source de photons intriqués et l'interface, ouvrant ainsi la voie pour la réalisation d'un relais quantique hybride.

Chapitre 1

Information et communication quantiques

1.1	Les bits quantiques d'information - Qubits	6
1.2	Les supports et observables des qubits	12
1.3	Application à la cryptographie et au traitement de l'information quantique	16
1.4	La communication quantique sur longue distance	22
1.5	Les mémoires quantiques photoniques	29
1.6	État de l'art des mémoires quantiques photoniques	35
1.7	Conclusion	46

La rencontre de la théorie de l'information et de la physique quantique dans les années 80 a donné naissance à un nouveau domaine de recherche : *l'information quantique*. Les propriétés intrinsèques à la théorie quantique, telles que la superposition cohérente d'états et l'intrication peuvent ainsi servir à coder un nouveau type d'information : *les qubits* (pour "quantum bit"). Dans un premier temps, nous prendrons soin de définir ces différentes notions, ainsi que de décrire les supports privilégiés pour le codage de l'information quantique. De plus, nous verrons que les propriétés quantiques fondamentales telles que le théorème de non-clonage sont à la base de deux applications majeures du domaine : la distribution quantique de clés secrètes pour la cryptographie ainsi que le calcul quantique. Nous nous pencherons ensuite sur les relais et répéteurs quantiques, dispositifs permettant d'étendre les distances de communication en tirant profit, là aussi, de la ressource fondamentale qu'est l'intrication. Nous verrons ainsi que la réalisation de véritables réseaux quantiques passe par l'implémentation de mémoires photoniques, dont nous décrirons le principe et les propriétés. Enfin, un état de l'art sur les réalisations expérimentales de ces mémoires est proposé, en se focalisant sur l'intérêt des ensembles d'atomes froids pour l'élaboration de répéteurs quantiques.

1.1 Les bits quantiques d'information - Qubits

1.1.1 Bits classiques et bits quantiques

Bits classiques

Dans la plupart des systèmes actuels de communication et de traitement de l'information, l'unité élémentaire de l'information est appelée le *bit*, pour "binary digit". Il s'agit d'un chiffre binaire qui peut prendre la valeur "0" ou "1" et le traitement de l'information s'effectue à l'aide de portes logiques, qui sont décrites mathématiquement par l'algèbre de Boole, encore appelé calcul Booléen [Givant and Halmos, 2009]. Afin de coder des bits d'information, il est nécessaire d'avoir accès à une *observable* pouvant prendre deux états. Par exemple, l'information peut être codée sur un signal de tension TTL dans les circuits électriques, où 0 V correspond au bit 0 et 5 V au bit 1. Pour la communication par fibres optiques, les bits peuvent correspondre à une impulsion lumineuse contenant peu ("0") ou beaucoup ("1") de photons, comme le montre la Fig. 1.1. Bien qu'à l'heure actuelle, les réseaux d'information classiques soient très performants, permettant d'accomplir toutes sortes de tâches et à très haut débit, ils présentent malgré tout une limitation forte lorsqu'il s'agit de communiquer l'information de manière sécurisée, comme nous le détaillons dans la partie 1.3.1. Afin de garantir une sécurité "absolue" (au moins en principe) dans la communication de données sécurisée, il faut donc se tourner vers d'autres stratégies, notamment celle utilisant des bits quantiques d'information.

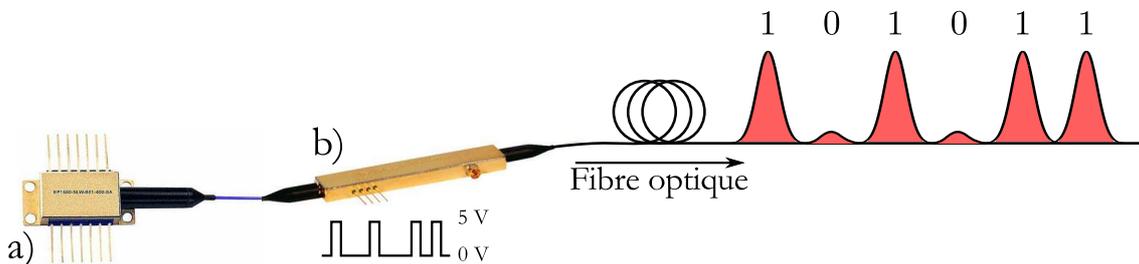


FIGURE 1.1 : Communication par fibre optique. Un modulateur d'intensité b), contrôlé par un signal TTL, hache l'intensité lumineuse continue émise par une diode laser a), et guidée dans une fibre optique. Un niveau de tension de 0 V est associé à une impulsion lumineuse contenant peu de photons (bit 0), et un signal de 5 V à une impulsion contenant beaucoup de photons (bit 1).

Bits quantiques

En information quantique, le codage de l'information binaire s'effectue sur un système quantique, appelé *support de l'information quantique* à deux états : le *qubit* [Schumacher, 1995]. Les états d'un système correspondent aux différentes valeurs que peut prendre une de ses observables, et une propriété intéressante de la physique quantique est que, pour certaines observables, les états possibles sont discrets et non continus. C'est le cas par exemple de l'énergie d'une particule piégée. Ainsi, il est possible d'isoler un sous-espace à deux états, très adapté au codage de l'information, où l'on attribue les valeurs "0" et "1" à chacun de ces deux états distincts du système quantique.

1.1. Les bits quantiques d'information - Qubits

De plus, le codage de l'information quantique présente infiniment plus de richesse que le cas classique grâce à l'exploitation de la linéarité de la physique quantique. En effet, un qubit peut être préparé dans les deux états à la fois grâce au principe de *superposition cohérente d'états*. En utilisant la notation introduite par Dirac, on peut définir une base dans un espace de Hilbert de dimension 2, avec

$$|0\rangle \equiv \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad |1\rangle \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

les vecteurs d'états de cette base, dans laquelle le qubit s'écrit sous la forme :

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle. \quad (1.2)$$

Ici, $\alpha, \beta \in \mathbb{C}$ représentent les amplitudes de probabilité associées respectivement aux deux états de base, et respectant la relation de normalisation $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Par ailleurs, il est parfois plus commode d'employer la notation suivante :

$$|\psi\rangle = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\left(\frac{\theta}{2}\right)|1\rangle, \quad (1.3)$$

où $\theta \in [0 : \pi]$ et $\varphi \in [0 : 2\pi]$. Avec cette notation, il est possible de définir les qubits à partir de deux paramètres uniquement, et de les représenter sur une sphère, dite *sphère de Bloch-Poincaré*, comme le montre la Fig. 1.2. À partir de l'équation (1.3) et de cette sphère, on peut voir que les vecteurs unitaires \hat{x}, \hat{y} et \hat{z} de la base cartésienne sont des vecteurs de la base de Hilbert à 2D, donnés par :

$$\begin{aligned} \hat{x} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv |0_x\rangle, & -\hat{x} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix} \equiv |1_x\rangle, \\ \hat{y} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \equiv |0_y\rangle, & -\hat{y} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \equiv |1_y\rangle, \\ \hat{z} &= \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \equiv |0_z\rangle, & -\hat{z} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \equiv |1_z\rangle. \end{aligned} \quad (1.4)$$

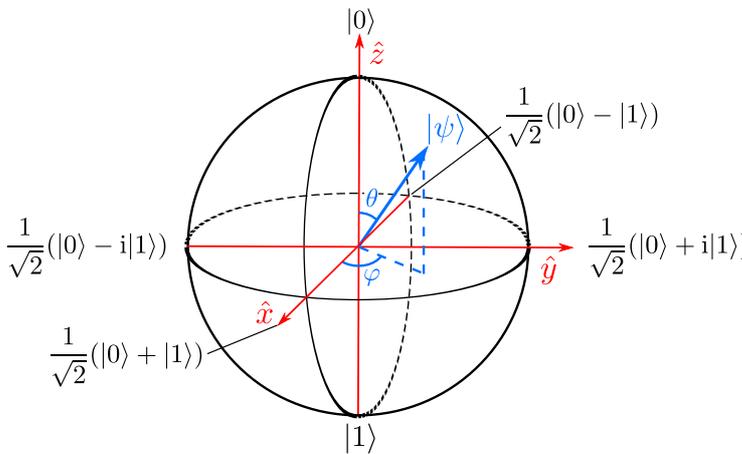


FIGURE 1.2 : Représentation d'un qubit sur la sphère de Bloch-Poincaré. Si la relation de normalisation est respectée, un état quantique (qubit) est défini comme un vecteur pointant à la surface de la sphère et caractérisé par les angles θ et φ .

Les qubits peuvent être codés sur différents supports quantiques, et le choix de ce support dépend de l'application visée, comme nous le détaillons dans la section 1.2.

Par exemple, pour la communication quantique sur des longues distances, il est préférable d'utiliser des photons, propices à la propagation ; on parle de "flying qubits". En revanche, les ions ou les atomes piégés sont plus adaptés à l'implémentation de mémoires quantiques et de calculs quantiques (voir partie 1.5) ; on parle de qubits *stationnaires*. Il existe d'autres supports comme par exemple les spins d'électrons, les états des jonctions de Josephson [Makhlin *et al.*, 1999], ou encore les quadratures des états cohérents de la lumière [Cerf *et al.*, 2007], *etc.*

1.1.2 Deux propriétés quantiques fondamentales

Il existe en physique quantique de nombreux postulats et axiomes qui régissent la structure de l'espace des configurations et les lois suivies par les états quantiques [Le Bellac, 2003]. Dans cette section, nous nous intéressons à deux propriétés fondamentales : la réduction du paquet d'onde et le théorème de non-clonage.

La réduction du paquet d'onde (RPO)

Postulat RPO

La mesure d'un état quantique a pour conséquence de projeter l'état sur l'un des vecteurs propres correspondant à la mesure. Le résultat d'une mesure unique sur un qubit dans une superposition de deux états est donc probabiliste et aléatoire, et les probabilités de détection sont données par les modules carrés des amplitudes de probabilité.

Cet axiome a des conséquences très importantes. En effet, comme toute mesure perturbe le système et projette son état, on ne peut effectuer, pour une observable donnée, qu'une seule mesure. Plus encore, on ne peut pas mesurer simultanément l'état d'un système quantique dans deux bases conjuguées (qui ne commutent pas), sauf si le qubit est déjà dans un état propre. Les résultats des mesures sont ainsi probabilistes.

Nous discuterons plus en détails la notion de bases conjuguées, au cœur du protocole de cryptographie quantique discuté dans la section 1.3.1.

Le théorème de non-clonage

Il s'agit d'un ingrédient important de l'information quantique, à la base du protocole de cryptographie quantique. Le mot "cloner" est employé ici au sens de reproduire à l'identique un qubit dans l'état $|\psi\rangle$, porté par un système quantique, sur un second système quantique préparé initialement dans l'état $|\psi_0\rangle$, comme le représente la Fig. 1.3. Si cette opération était possible, nous aurions donc accès en sortie d'une "cloneuse" à deux états $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$, copies plus ou moins fidèles de l'état $|\psi\rangle$ en entrée. Trois propriétés importantes permettent de caractériser ces éventuelles machines à cloner :

- Leur symétrie, qui représente le taux d'indiscernabilité entre les deux états $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$ en sortie.

- Leur universalité, représentant la capacité à cloner un état d'entrée quel qu'il soit.
- Leur fidélité, c'est-à-dire le recouvrement entre l'état d'entrée à cloner et l'état obtenu en sortie.



FIGURE 1.3 : Schéma de principe d'une cloneuse quantique (QCM, pour "Quantum Cloning Machine"). Un qubit inconnu $|\psi\rangle$ est cloné sur un état vierge $|\psi_0\rangle$ par une opération unitaire U . En sortie, deux états $|\phi_1\rangle$ et $|\phi_2\rangle$, sont obtenus et sont, idéalement, des copies identiques de l'état $|\psi\rangle$.

En 1961, E. Wigner fût le premier à énoncer le théorème suivant (voir les œuvres collectées de E. P. Wigner en Ref. [Wigner, 1993]), complété par [Wootters and Zurek, 1982] :

Théorème de non-clonage

Il n'est pas possible de fabriquer une machine permettant de cloner un état arbitraire, il est donc en particulier impossible de cloner parfaitement un état quantique inconnu.

Autrement dit, il est impossible de réaliser une machine à cloner universelle présentant une fidélité parfaite de 1. Pour s'en convaincre, nous présentons une démonstration simple, "par l'absurde", basée uniquement sur la propriété de linéarité de la physique quantique. On souhaite savoir si l'opération suivante est possible :

$$|\psi\rangle \otimes |\psi_0\rangle \xrightarrow{U} |\psi\rangle \otimes |\psi\rangle, \quad (1.5)$$

avec U une transformation unitaire et universelle, qui permet de cloner n'importe quel état $|\psi\rangle$. Supposons que U existe et fonctionne, on a donc :

$$U(|\psi\rangle \otimes |\psi_0\rangle) = |\psi\rangle \otimes |\psi\rangle. \quad (1.6)$$

En choisissant une base orthonormée $\{|0\rangle; |1\rangle\}$ comme dans la section 1.1.1, l'état $|\psi\rangle$ peut s'écrire :

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle. \quad (1.7)$$

Si cette transformation U est universelle, elle doit permettre de cloner les états de base, soit

$$U(|0\rangle \otimes |\psi_0\rangle) = |0\rangle \otimes |0\rangle \quad \text{et} \quad U(|1\rangle \otimes |\psi_0\rangle) = |1\rangle \otimes |1\rangle. \quad (1.8)$$

À l'aide de ces équations, nous pouvons vérifier la validité de l'équation 1.6 pour un état quelconque, en calculant les membres de gauche et droite séparément, et en

utilisant la linéarité de la physique quantique. Il vient :

$$\begin{aligned}
 U(|\psi\rangle \otimes |\psi_0\rangle) &= U[(\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \otimes |\psi_0\rangle] \\
 &= \alpha U(|0\rangle \otimes |\psi_0\rangle) + \beta U(|1\rangle \otimes |\psi_0\rangle) \\
 &= \alpha|0\rangle \otimes |0\rangle + \beta|1\rangle \otimes |1\rangle,
 \end{aligned} \tag{1.9}$$

et, par ailleurs,

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle \otimes |\psi\rangle &= (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \otimes (\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle) \\
 &= \alpha^2|0\rangle \otimes |0\rangle + \beta^2|1\rangle \otimes |1\rangle + \alpha\beta(|0\rangle \otimes |1\rangle + |1\rangle \otimes |0\rangle).
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

En conclusion, lorsque nous comparons les équations (1.9) et (1.10), nous pouvons nous apercevoir que :

$$U(|\psi\rangle \otimes |\psi_0\rangle) \neq |\psi\rangle \otimes |\psi\rangle, \quad \forall \alpha, \beta. \tag{1.11}$$

Cette démonstration prouve que U n'existe pas et que la linéarité de la physique quantique interdit la réplique à l'identique d'un état quelconque et inconnu. Nous pouvons toutefois remarquer qu'il existe une exception pour laquelle U existe : lorsque $\alpha = 0$ et $\beta = 1$ et inversement. En conséquence, les états de base $|0\rangle$ et $|1\rangle$ peuvent être clonés, mais il ne s'agit en aucun cas d'un clonage universel.

Ce théorème important de la physique quantique empêche donc l'amplification sans bruit d'un qubit, ce qui est une limite à la communication quantique sur de longues distances. Il est en effet impossible d'utiliser des méthodes de régénération/amplification du signal, à l'instar de ce qui se fait en communication classique avec, par exemple, les amplificateurs à fibres dopées à l'erbium.

Toutefois, comme nous le verrons par la suite, il est possible de tirer profit de ce théorème de non-clonage. En effet, s'il interdit la réplique à l'identique d'un état quantique inconnu, cela veut également dire qu'un espion qui tenterait d'extraire de l'information sur une clé secrète dans un protocole de cryptographie, par une stratégie de clonage, ne pourrait pas non plus le faire à l'identique. Ainsi, nous montrons à la section 1.3.1 que ce théorème est un des piliers des protocoles de cryptographie quantique.

Pour finir, notons que le clonage imparfait d'un état inconnu (avec une fidélité inférieure à 1) reste possible. Bužek et Hillery ont ainsi prouvé l'existence d'une cloneuse universelle, symétrique, de fidélité maximale 5/6 [Bužek and Hillery, 1996]. Pour plus de détails sur le clonage quantique et les machines à cloner, le lecteur pourra se reporter à l'article de revue porté en Réf. [Scarani *et al.*, 2005].

1.1.3 Extension à deux systèmes quantiques : les paires de qubits intriqués

Si nous considérons un système composé de deux bits d'information classique, où chaque bit peut prendre la valeur 0 ou 1, quatre états sont possibles : 00, 01, 10 et 11. Il en va de même pour un système constitué de deux qubits labellisés a et b . Les quatre états possibles sont alors donnés par $|0\rangle_a|0\rangle_b$, $|0\rangle_a|1\rangle_b$, $|1\rangle_a|0\rangle_b$ et $|1\rangle_a|1\rangle_b$. Le produit $|0\rangle_a|1\rangle_b$ signifie par exemple que le système a est dans l'état

1.1. Les bits quantiques d'information - Qubits

$|0\rangle$ et le système b dans l'état $|1\rangle$. Mathématiquement, il s'agit du produit tensoriel $|0\rangle_a \otimes |1\rangle_b$, signifiant que chacun des qubits évolue dans son propre espace de Hilbert de dimension 2, et que le système total est décrit dans un espace de Hilbert de dimension 4. Comme pour le qubit, le principe de superposition décrit à la section précédente s'applique au cas de deux qubits, dont l'état total peut s'écrire comme une combinaison linéaire des quatre états possibles :

$$|\psi\rangle_{ab} = \alpha|0\rangle_a|0\rangle_b + \beta|0\rangle_a|1\rangle_b + \gamma|1\rangle_a|0\rangle_b + \delta|1\rangle_a|1\rangle_b, \quad (1.12)$$

en respectant la règle de normalisation $|\alpha|^2 + |\beta|^2 + |\gamma|^2 + |\delta|^2 = 1$.

Une des conséquences principales de cette normalisation est qu'il n'est pas toujours possible de décrire l'état du système complet comme un état factorisable, c'est-à-dire un produit tensoriel de l'état du qubit a par l'état du qubit b , *i.e.* $|\psi\rangle_{ab} \neq |\psi\rangle_a \otimes |\psi\rangle_b$. Autrement dit, l'état individuel de chaque système, $|\psi\rangle_a$ ou $|\psi\rangle_b$, n'est pas défini, c'est l'état du système complet $|\psi\rangle_{ab}$ qui l'est. C'est ce que l'on appelle un *état intriqué*.

Pour deux qubits, il existe quatre états intriqués particuliers, appelés *états de Bell*, qui sont :

$$\begin{cases} |\Phi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_a|0\rangle_b + |1\rangle_a|1\rangle_b) \\ |\Phi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_a|0\rangle_b - |1\rangle_a|1\rangle_b) \\ |\Psi^+\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_a|1\rangle_b + |1\rangle_a|0\rangle_b) \\ |\Psi^-\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle_a|1\rangle_b - |1\rangle_a|0\rangle_b). \end{cases} \quad (1.13)$$

Ces quatre états de Bell forment une base orthonormée, complète, dans l'espace des états de dimension 4. Cette base est très pratique car elle permet d'écrire tout état à 2 qubits comme une superposition cohérente de ces 4 états, en choisissant convenablement les poids affectés à chacun.

Ces états possèdent des propriétés remarquables. Ils présentent notamment des corrélations intrinsèques si fortes qu'il est impossible de les reproduire classiquement. En d'autres termes, aucune distribution de probabilité classique ne permet de décrire les résultats de mesures jointes effectuées sur les systèmes intriqués. Les corrélations induites par l'intrication sont exclusivement quantiques et ceci est dû au fait que toute mesure faite sur un seul des systèmes quantiques n'apporte aucune information sur l'état du système complet. Les états décrits par les équations (1.13) sont de fait non-factorisables, c'est-à-dire qu'aucune opération mathématique ne permet de les réécrire en termes de produits de facteurs du type $|\psi\rangle_a \otimes |\psi\rangle_b$. Dans le cas contraire, cela voudrait dire que les systèmes a et b seraient parfaitement indépendants l'un de l'autre, et qu'une mesure de l'état d'un des systèmes serait découplée de toute action faite sur l'autre système. Or dans le cas de l'intrication, les mesures sont corrélées. Prenons par exemple l'état $|\Phi^+\rangle$ des équations (1.13) : si le système a est mesuré dans l'état $|0\rangle$, alors le système b est automatiquement projeté dans l'état $|0\rangle$, et vice-versa pour l'état $|1\rangle$. Mais avant la mesure, les états portés par les systèmes

individuels ne sont pas définis. Seul l'état du système complet est parfaitement défini. De plus, une propriété remarquable de ces états intriqués est qu'ils sont invariants par rotation, *i.e.* que les corrélations sont préservées lorsque des opérations de rotation sont appliquées à l'état intriqué. Notons enfin qu'une fois l'état intriqué généré, les deux sous-systèmes qui le portent peuvent être séparés spatialement par de grandes distances (des dizaines de km par exemple), sans pour autant que l'intrication ne soit dégradée [Tittel and Weihs, 2001, Tanzilli *et al.*, 2012].

1.1.4 Mesure de l'intrication

Il existe plusieurs stratégies pour mesurer un état intriqué et les corrélations non-classiques qui le caractérisent.

Le test des inégalités de Bell, Clauser, Horne, Shimony et Holt est le premier et le principal témoin de l'intrication. Ce test consiste à quantifier les corrélations existantes entre les états des deux sous-systèmes en mesurant un paramètre particulier S , appelé *paramètre de Bell-CHSH* [Bell, 1964, Clauser *et al.*, 1969]. Ce paramètre ne peut pas excéder la valeur de 2 pour des états classiques : $|S| \leq 2$. Cependant, il peut excéder la valeur de 2 lorsqu'il existe des corrélations inexplicables par une théorie locale à variable cachée [Einstein *et al.*, 1935]. La physique quantique prédit ainsi une valeur maximale $|S| = 2\sqrt{2}$ [Le Bellac, 2003]. La violation des inégalités de Bell représente donc une preuve de l'intrication d'un système. En pratique, ce paramètre S peut se calculer en mesurant les corrélations entre les états des deux sous-systèmes dans différentes bases (base naturelle et base conjuguée). Un état intriqué étant invariant par rotation, les corrélations sont préservées lors de tout changement de base.

Les premières expériences visant à mesurer une violation des inégalités de Bell ont été réalisées à partir de 1972 (voir [Freedman and Clauser, 1972] par exemple), et ont montré une violation de quelques déviations standards. Les premières expériences confirmant sans ambiguïté la validité de la théorie quantique furent menées au début des années 80 (voir [Aspect *et al.*, 1981, Aspect *et al.*, 1982]) avec des photons intriqués en polarisation générés par le biais d'une double cascade radiative dans des atomes de calcium.

D'autres méthodes de mesure de l'intrication ont par la suite été développées, notamment la méthode de tomographie de la matrice densité de l'état étudié [James *et al.*, 2001], ou encore l'inégalité de Collins-Gisin pour les états non maximalelement intriqués et bruités (états non-purs) [Collins and Gisin, 2004]. Le lecteur pourra se reporter à l'article porté en Ref. [Altepeter *et al.*, 2005] qui présente divers témoins d'intrication telle que la mesure de la fidélité.

1.2 Les supports et observables des qubits

Comme pour les bits classiques, les qubits peuvent être codés sur différents supports et différentes propriétés de ces supports, appelées *observables*, et leur choix dépend alors de l'application visée. Dans cette section, nous décrivons les supports et observables les plus couramment utilisés en information quantique. Nous détaillons

la notion de "flying qubits" et de qubits stationnaires, et nous mentionnons brièvement tout un pan de l'information quantique qui consiste à utiliser des variables continues.

1.2.1 Flying qubits

Pour une distribution de qubits sur de longues distances, il est préférable d'employer des photons et de coder l'information sur l'une de leurs observables. C'est ce que l'on appelle les *flying qubits*. Cette distribution se fait préférentiellement aux longueurs d'onde des télécommunications standards, de manière à tirer profit des faibles pertes à la propagation des réseaux de communications optiques (0,2 dB/km) ainsi que des nombreux composants fibrés permettant de manipuler ces qubits photoniques. On trouve notamment des coupleurs 50/50 (équivalent de la lame séparatrice 50/50 en optique massive), des (dé-)multiplexeurs en longueur d'onde, des filtres spectraux, *etc.*

Les observables photoniques utiles en communication quantique sont nombreuses [Tittel and Weihs, 2001, Tanzilli *et al.*, 2012] et parmi les plus utilisées, on trouve les observables polarisation, énergie-temps et "time-bin".

L'observable polarisation

L'état de polarisation d'un photon est l'une des observables les plus utilisées pour notamment générer des qubits photoniques et des paires de photons intriqués (voir par exemple [Aspect *et al.*, 1981] ou [Kwiat *et al.*, 1995]). Pour représenter l'état d'un qubit, il est possible de définir trois bases conjuguées, correspondant aux trois axes x , y et z de la sphère de Bloch-Poincaré, comme le montre la Fig. 1.4 a). $|H\rangle$ et $|V\rangle$ correspondent à la base horizontale/verticale, $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle)$ et $|A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - |V\rangle)$ à la base diagonale/anti-diagonale et enfin $|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + i|V\rangle)$ et $|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - i|V\rangle)$ à la base circulaire droite/gauche.

Cette observable présente l'avantage d'être simple à manipuler en utilisant par exemple des lames biréfringentes (quart et demi-onde). L'analyse des états de polarisation se fait à l'aide de cubes polarisants (PBS) qui projettent la polarisation sur un état de la base d'analyse, suivis de détecteurs de photons uniques. Cependant, la distribution d'états de polarisation sur de longues distances nécessite une précaution particulière étant donné que la biréfringence des fibres modifie la polarisation au cours de la propagation, et des compensateurs de polarisation sont donc nécessaires [Walker and Walker, 1990, Peng *et al.*, 2007, Chen *et al.*, 2007, Xavier *et al.*, 2009, Kaiser *et al.*, 2012b].

L'observable énergie-temps ou "time-bin"

Une autre possibilité pour coder l'information sur un photon est l'utilisation de l'observable énergie-temps, encore appelée "time-bin" selon la configuration employée. Pour cela, il faut considérer deux temps d'arrivée possibles d'un photon, notés par exemple $|s\rangle$ pour "short" et $|\ell\rangle$ pour "long" [Franson, 1989, Brendel *et al.*, 1992, Brendel *et al.*, 1999]. Si la durée entre ces deux temps est supérieure au temps de cohérence des photons (ce qui empêche le phénomène d'interférences à photon

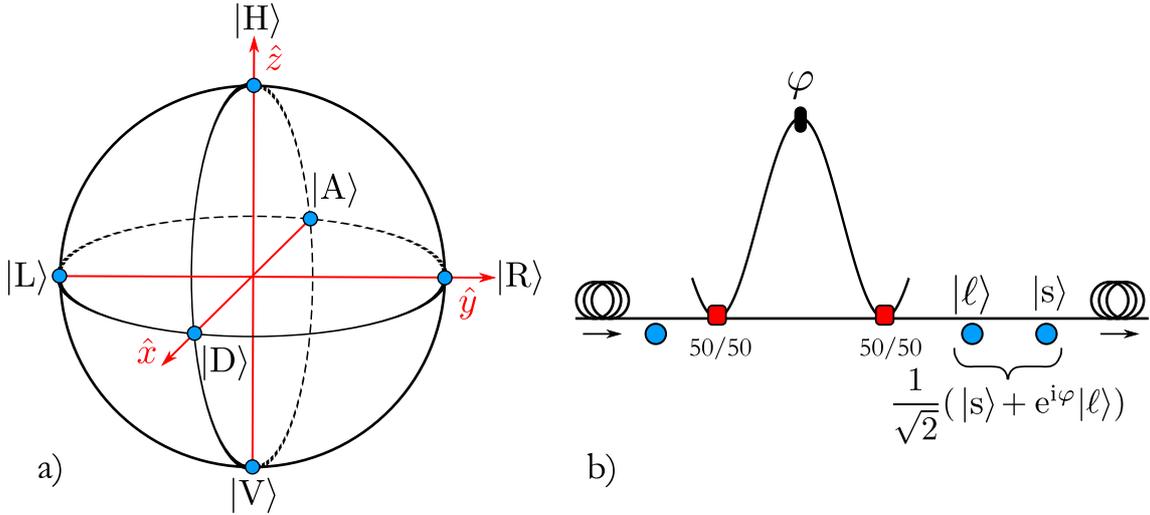


FIGURE 1.4 : a) Représentation des états de polarisation sur la sphère de Bloch-Poincaré. Les pôles de la sphère dénotés $|H\rangle$, $|V\rangle$, $|D\rangle$, $|A\rangle$, $|L\rangle$, et $|R\rangle$ représentent respectivement les états de polarisation horizontal, vertical, diagonal, anti-diagonal, circulaire gauche et circulaire droite. b) Génération de qubits photoniques en énergie-temps ou time-bin. Un photon est envoyé dans un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré, fibré par exemple. Des coupleurs 50/50 constituent l'entrée et la sortie de l'interféromètre, la phase relative entre les deux bras est notée φ et l'état en sortie est une superposition des deux chemins possibles $|s\rangle$ et $|\ell\rangle$.

unique), il est possible de préparer un photon dans une superposition cohérente des $|s\rangle$ et $|\ell\rangle$.

La Fig. 1.4 b) montre un exemple de réalisation expérimentale d'un qubit en time-bin à l'aide d'un interféromètre de Mach-Zehnder déséquilibré, dans lequel un photon peut prendre deux chemins de longueurs différentes. Lorsque la probabilité de prendre un chemin ou l'autre est identique, l'état en sortie de l'interféromètre s'écrit :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|s\rangle + e^{i\varphi}|\ell\rangle), \quad (1.14)$$

avec φ la phase relative entre les bras court et long de l'interféromètre.

La différence entre l'énergie-temps et le time-bin réside dans le régime de fonctionnement : régime continu (énergie-temps) ou régime impulsionnel (time-bin). Dans le premier cas, la génération du qubit se fait à des temps inconnus et aucun interféromètre de préparation du qubit n'est nécessaire, alors que dans le deuxième cas, le processus de génération a lieu à un temps défini, ce qui implique un interféromètre de préparation comme schématisé sur la Fig. 1.4 b). Dans les deux cas, l'analyse des qubits se fait également à l'aide de ce type d'interféromètre.

Contrairement à la polarisation, l'énergie-temps et le time-bin ne sont pas sujets à la biréfringence, mais sont sensibles à la dispersion chromatique dans les fibres optiques, qui peut être compensée. Ils peuvent donc être distribués sur de grandes distances sans stabilisation ou compensation de la polarisation. Cependant, un inconvénient est qu'il est nécessaire d'avoir une stabilisation active des interféromètres de préparation et d'analyse, afin de garantir une stabilité en phase.

Autres observables photoniques

Il existe plusieurs autres observables possibles pour coder l'information sur un photon, que nous mentionnons brièvement ici.

Une méthode consiste à utiliser l'observable fréquence des photons afin de générer des qubits en "frequency-bin". La base naturelle est définie par les vecteurs $|0\rangle_n = |\omega_1\rangle$ et $|1\rangle_n = |\omega_2\rangle$ et la base complémentaire par $|0\rangle_c = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\omega_1\rangle + |\omega_2\rangle)$ et $|1\rangle_c = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\omega_1\rangle - |\omega_2\rangle)$, où ω_1 et ω_2 représentent deux pulsations d'un photon. La manipulation de ce type de qubits photoniques s'effectue principalement à l'aide de modulateurs acousto-optiques ou électro-optiques et de filtres optiques [Boschi *et al.*, 1998, Ramelow *et al.*, 2009, Olislager *et al.*, 2011].

Une autre stratégie consiste à exploiter le moment angulaire orbital des photons. Même s'il est difficile d'implémenter cette solution dans les réseaux optiques fibrés (dans lesquels les modes utilisés pour le codage ne sont pas guidés), un réseau en espace libre peut être établi avec cette observable [Mair *et al.*, 2001].

Il existe également le codage en chemin, souvent employé dans le domaine des portes logiques photoniques [Politi *et al.*, 2009], où le qubit correspond à une superposition de deux modes spatiaux.

Enfin, notons qu'il est possible de combiner plusieurs des ressources précédemment mentionnées afin de générer des ressources quantiques de plus grandes dimensions, avec plusieurs qubits sur un seul photon [Kim, 2003, O'Sullivan-Hale *et al.*, 2005, Bogdanov *et al.*, 2006, Vallone *et al.*, 2009, Baek and Kim, 2007].

1.2.2 Qubits stationnaires

Le traitement de l'information quantique requiert typiquement une interaction entre deux qubits, ce qui est difficile à réaliser avec des photons. Les supports privilégiés pour ce type d'applications sont donc plutôt des ions piégés [Monroe *et al.*, 1995, Schmidt-Kaler *et al.*, 2003, Leibfried *et al.*, 2003, Barrett *et al.*, 2004, Leibfried *et al.*, 2005] ou des atomes piégés [Beugnon *et al.*, 2006, Wilk *et al.*, 2010, Isenhower *et al.*, 2010, Ritter *et al.*, 2012], sur lesquels peuvent être codés des qubits stationnaires (sur deux niveaux d'énergie par exemple). Il existe d'autres supports tels que les spins $\frac{1}{2}$ des électrons, les états des jonctions de type Josephson [Makhlin *et al.*, 1999, Kubo *et al.*, 2010], *etc.* Le stockage de l'information quantique dans des mémoires quantiques photoniques requiert également des dispositifs "stationnaires", *i.e.* de la matière. La section 1.5 est entièrement consacrée à la description des mémoires quantiques (notamment à leur intérêt en communication quantique) ainsi qu'à la déclinaison des différents supports utilisés.

1.2.3 Une autre approche : les variables continues

Nous avons jusqu'ici mentionné l'utilisation des variables discrètes pour la communication quantique, où un qubit, codé sur un système à deux états, est l'équivalent du bit classique. Il faut noter qu'il existe tout un pan de l'information quantique qui tire profit des variables continues du champ lumineux. Par exemple, l'information peut être codée sur les quadratures du champ électrique, où les valeurs ne sont plus

représentées par un nombre booléen, mais par un nombre réel. Même si le traitement de l'information quantique est plus subtil qu'avec les variables discrètes, les débits réalisables sont a priori plus importants. Quant aux technologies associées, elles sont moins développées qu'en régime discret mais des progrès considérables ont été faits ces dernières années. Le lecteur pourra se reporter aux articles portés en Réf. [Weedbrook *et al.*, 2012, Roslund *et al.*, 2014] pour plus de détails.

1.3 Application à la cryptographie et au traitement de l'information quantique

Dans cette section, nous nous intéressons aux deux applications phares du domaine de l'information quantique : la distribution quantique de clés secrètes pour la cryptographie, ainsi que le développement d'algorithmes de calcul quantique.

1.3.1 L'information quantique au service de la cryptographie

La cryptographie est un "art" très ancien qui consiste à chiffrer l'information contenue dans un message que l'on souhaite transmettre, afin de le dissimuler vis à vis d'une partie adverse. De l'antiquité jusqu'au XIX^e siècle, la cryptographie a essentiellement été utilisée à des fins politiques et militaires, alors qu'aujourd'hui, elle est en plein essor avec le développement des réseaux de communication. L'explosion de la quantité d'information échangée à l'heure actuelle fait ainsi de la cryptographie un domaine qui se trouve au cœur de la société.

Il existe actuellement des méthodes classiques de chiffrement/déchiffrement très abouties et utilisées, telles que le chiffrement à clé publique (utilisé notamment pour les informations véhiculées sur internet) et le chiffrement à clé privée. Dans les deux cas, le message est codé à l'aide d'une clé, puis envoyé à un interlocuteur. Une personne adverse, qui intercepte le message sans disposer de la clé, ne peut ainsi obtenir aucune information sur le message transmis.

Dans le cas du chiffrement à clé publique, le protocole le plus utilisé porte le nom de RSA [Rivest *et al.*, 1978] et la sécurité repose sur des opérations mathématiques très complexes (algorithme de factorisation des grands nombres), nécessitant un temps de calcul de déchiffrement de la clé qui croît exponentiellement avec sa longueur. Cependant, la sécurité n'est pas absolue au sens mathématique et l'algorithme quantique de Shor [Shor, 1994] pourrait réduire ce temps de calcul d'exponentiel à polynomial en utilisant un ordinateur quantique, ce qui rendrait obsolète cette méthode de cryptage.

Le chiffrement à clé privée est essentiellement représenté par le code proposé par G. Vernam [Vernam, 1919] (également appelé "One-Time-Pad" en anglais), qui offre une sécurité théorique absolue [Shannon, 1949]. Cependant, il n'est pas simple à mettre en œuvre car il nécessite la génération d'une clé parfaitement aléatoire, ce qui n'est pas réalisable en physique "classique"¹. De plus, cette clé doit être aussi longue que le message, et doit être partagée entre deux partenaires distants.

1. Notons qu'il existe des générateurs de nombres aléatoires "presque parfaits", basés sur la physique quantique et commercialisés par les sociétés ID quantique et QuTools.

1.3. Application à la cryptographie et au traitement de l'information

La physique quantique offre une solution à ces problèmes d'échange d'information sécurisée. En effet, elle permet une distribution de clés de façon parfaitement sécurisée (théoriquement), et à distance. Il existe de nombreux protocoles de distribution quantique de clés, basés soit sur des qubits uniques, soit sur des paires de qubits intriqués. Dans les deux cas, la sécurité repose sur les deux propriétés quantiques fondamentales décrites à la section 1.1.2 :

- le résultat d'une mesure unique est aléatoire ;
- il est impossible de cloner un état quantique.

Ainsi, un espion interceptant la clé que s'envoient deux interlocuteurs ne peut pas obtenir toute l'information sur l'état transmis en une seule mesure. De plus, il ne peut pas copier fidèlement l'état qu'il a intercepté. Ainsi, il ne peut pas prélever de l'information sans la perturber. Ce sont ces deux concepts fondamentaux qui sont à la base des protocoles de distribution quantique de clés.

Cryptographie quantique à qubit unique : le protocole BB84

En 1984, Bennett et Brassard ont proposé un protocole d'établissement de clés secrètes basé sur la distribution de photons uniques polarisés [Bennett and Brassard, 1984]. Ce protocole se décompose en trois étapes : génération de qubits, transmission des qubits, et réconciliation des bases pour l'établissement de la clé privée. Traditionnellement, les deux interlocuteurs sont appelés Alice et Bob, avec Alice qui cherche à communiquer une clé secrète à Bob.

- **Génération de qubits** Alice génère des qubits portant aléatoirement l'un des quatre états suivants : $|0_z\rangle$, $|1_z\rangle$, $|0_x\rangle$ et $|1_x\rangle$. Ces quatre états correspondent aux vecteurs des bases naturelle (horizontal/vertical) et complémentaire (diagonal/anti-diagonal) de l'observable polarisation.

- **Transmission des qubits** Alice envoie une succession de photons à Bob, portant les états de polarisation aléatoirement définis. De son côté, Bob dispose d'un analyseur de polarisation pouvant être orienté selon la base $\{|0_z\rangle, |1_z\rangle\}$ ou $\{|0_x\rangle, |1_x\rangle\}$. Il choisit l'une de ces deux bases lui aussi de manière aléatoire et complètement décorrélée des choix de préparation des qubits chez Alice. Deux cas sont alors possibles :

- Alice et Bob ont choisi la même base de préparation et d'analyse. Dans ce cas, le résultat de la mesure chez Bob est déterministe et il correspond à l'état du qubit envoyé par Alice ;
- Alice et Bob n'ont pas choisi la même base de préparation et d'analyse. Le résultat de la mesure chez Bob est donc aléatoire et ces qubits ne contribuent pas à la construction de la clé.

Durant cette étape, Alice doit prendre note de l'état du qubit qu'elle génère, tandis que Bob doit noter sa base d'analyse et le résultat de la mesure. Ils génèrent ainsi tous les deux ce que l'on appelle la clé brute.

- **Réconciliation des bases** Après avoir généré cette clé brute, Bob communique publiquement ses choix de base d'analyse à Alice, et celle-ci lui indique dans quels cas il a bien choisi. Ils conservent, ensuite, seulement les résultats des mesures (bits) effectuées avec des choix de bases identiques et partagent ainsi une clé aléatoire de taille en moyenne égale à la moitié de celle de la clé brute.

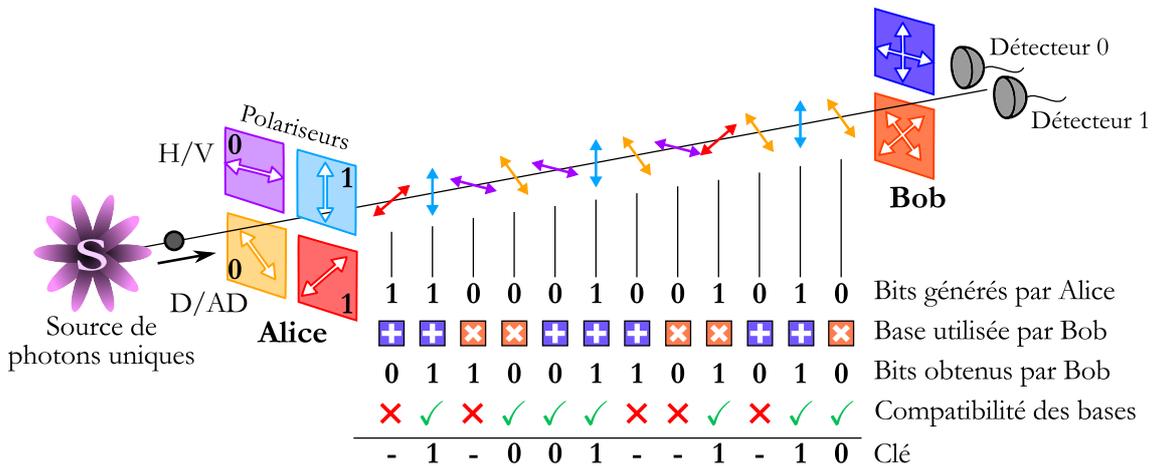


FIGURE 1.5 : Le protocole BB84 en polarisation. Une source de photons génère chez Alice des photons de polarisation aléatoirement horizontale (H), verticale (V), diagonale (D) ou anti-diagonale (AD). Bob mesure ces photons dans la base H/V ou dans la base D/A, choisie aléatoirement également. Seuls les bits d'information correspondants aux bases communes sont conservés pour établir la clé.

La Fig. 1.5 montre un schéma de principe de ce protocole. Son intérêt est qu'Alice et Bob peuvent facilement déceler la présence d'un espion sur la ligne de communication. En effet, si celui-ci intercepte les qubits et effectue une mesure, il ne connaît pas la base propre de mesure. Ainsi, lorsqu'il renvoie des qubits (pour ne pas trahir sa présence), il le fait en introduisant des erreurs, en moyenne pour un qubit sur deux. Alice et Bob peuvent donc déceler la présence de l'espion en choisissant un sous-ensemble de leur clé, qu'ils rendent public. Les bits correspondants ne font plus partie de la clé, et leur comparaison donnent une estimation du taux d'erreur, appelé QBER². Si celui-ci est nul, aucun espion ne se trouve sur la ligne. Alice peut donc utiliser la clé pour chiffrer le message et l'envoyer à Bob. En revanche, s'il existe des erreurs, Alice et Bob estiment la probabilité de présence d'un espion, les erreurs pouvant être dues à la ligne de transmission elle-même. Dans le cas où la valeur du QBER dépasse le seuil de sécurité requis [Gisin *et al.*, 2002], ils décident de ne pas exploiter la clé et de ne pas communiquer en raison de la forte probabilité de présence d'un espion sur la ligne.

Les réalisations expérimentales de ce protocole sont nombreuses, et utilisent l'observable polarisation [Alléaume *et al.*, 2004] ou l'observable "time-bin" [Muller *et al.*, 1996, Takesue *et al.*, 2007, Stucki *et al.*, 2009].

2. pour Quantum Bit Error Rate, ou taux d'erreur sur les bits quantiques.

Cryptographie quantique à paires de qubits : le protocole d'Ekert

Il est possible de mettre en place le même type de protocole d'établissement de clés privées en utilisant des paires de qubits intriqués [Ekert, 1991, Bennett, 1992]. Dans ce protocole très similaire au protocole BB84, la source de qubits uniques d'Alice est remplacée par un analyseur comme celui de Bob, et une source de paires de qubits intriqués codés sur des photons est placée sur la ligne de communication entre Alice et Bob. Le principe est schématisé sur la Fig. 1.6. Alice et Bob choisissent aléatoirement une base de mesure parmi deux bases conjuguées pour chaque photon, et communiquent leur choix publiquement une fois toutes les mesures faites, comme pour le protocole BB84. Les résultats des mesures sont aléatoires, et sont corrélés lorsque les choix de base sont identiques. Seuls ces derniers sont là-aussi conservés pour établir la clé privée.

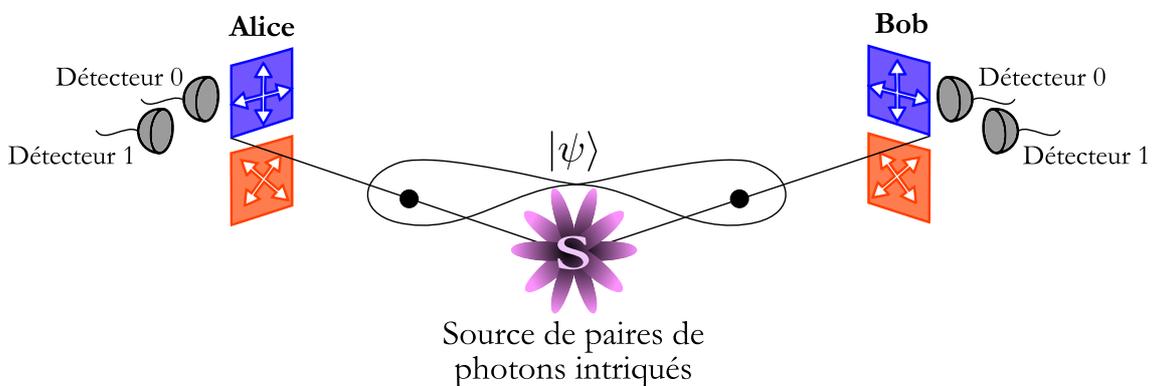


FIGURE 1.6 : Le protocole d'Ekert en polarisation. Une source génère des paires de photons intriqués, l'un est donné à Alice et l'autre à Bob, qui choisissent aléatoirement une base d'analyse et mesurent des bits. Ils ne conservent que ceux obtenus lorsque les bases d'analyse, communiquées publiquement, sont identiques.

Dans ce type de protocole, la sécurité face à la présence d'un espion est évidente. En effet, Alice et Bob peuvent réserver une partie des paires de photons distribuées par la source et tester la qualité de l'intrication. Un espion qui effectuerait une mesure sur un des photons de la paire détruirait irrémédiablement l'intrication en projetant le second photon sur un état défini. En renvoyant un photon pour ne pas être repéré, l'espion ne pourrait pas reproduire une intrication entre les photons. Ainsi, Alice et Bob ne pourraient pas observer de violation des inégalités de Bell, comme ils le devraient si aucun espion n'était sur la ligne. Ce test de Bell atteste donc de façon non-ambiguë de la présence d'un espion ou non.

Les réalisations expérimentales du protocole d'Ekert sont également très nombreuses et ont été faites là-aussi avec l'observable polarisation et l'observable "time-bin" (voir par exemple [Jennewein *et al.*, 2000, Naik *et al.*, 2000, Tittel *et al.*, 2000]).

1.3.2 Le calcul quantique

Comme en information classique, il est possible de réaliser des calculs à l'aide des qubits, pour pouvoir, à long terme, envisager l'implémentation d'un ordinateur quantique. Celui-ci montrerait des puissances de calcul bien supérieures à celles des

ordinateurs classiques pour des calculs complexes tels que l'algorithme de factorisation des grands nombres, au cœur de la sécurité du protocole de cryptographie classique RSA [Shor, 1994]. Nous ne rentrerons pas dans les débats sur la faisabilité d'un ordinateur quantique, mais nous présentons dans cette section quelques outils nécessaires à la réalisation de portes logiques en information quantique, ainsi que quelques exemples d'algorithmes intéressants [Nielsen and Chuang, 2000, Le Bellac, 2005, Mermin, 2010].

Les portes logiques

Comme en information classique, le calcul quantique est basé sur un ensemble de portes logiques qui permettent de modifier l'état du ou des qubits qui les traversent. Contrairement aux opérations classiques, le théorème de non clonage quantique impose que toutes ces transformations soient réversibles (excepté la mesure). Ainsi, les portes logiques quantiques présentent le même nombre de qubits en entrée et en sortie. En conséquence, certaines portes logiques classiques ne peuvent pas trouver d'équivalent quantique, notamment les portes "ET", "OU", "NON-ET" et "NON-OU", car un bit d'information est perdu au cours du calcul. De nouvelles portes réversibles et universelles ont donc été définies pour pouvoir réaliser des calculateurs quantiques.

Il existe des portes logiques quantiques à un seul qubit et d'autres basées sur plusieurs qubits [Mermin, 2010]. Pour les portes à un qubit, cinq transformations unitaires de base servent de briques élémentaires [Barenco *et al.*, 1995] :

- l'identité, la négation, le déphasage :

$$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad P(\phi) = \begin{pmatrix} e^{i\phi} & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{pmatrix}; \quad (1.15)$$

- la rotation autour de l'axe \hat{y} et de l'axe \hat{z} :

$$R_y(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & \sin \frac{\theta}{2} \\ -\sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}; \quad R_z(\varphi) = \begin{pmatrix} e^{i\frac{\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\varphi}{2}} \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

Toutes les autres portes logiques sont des combinaisons de ces cinq portes de base, comme par exemple la *porte de Hadamard* définie par l'opérateur :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.17)$$

qui se décompose en une porte négation suivie d'une rotation selon l'axe \hat{y} de $\pi/2$:

$$H = R_y\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot \sigma_x = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

La transformation de Hadamard est très utilisée pour effectuer des changements de bases simples, et correspond par exemple à une lame $\lambda/2$ pour l'observable polari-

1.3. Application à la cryptographie et au traitement de l'information

sation. Son action sur les vecteurs de base $|0\rangle$ et $|1\rangle$ est

$$H|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |1\rangle); \quad H|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle - |1\rangle). \quad (1.19)$$

Pour deux qubits, il existe une porte logique très utilisée : la porte *CNOT*. Son action est la suivante : si le premier qubit, appelé *qubit de contrôle* (c), est dans l'état $|0\rangle$, le second qubit, appelé *qubit cible* (t , pour "target"), reste inchangé. Si le qubit c est dans l'état $|1\rangle$, alors l'état du qubit cible est inversé : $|0\rangle \mapsto |1\rangle$ ou $|1\rangle \mapsto |0\rangle$. Cette porte est définie par la matrice et la table de vérité suivantes :

$$\text{CNOT} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & \sigma_x \end{pmatrix}$$

Table de vérité

c	t	c	c⊕t
0	0	0	0
0	1	0	1
1	0	1	1
1	1	1	0

Quelques exemples d'algorithmes

Toute la puissance d'un ordinateur quantique repose sur les ressources fondamentales de la physique quantique que sont la superposition d'états et l'intrication de plusieurs particules. Celles-ci permettent notamment de mener en parallèle un grand nombre d'opérations, et ainsi de diminuer les temps de calculs.

Par exemple, *l'algorithme de recherche de Grover* permet la recherche d'une entrée dans une base de données non hiérarchisée, comme par exemple la recherche d'un numéro de téléphone dans un annuaire [Grover, 1996] lorsque l'on connaît le numéro mais pas le nom du titulaire. Avec un algorithme classique, il est nécessaire d'examiner une à une toutes les entrées de la base, ce qui correspond en moyenne à $N/2$ essais si N est le nombre d'entrées dans la base. Avec l'algorithme de Grover, le problème peut se résoudre en $\sim \sqrt{N}$ opérations. Plus de détails peuvent être trouvés en Ref. [Le Bellac, 2003].

Un autre algorithme célèbre dans le domaine de la cryptanalyse est l'algorithme de P. Shor [Shor, 1994], qui présente un gain de temps plus important que celui de Grover. Il consiste à déterminer rapidement la période d'une fonction à l'aide d'une transformée de Fourier quantique. Associé à un algorithme classique, l'algorithme de Shor convertit un problème de factorisation en un problème de recherche de période d'une fonction. Ainsi, il permet de réduire le temps nécessaire pour trouver les facteurs premiers d'un nombre donné. Là où un temps exponentiel serait nécessaire avec un algorithme classique, le temps de calcul avec l'algorithme de Shor présente une dépendance polynomiale en fonction de la taille du nombre. La réalisation d'un ordinateur quantique implémentant cet algorithme rendrait donc vulnérables toutes les communications cryptées via un protocole de chiffrement à clé publique comme c'est le cas du protocole RSA.

Le principe des algorithmes fonctionnant sur des ordinateurs quantiques est acquis, mais il reste à prouver la réalisation concrète d'un ordinateur quantique efficace.

Les avis sur sa réelle faisabilité sont partagés, mais des implémentations restreintes permettraient la simulation de systèmes quantiques complexes.

Plusieurs réalisations expérimentales ont démontré la factorisation de nombres, par exemple le nombre 15, à l'aide de cet algorithme. Il ne s'agit certes par d'une prouesse mathématique, mais d'un avancement majeur dans le domaine du calcul quantique. Cette factorisation a été réalisée en utilisant la RMN dans des molécules [Vandersypen *et al.*, 2001], ainsi que des photons [Lu *et al.*, 2007, Lanyon *et al.*, 2007]. Plus récemment, [Martín-López *et al.*, 2012] ont démontré la factorisation du nombre 21. Un autre schéma prometteur est basé sur la manipulation d'ions piégés [Schindler *et al.*, 2013], lorsque les processus de décohérence sont bien maîtrisés.

Conclusion

La distribution quantique de clés secrètes pour la cryptographie est aujourd'hui un apport majeur du domaine de l'information quantique. Elle est reconnue comme la façon la plus sécurisée d'échanger de l'information entre deux partenaires distants, répondant à une demande croissante de la société dans laquelle nous évoluons. Par ailleurs, à plus long terme, l'avènement de calculateurs quantiques représenterait un bouleversement dans les méthodes et la rapidité des calculs.

1.4 La communication quantique sur longue distance

Les protocoles BB84 et d'Ekert montrent qu'il est théoriquement possible d'établir des clés secrètes parfaitement sécurisées entre deux partenaires distants, lorsque le dispositif expérimental correspond parfaitement à la théorie. Cependant, leur mise en pratique impose des limitations, que ce soit en termes d'efficacité ou de sécurité. Dans cette section, nous discutons ces limitations, puis nous présentons les protocoles permettant de contourner certaines de ces limitations et ainsi d'accroître la portée et l'efficacité d'un lien quantique. Ces protocoles sont notamment basés sur la téléportation d'états quantiques que nous présentons dans cette section.

1.4.1 Limitations de la communication quantique

En communication quantique, les fibres optiques représentent le canal idéal pour véhiculer de l'information codée sur des photons. De plus, les avancées technologiques permettent l'établissement de réseaux de télécommunication optique fibrés très performants, mais qui présentent tout de même des pertes à la propagation de l'ordre de $\sim 0,2$ dB/km à 1550 nm. Même si ces pertes sont faibles, elles impliquent une limite sur les distances possibles atteignables dans les protocoles de distribution de clés secrètes. Par exemple, après 100 km de fibre optique, seulement 1% des qubits générés atteignent le destinataire et le théorème de non-clonage quantique empêche de surcroît le clonage ou l'amplification de ces qubits, ce qui limite drastiquement les débits.

Par ailleurs, les photons doivent être détectés en bout de ligne, ce qui amène des limitations supplémentaires. Les expériences de communication quantique basées sur des photons uniques ou sur des paires de photons intriqués nécessitent donc l'utilisation de détecteurs de photons uniques présentant une efficacité quantique de détection la plus haute possible, associée à un faible taux de coups sombres (probabilité de bruit). Ce taux indique qu'un détecteur peut, quelques fois, annoncer la détection d'un photon alors qu'il n'y en a pas eu, ce qui introduit des erreurs dans les mesures d'Alice et Bob pour les protocoles de cryptographie par exemple. Les détecteurs de photons uniques les plus employés sont des photodiodes à avalanche (APD), faites du semi-conducteur approprié à la longueur d'onde des photons à détecter. Il s'agit par exemple de l'indium-gallium-arsenic (InGaAs) pour les longueurs d'onde des télécommunication (1300-1600 nm). Malheureusement, les APDs InGaAs possèdent de faibles performances avec une efficacité η qui reste limitée à environ 20%, et une probabilité de détecter un coup sombre de l'ordre de $10^{-6}/\text{ns}$ [Hadfield, 2009]. Dans le visible, les APDs silicium présentent de meilleures efficacités, typiquement de 70%, avec une probabilité de détecter un coup sombre de l'ordre de $10^{-7}/\text{ns}$. Il existe d'autres types de détecteurs de photons uniques, tels que les détecteurs de photons uniques supraconducteurs (SSPD pour "Superconducting single-photon detector"), qui possèdent des efficacités supérieures à 90%, avec une probabilité de détecter un coup sombre de l'ordre de $10^{-7}/\text{ns}$ [Marsili *et al.*, 2013].

En conclusion, la combinaison des pertes dans les fibres optiques, des efficacités de détection des photons ainsi que des taux de coups sombres limitent aujourd'hui les distances d'établissement des réseaux de communication. Les pertes dans les fibres optiques étant déjà assez faibles, il sera difficile d'améliorer considérablement ce point. Il reste donc deux solutions : fabriquer de bien meilleurs détecteurs ou contourner le problème en utilisant une stratégie utilisant la physique quantique, la téléportation d'états quantiques. Nous présentons maintenant cette stratégie puis les différents protocoles qui l'utilisent.

1.4.2 La téléportation d'états quantiques

Le protocole de téléportation, proposé pour la première fois par [Bennett *et al.*, 1993], permet d'accroître les distances de communication quantique en tirant profit de la ressource d'intrication. Cette stratégie porte le nom de relais quantique [Collins *et al.*, 2005]. L'idée consiste à transférer l'état porté par un qubit généré par Alice sur un autre qubit séparé spatialement du premier, envoyé à Bob, et faisant initialement partie d'un état intriqué. Ce protocole est présenté sur la Fig. 1.7. Supposons qu'Alice dispose d'une source préparant des qubits uniques dans l'état suivant :

$$|\psi\rangle_1 = \alpha|0\rangle_1 + \beta|1\rangle_1, \quad (1.20)$$

avec $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Elle souhaite transmettre ces qubits à Bob, sans les révéler à une autre personne, et sachant qu'il n'y a pas de lien direct de communication entre eux. Ils peuvent alors utiliser une source de paires de qubits intriqués afin de téléporter $|\psi\rangle_1$ sur le qubit envoyé à Bob. Pour cela, considérons une source générant

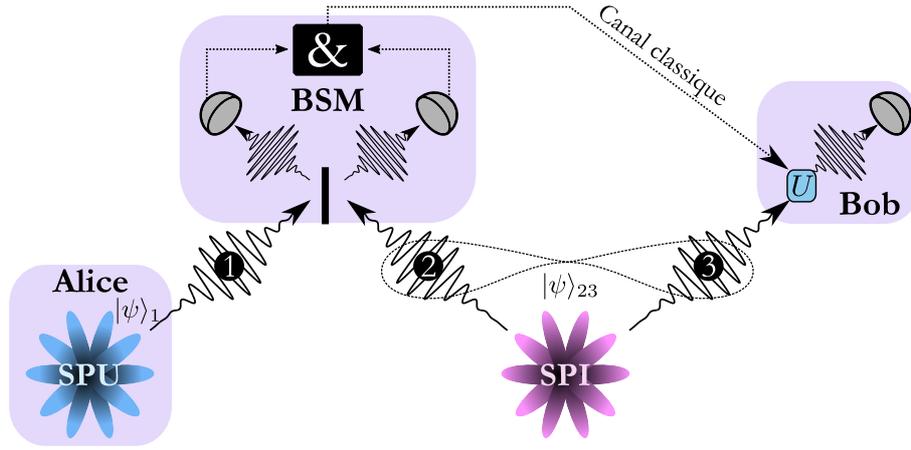


FIGURE 1.7 : Principe de la téléportation d'états quantiques photoniques. Une source de photons uniques (SPU) génère l'état photonique $|\psi\rangle_1$ chez Alice et une source de paires de photons intriqués (SPI) génère un état à deux qubits $|\psi\rangle_{23}$. Les photons 1 et 2 sont envoyés dans un dispositif de mesure de Bell (BSM). Le résultat de cette mesure en coïncidences (&) est communiqué par un canal classique à Bob qui applique la transformation unitaire U adéquate au qubit 3, de manière à obtenir l'état téléporté $|\psi\rangle_1$.

par exemple l'état maximalement intriqué suivant :

$$|\psi\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle_{23} + |11\rangle_{23}), \quad (1.21)$$

correspondant à l'état de Bell $|\Phi^+\rangle$ (voir eqs. (1.13)), où 2 et 3 sont les particules de la paire. L'état complet du système à 3 qubits, issus des deux sous-systèmes indépendants 1 et 23, s'écrit alors :

$$|\psi\rangle_{123} = |\psi\rangle_1 \otimes |\psi\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\alpha|000\rangle_{123} + \alpha|011\rangle_{123} + \beta|100\rangle_{123} + \beta|111\rangle_{123}]. \quad (1.22)$$

Cet état peut se réécrire dans la base de Bell en utilisant le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} |00\rangle &= \frac{|\Phi^+\rangle + |\Phi^-\rangle}{\sqrt{2}} & |11\rangle &= \frac{|\Phi^+\rangle - |\Phi^-\rangle}{\sqrt{2}} \\ |01\rangle &= \frac{|\Psi^+\rangle + |\Psi^-\rangle}{\sqrt{2}} & |10\rangle &= \frac{|\Psi^+\rangle - |\Psi^-\rangle}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Dans cette base, l'état du système à 3 qubits devient :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_{123} = \frac{1}{2} & \left[|\Phi^+\rangle_{12} \otimes (\alpha|0\rangle_3 + \beta|1\rangle_3) + |\Phi^-\rangle_{12} \otimes (\alpha|0\rangle_3 - \beta|1\rangle_3) \right. \\ & \left. + |\Psi^+\rangle_{12} \otimes (\beta|0\rangle_3 + \alpha|1\rangle_3) + |\Psi^-\rangle_{12} \otimes (-\beta|0\rangle_3 + \alpha|1\rangle_3) \right]. \end{aligned} \quad (1.24)$$

Nous pouvons immédiatement remarquer qu'à chaque état de Bell potentiellement projeté sur les qubits 1 et 2 correspond un état pour le qubit 3 qui dépend de manière non-ambiguë de l'état du photon 1, à une transformation unitaire près. Ainsi, en effectuant une mesure de l'état de Bell sur les qubits 1 et 2, il est possible de définir la transformation unitaire adéquate qu'il faut appliquer sur le photon 3

1.4. La communication quantique sur longue distance

pour obtenir, par téléportation, l'état initialement porté par le qubit 1. La mesure de Bell s'effectue en utilisant un dispositif permettant de projeter l'état des qubits 1 et 2 sur un état de Bell, au moyen par exemple d'une interférence à deux photons dans le cas d'états photoniques. Les différentes transformations unitaires à appliquer au qubit 3, en fonction du résultat de la mesure de Bell, sont reportées dans la table 1.1.

État de Bell obtenu pour 1 et 2	Transformation unitaire à appliquer sur 3
$ \Phi^+\rangle_{12}$	$I = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
$ \Phi^-\rangle_{12}$	$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$
$ \Psi^+\rangle_{12}$	$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$
$ \Psi^-\rangle_{12}$	$i\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$

TABLE 1.1 : Correspondances entre le résultat de la mesure de Bell sur les photons 1 et 2 et la transformation unitaire à appliquer sur le photon 3. σ_x , σ_y et σ_z correspondent aux matrices de Pauli.

Il est utile d'ajouter quelques remarques concernant ce protocole :

- Afin que Bob connaisse la transformation à appliquer au qubit qu'il reçoit, le résultat de la mesure de Bell lui est communiqué par un canal classique (à une vitesse au plus égale à la vitesse de la lumière). Il n'y a donc aucune transmission instantanée de l'information à distance.
- À aucun moment les coefficients α et β ne sont mesurés et le qubit 1 est détruit pendant la mesure de Bell. Il n'y a donc aucune contradiction avec le théorème de non-clonage quantique.

Expérimentalement, ce protocole a été réalisé avec l'observable polarisation [Bouwmeester *et al.*, 1997, Boschi *et al.*, 1998] et "time-bin" [Marcikic *et al.*, 2003, Landry *et al.*, 2007].

1.4.3 Extension à la téléportation de l'intrication

Le protocole de téléportation de qubit unique discuté précédemment peut s'étendre à la téléportation de qubits intriqués (en anglais, "entanglement swapping") [Bennett *et al.*, 1993]. Les étapes de calculs et la mise en place du protocole sont similaires à celles du protocole standard, à la différence que la source de photons uniques (SPU) de la Fig. 1.7 est remplacée par une source de photons intriqués (SPI). Les deux sources émettent chacune des paires de photons intriqués, portant l'une l'état $|\psi\rangle_{12}$ et l'autre l'état $|\psi\rangle_{23}$, qui peuvent s'écrire, par exemple :

$$|\psi\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle_{12} + |10\rangle_{12}) \quad \text{et} \quad |\psi\rangle_{34} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|01\rangle_{34} + |10\rangle_{34}). \quad (1.25)$$

Les qubits 2 et 3 sont envoyés sur un dispositif de mesure de Bell tandis que les qubits 1 et 4 sont respectivement envoyés à Alice et Bob³. L'état complet qui décrit les 4 qubits s'écrit alors :

$$|\psi\rangle_{1234} = \frac{1}{2} \left[|\Phi^+\rangle_{14} \otimes |\Phi^+\rangle_{23} - |\Phi^-\rangle_{14} \otimes |\Phi^-\rangle_{23} + |\Psi^+\rangle_{14} \otimes |\Psi^+\rangle_{23} - |\Psi^-\rangle_{14} \otimes |\Psi^-\rangle_{23} \right]. \quad (1.26)$$

Nous pouvons immédiatement remarquer que la mesure de Bell effectuée sur les qubit 2 et 3 projette les qubit 1 et 4 sur un état intriqué de la base de Bell, qui est le même que l'état de Bell mesuré (au facteur ± 1 près). Les deux qubits que reçoivent Alice et Bob sont ainsi intriqués à distance.

Ce protocole a été réalisé expérimentalement à l'aide de qubits générés par des sources distantes et indépendantes via l'observable polarisation [Pan *et al.*, 1998] et "time-bin" [de Riedmatten *et al.*, 2005].

1.4.4 Application aux relais quantiques

Afin d'augmenter les distances de communication, notamment pour la distribution de clés secrètes, différents scénarios de relais quantiques ont été proposés [Collins *et al.*, 2005, de Riedmatten *et al.*, 2004], et tirent profit de la ressource de la téléportation. La Fig. 1.8 représente certains de ces scénarios, pour lesquels il est possible de calculer le taux r de clés secrètes qui peut être atteint en fonction de la distance d séparant les utilisateurs (Alice et Bob). Outre cette distance, plusieurs paramètres et grandeurs doivent être considérés pour le calcul de r :

- La transmission t du canal optique reliant Alice et Bob, qui correspond à la probabilité qu'un photon soit bien transmis. Pour une fibre optique standard, celle-ci s'écrit $t = 10^{-\alpha d/10}$, avec α le coefficient d'atténuation de la fibre considérée, qui vaut par exemple $\alpha = 0,25$ dB/km à 1550 nm.
- l'efficacité η de détection, de typiquement 20% pour les détecteurs InGaAs.
- la probabilité de coup sombre pour les détecteurs considérés P_{DC} (de l'anglais "dark counts"). Nous prendrons une valeur typique de l'ordre de 10^{-6} /ns.
- La probabilité de détecter tous les photons impliqués P_{Det} .
- La probabilité d'obtenir une détection accidentelle P_{Bruit} (coups sombres + photons de bruit).
- La probabilité totale d'obtenir une détection $P_{Tot} = P_{Det} P_{Bruit}$.
- Le taux d'erreur sur les bits quantiques (QBER, voir section 1.3.1), qui vaut

$$\text{QBER} = \frac{P_{Bruit}}{P_{Tot}}. \quad (1.27)$$

- Le taux d'erreur maximal sur les bits quantiques, QBER_{Seuil} , acceptable dans les protocoles de cryptographie. Nous prendrons une valeur typique de 15%.

3. Nous avons choisi des états de Bell particuliers pour la présentation du protocole, mais n'importe quel autre état de Bell monterait des résultats similaires.

1.4. La communication quantique sur longue distance

Afin de calculer le débit des différents scénarios de relais, nous suivons des calculs présentés en Ref. [Lütkenhaus, 2000], où le taux r peut s'écrire

$$r = P_{\text{Tot}} \left(1 - \frac{\text{QBER}}{\text{QBER}_{\text{Seuil}}} \right) = P_{\text{Det}} - \frac{85}{15} P_{\text{Bruit}}. \quad (1.28)$$

A l'aide de cette expression, il est donc possible de calculer les débits des différents scénarios de relais quantiques (aux longueurs d'onde des télécommunications) présentés en Fig. 1.8.

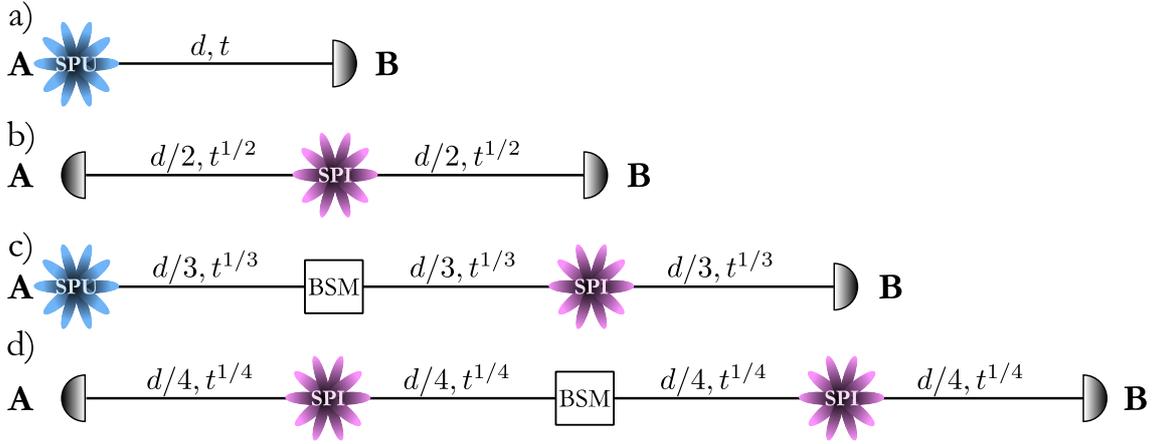


FIGURE 1.8 : Différents scénarios de relais quantiques. a) Lien direct impliquant des qubits uniques. b) Lien impliquant des qubits intriqués. c) Relais quantique basé sur la téléportation de qubits uniques. d) Relais quantique basé sur la téléportation de l'intrication.

Sans entrer dans les détails des calculs, on peut montrer que dans le cas où Alice et Bob sont séparés par une ligne à N sections de longueur d/N , la probabilité d'obtenir des bonnes détections de photons et la probabilité d'obtenir de fausses détections sont données par [Collins *et al.*, 2005] :

$$P_{\text{Det}} = \eta^N t \quad \text{et} \quad P_{\text{Bruit}} = [(1 - \eta t^{1/N}) P_{\text{DC}} + \eta t^{1/N}]^N - \eta^N t. \quad (1.29)$$

Ainsi, la distance potentielle de communication quantique est d'autant plus grande que le nombre de sections N est important, comme le montre la Fig. 1.9, où le débit r des différents scénarios de relais quantiques présentés en Fig. 1.8 (*i.e.* $N = 1, 2, 3$ et 4) est tracé en fonction de d .

Cependant, il faut noter que l'efficacité globale de détection chute comme η^N , ce qui réduit dramatiquement les débits [Collins *et al.*, 2005, Aboussouan *et al.*, 2010, Martin *et al.*, 2012], comme le montre la Fig. 1.9. Compte tenu des limitations technologiques (liées notamment aux détecteurs), les relais quantiques basés sur la téléportation de qubits uniques et intriqués restent donc limités à quelques km actuellement [de Riedmatten *et al.*, 2004, de Riedmatten *et al.*, 2005, Takesue and Miquel, 2009].

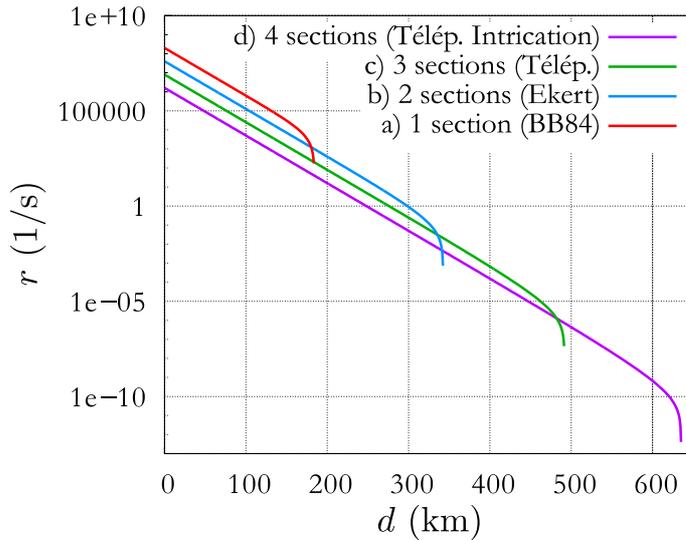


FIGURE 1.9 : Taux de clés secrètes en fonction de la distance d entre Alice et Bob. Le calcul est effectué pour des photons aux longueurs d'onde des télécommunications, pour 4 configurations de lignes constituées respectivement de 1, 2, 3 et 4 sections.

1.4.5 Les répéteurs quantiques

Des difficultés supplémentaires s'ajoutent à ce type de schémas. En effet, afin que les relais quantiques à plusieurs sections fonctionnent, une synchronisation précise est nécessaire entre les différentes sources de qubits pour pouvoir réaliser les mesures de Bell efficacement. De plus, cette étape est probabiliste étant donné que les statistiques d'émission de paires de photons intriqués sont, pour la plupart, probabilistes, et que les pertes sur les lignes peuvent induire une perte de photons. Ainsi, si les sources d'intrication génèrent simultanément des paires de photons, mais qu'un photon est perdu sur la ligne, alors le processus complet doit être réitéré ce qui rend les protocoles inefficaces. Le temps total de distribution de l'intrication augmente donc exponentiellement avec la distance séparant Alice et Bob, car toutes les étapes doivent se produire simultanément pour que la distribution réussisse.

Afin de solutionner ce problème, les répéteurs quantiques ont été proposés par [Briegel *et al.*, 1998], et consistent à placer des mémoires quantiques au niveau de chaque nœud d'un relais quantique constitué de N sections, comme schématisé sur la Fig. 1.10 b). Sur chacune de ces sections est distribuée une paire de qubits intriqués, et une mesure de Bell sur deux paires adjacentes permet de téléporter l'intrication, pour qu'au final Alice et Bob partagent une paire de qubits sur une distance d .

La différence avec le relais quantique à N sections schématisé sur la Fig. 1.10 a) est que toutes les étapes peuvent être réalisées de manière asynchrone. En effet, l'idée est de stocker les paires de qubits intriqués au fur et à mesure de leur production, dans des mémoires photoniques. Une fois que toutes les paires sont produites et stockées, les mémoires sont relues de manière séquentielles afin de réaliser l'étape suivante du processus et ainsi de suite. Si une étape intermédiaire échoue, il suffit de recommencer uniquement cette étape sans avoir à recommencer tout le processus du début. Au final, le temps nécessaire pour qu' Alice et Bob arrivent à partager une paire de qubits intriqués sur la distance d augmente cette fois-ci polynomialement avec d , ce qui rend le dispositif physiquement réalisable.

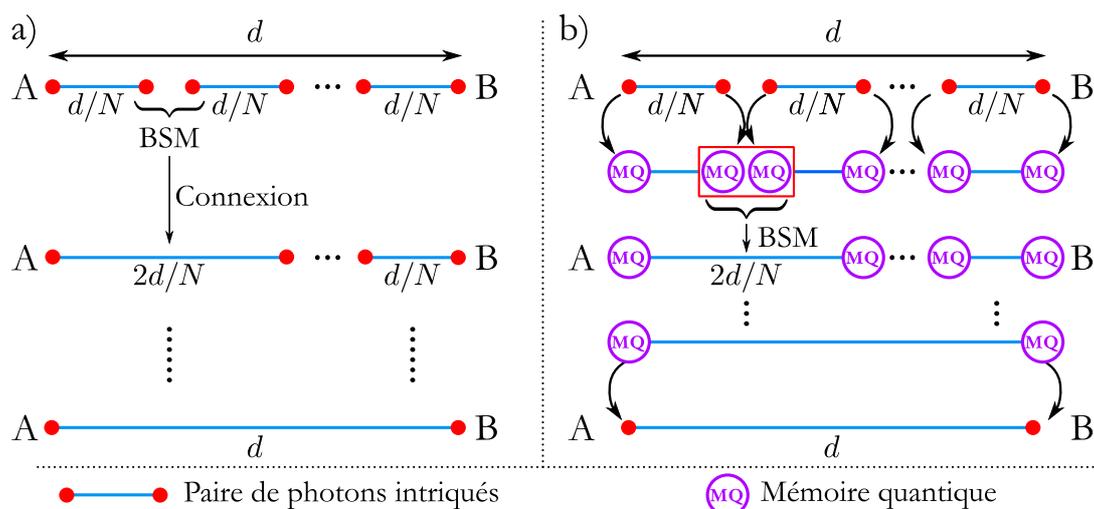


FIGURE 1.10 : Représentation schématique a) d'un relais et b) d'un répéteur quantique à N sections. Des paires de photons intriqués sont distribuées sur des sections de longueur d/N , et l'intrication est téléportée entre deux sections adjacentes via des mesures de Bell. Dans le cas b) du répéteur, des mémoires quantiques placées à chaque nœud permettent une réalisation asynchrone du processus total, ce qui diminue le temps nécessaire à l'établissement de l'état intriqué partagé entre Alice (A) et Bob (B).

Conclusion

L'intrication est une ressource fondamentale de la physique quantique permettant la mise en place du protocole de téléportation d'états quantiques photoniques à la base des dispositifs des relais et des répéteurs quantiques. Ces dispositifs permettent d'implémenter de véritables réseaux capables de distribuer de l'information quantique sur de longues distances. Dans ce contexte, la réalisation de mémoires quantiques capables de stocker des qubits est actuellement une pierre angulaire des réseaux quantiques de communication.

1.5 Les mémoires quantiques photoniques

Le stockage cohérent, efficace et réversible d'états quantiques dans des mémoires représente actuellement un enjeu majeur pour de très nombreuses applications telles que le calcul quantique [Knill *et al.*, 2001, Kok *et al.*, 2007] et les réseaux quantiques [Briegel *et al.*, 1998, Kimble, 2008, Sangouard *et al.*, 2011]. Pour les communications sur des longues distances, l'information quantique est codée sur des photons ("flying Qubits"). Il est donc nécessaire de développer des mémoires quantiques *photoniques*, qui sont des interfaces lumière/matière pour des états non-classiques de la lumière tels que les qubits photoniques (uniques ou intriqués) ou encore des états comprimés à variables continues.

Dans cette partie, nous décrivons les différents types de mémoires photoniques, les propriétés importantes qui les caractérisent ainsi que leurs applications principales. Des articles sont consacrés à la description générale de ces mémoires, à leurs applications ainsi qu'aux démonstrations expérimentales (voir notamment [Lvovsky *et al.*, 2009] et [Simon *et al.*, 2010]).

1.5.1 Définition et types de mémoires quantiques photoniques

Le rôle d'une mémoire quantique est de stocker temporairement un état quantique $|\psi_{\text{in}}\rangle$ avec une certaine probabilité p_{write} et, idéalement, sans que celui-ci ne soit dégradé. Le système physique qui constitue le support du stockage doit donc être capable de préserver la cohérence de l'état, puis de le transférer sur demande sur un état photonique ρ_{out} , avec une certaine probabilité p_{read} . Suivant les applications visées, il existe deux types de mémoires quantiques : *absorbantes* et *émissoives*.

Mémoires absorbantes Le rôle de ces mémoires est d'absorber des états non classiques de la lumière, par exemple des qubits photoniques générés par des sources externes telles que celle présentée en Annexe E. Après avoir stocké l'état $|\psi_{\text{in}}\rangle$ pendant un certain temps τ_S tout en préservant sa cohérence, ces mémoires sont conçues pour réémettre l'état stocké le plus fidèlement possible. Son principe est schématisé sur la Fig. 1.11, où l'efficacité η , la fidélité \mathcal{F} et le temps de stockage τ_S de la mémoire sont des propriétés définies dans la section 1.5.3. Ce type de mémoire est particulièrement utile pour assurer une synchronisation des différents segments d'un répéteur quantique [Simon *et al.*, 2007a].



FIGURE 1.11 : Principe d'une mémoire quantique absorbante. L'état photonique $|\psi_{\text{in}}\rangle$ est écrit avec une probabilité p_{write} dans la mémoire, stocké pendant un temps τ_S , puis transféré sur demande sur l'état photonique ρ_{out} avec une probabilité p_{read} et une fidélité \mathcal{F} .

Mémoires émissives Avec ce type de mémoire, l'état quantique $|\psi_{\text{in}}\rangle$ est créé directement dans la matière, stocké, puis transféré sur un photon, ce qui présente l'avantage de regrouper une source photonique et une mémoire dans le même système. Lorsque l'état atomique est intriqué avec le photon émis, ceci permet d'implémenter notamment des tests fondamentaux de la physique quantique (voir section 1.5.2). La lecture de la mémoire peut alors se faire soit en mesurant directement l'état atomique, soit en le transférant sur un nouveau photon unique. Cette dernière configuration représente la brique principale du protocole appelé DLCZ (pour Duan-Lukin-Cirac et Zoller) [Duan *et al.*, 2001], décrit en détails dans ce manuscrit (voir section 1.6.3 et chapitre 3). Il permet notamment de générer des paires de photons fortement corrélés, ce qui peut également être vu comme une source de photons uniques annoncés.

1.5.2 Applications des mémoires quantiques

Nous avons déjà mentionné l'application phare des mémoires quantiques qu'est le répéteur quantique. Il en existe plusieurs autres, telles que les sources photoniques (pseudo-)déterministes, ou bien des tests plus fondamentaux de la physique quantique, tels que des tests sans faille des inégalités de Bell. Les mémoires sont également

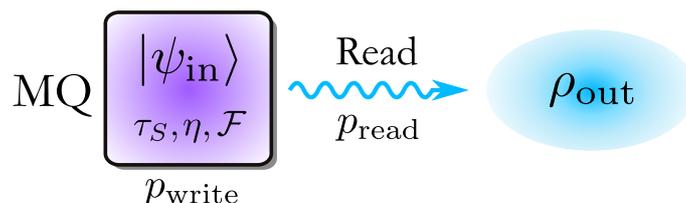


FIGURE 1.12 : Principe d’une mémoire quantique émissive. Le principe est identique à celui de la mémoire absorbante, hormis pour l’état quantique $|\psi_{in}\rangle$, qui n’est pas photonique mais qui est directement créé dans la matière.

utilisées en métrologie quantique et en magnétométrie, pour le calcul quantique à base d’optique linéaire, ou encore pour le traitement de l’information quantique. Nous ne présentons ici que certaines applications, toutes les autres étant décrites en détails dans [Bussières *et al.*, 2013] ou [Simon *et al.*, 2010].

Répéteurs quantiques Comme nous l’avons  evoqu e à la partie précedente, l’utilisation de mémoires quantiques est essentielle pour l’implémentation de protocoles de communication sur longues distances. En effet, la distribution directe d’états quantiques est limitée par les pertes dans les fibres optiques et le théorème de non-clonage empêche l’amplification des états. Propos es par [Briegel *et al.*, 1998], les répéteurs quantiques sont une solution au problème et permettent d’augmenter les distances de communication. De nombreuses architectures de répéteurs ont  ete mises au point et sont notamment étudiées dans [Sangouard *et al.*, 2011]. Dans ce manuscrit, nous nous concentrons sur le protocole DLCZ, d etaill e dans la section 1.6.3.

Source de photons uniques (pseudo-)déterministe Une autre application importante des mémoires est l’implémentation de sources de photons uniques (pseudo-)déterministes, pour des mémoires absorbantes et émissives :

- Prenons le cas d’une mémoire absorbante associée à une source de paires de photons non déterministe. Il est possible de réaliser une source (pseudo-) déterministe en stockant un des photons de la paire dans la mémoire et en détectant l’autre. Ainsi, chaque détection annonce un état stock e dans la mémoire, qui peut alors être utilis e comme une source de photons uniques déterministe.
- Considérons maintenant une mémoire émissive, qui émet deux photons : un lorsque l’état est stock e dans la mémoire, plus un second lorsque l’état est lu. Cette mémoire se comporte donc comme une source de paires de photons corr el es, ou, si l’on détecte le premier photon, comme une source de photons (pseudo-)déterministe.

On ne peut évidemment parler de source (pseudo-)déterministe que pour des efficacités de la mémoire proche de 1, ce qui n’est pas trivial à réaliser en pratique. On préfère donc parler de source de photons annoncés plutôt que de source (pseudo-)déterministe. Celles-ci sont particulièrement utiles pour le calcul quantique bas e sur l’optique linéaire [Knill *et al.*, 2001, Kok *et al.*, 2007], ou pour certains protocoles de répéteurs quantiques [Sangouard *et al.*, 2007, Sangouard *et al.*, 2011].

Tests sans faille des inégalités de Bell Une application plus fondamentale des mémoires quantiques réside dans la réalisation de tests sans faille des inégalités de Bell (en anglais, "loophole-free Bell test"). Le test consiste à mesurer une intrication entre deux systèmes séparés par un intervalle du genre espace, de manière à éliminer la faille de localité liée à l'éventuelle communication entre les systèmes, tout en ayant une haute efficacité de détection pour clore la faille de détection ("fair sampling loophole").

Les mémoires quantiques sont une approche intéressante pour clore ces deux failles. En effet, une détection efficace de photons peut s'effectuer en utilisant un ou plusieurs atomes, capables de convertir l'absorption d'un photon unique en fluorescence facilement et efficacement détectable [Imamoğlu, 2002, James and Kwiat, 2002]. Par exemple, [Hofmann *et al.*, 2012] montrent l'intrication à distance (~ 20 mètres) de deux atomes uniques, en créant en premier lieu une intrication lumière/matière avec un photon pour chaque atome, suivie par une mesure de Bell sur les deux photons émis. Puis une violation des inégalités de Bell est observée en mesurant directement l'état de l'atome avec une forte efficacité. Au delà de l'aspect fondamental, ce type d'expérience peut également être vu comme un canal élémentaire de réseau quantique.

1.5.3 Figures de mérite des mémoires

Plusieurs propriétés et figures de mérite décrivent les performances d'une mémoire quantique photonique, et leur pertinence dépend de l'application visée. Nous discutons ici ces différentes propriétés que sont la fidélité, l'efficacité, le temps de stockage, la bande passante, la longueur d'onde d'opération, et enfin la capacité de stockage multimode.

Fidélité La fidélité est un critère important qui permet de définir si une mémoire est quantique ou non. En effet, il existe un seuil de fidélité en-dessous duquel la mémoire peut être remplacée par un dispositif classique. Par exemple, dans le protocole quantique d'échange de clé discuté dans la partie 1.3.1, faisant intervenir en plus une mémoire, un espion peut mettre en place une stratégie d'interception/renvoi, avec une valeur de fidélité maximale \mathcal{F}_{\max} pour les états renvoyés. Pour discriminer entre la présence d'un espion ou un taux d'erreur simplement induit par la mémoire, celle-ci doit donc présenter une fidélité supérieure à \mathcal{F}_{\max} .

D'une manière générale, la fidélité est reliée au recouvrement entre l'état stocké $|\psi_{\text{in}}\rangle$ et l'état obtenu en sortie de la mémoire ρ_{out} , soit

$$\mathcal{F} = \langle \psi_{\text{in}} | \rho_{\text{out}} | \psi_{\text{in}} \rangle. \quad (1.30)$$

La définition précise dépend ensuite du type de mémoire et du protocole de stockage utilisés. Par exemple, pour des mémoires qui émettent des photons uniques, la fidélité est dite *conditionnelle* car elle est conditionnée par l'émission du photon en sortie de la mémoire. En revanche, pour des mémoires qui stockent des états comprimés, la fidélité est *inconditionnelle*.

Efficacité Il existe, pour l'efficacité d'une mémoire, plusieurs définitions différentes. D'une manière générale, l'efficacité correspond à la probabilité de stocker et d'extraire un état quantique, soit

$$\eta = p_{\text{write}} \times p_{\text{read}}, \quad (1.31)$$

avec p_{write} et p_{read} les probabilités d'écriture et de lecture de l'état. Cette efficacité est dite inconditionnelle. En revanche, lorsque le calcul de l'efficacité est conditionné par le fait que l'état a bien été stocké, on parle d'efficacité conditionnelle. Cette définition est particulièrement utilisée dans le cas de mémoires à photons uniques, pour lesquelles la probabilité d'écriture est faible.

Pour la plupart des applications utilisant des mémoires, l'efficacité doit être grande (voir [Sangouard *et al.*, 2011] pour les répéteurs quantiques par exemple). Malheureusement, ceci n'est pas toujours aisé à obtenir expérimentalement, comme nous le montrons dans la partie 1.6. Une manière de contourner le problème est d'utiliser des mémoires dites *annoncées*, où le stockage de l'état dans la mémoire est annoncé par un signal (typiquement par l'émission d'un photon). Ainsi, même s'il existe des pertes à l'écriture, et donc un stockage non-déterministe d'états, l'annonce permet de s'en affranchir en signifiant seulement les événements de stockage [Laurat, 2009].

Temps de stockage Il s'agit du temps τ_S pendant lequel une mémoire peut stocker un état sans qu'il ne soit trop dégradé, *i.e.* pour lequel la fidélité reste supérieure à la fidélité \mathcal{F}_{max} qui délimite la frontière classique/quantique du protocole considéré. Ce temps τ_S est d'autant plus grand que les processus de décohérence s'appliquant au support de stockage sont faibles. Le temps de stockage est un critère très important pour les applications de communication sur longues distances telles que les répéteurs quantiques, pour lesquels les temps de communication entre les sites distants requièrent un temps de stockage minimum. Celui-ci est généralement déterminé par le temps nécessaire à l'établissement de l'intrication sur l'ensemble du répéteur quantique (voir Fig. 1.10), *i.e.* quelques secondes pour 1000 km de fibre [Sangouard *et al.*, 2011]. Il est cependant possible de réduire ce temps au temps nécessaire à l'établissement de l'intrication au sein d'un canal élémentaire du répéteur, lorsque chaque étape du répéteur quantique est effectuée de manière déterministe [Bussières *et al.*, 2013].

Bande passante La bande passante d'une mémoire définit la largeur temporelle des photons ou impulsions optiques qui peuvent être stockés, ce qui impose donc un taux de répétition limite pour les expériences. Ainsi, plus la bande passante de la mémoire est grande, plus le taux de répétition accessible pour le stockage d'états est élevé. Cette largeur est également un critère très important lorsque la mémoire est interfacée avec d'autres éléments d'un réseau de communication, tels que des sources de photons uniques. Si la mémoire est absorbante, sa bande passante doit être adaptée à celle des photons uniques à stocker, ou inversement. De même, si la mémoire est émissive, et que les photons émis sont utilisés pour des expériences de téléportation, *i.e.* d'interférences avec d'autres photons, les largeurs spectrales

doivent également correspondre. Comme nous le détaillons dans le chapitre 4, il est difficile de modifier la bande passante d'une mémoire, généralement déterminée par l'espèce atomique du support de stockage, ou par sa matrice cristalline. Il est donc préférable d'adapter les sources, généralement larges spectralement, en réduisant leur largeur spectrale au moyen de filtres (voir Annexe E) ou de cavité optiques.

Longueur d'onde d'opération Pour les communications sur longues distances, il est important que les photons porteurs d'information et se propageant dans les fibres optiques, aient une longueur d'onde qui se situe dans la région de faible absorption de la silice, *i.e.* aux longueurs d'onde télécoms (~ 1550 nm). Il est donc très intéressant d'avoir accès à des mémoires quantiques aux longueurs d'onde télécoms. Cependant, même si certaines activités de recherche vont dans ce sens [Staudt *et al.*, 2007, Dajczgewand *et al.*, 2014], la plupart des mémoires opèrent dans le visible ou dans le proche infra-rouge. Ainsi, d'autres solutions sont nécessaires pour interfacer les mémoires avec des photons télécoms. L'une d'elles consiste à réaliser des sources qui émettent des paires de photons non-dégénérés en longueur d'onde, avec un photon télécom et l'autre compatible avec une mémoire. Une autre solution réside dans la conversion en fréquence basée sur de l'optique non-linéaire dans des ensembles atomiques [Radnaev *et al.*, 2010] par exemple, ou à l'aide de guides d'onde en optique intégrée [Tanzilli *et al.*, 2005, Curtz *et al.*, 2010, Takesue, 2010, Albrecht *et al.*, 2014, Kaiser *et al.*, 2014a]. Cette dernière solution est décrite en détails dans le chapitre 4.

Capacité de stockage multimode L'utilisation de mémoires multimodes, capables de stocker simultanément N photons dans des modes différents, permet d'obtenir un multiplexage temporel [Afzelius *et al.*, 2009, Glorieux *et al.*, 2012], spatial [Lan *et al.*, 2009] ou spectral [Nunn *et al.*, 2007]. Ceci permet aussi d'augmenter considérablement les taux de répétition du stockage, ce qui peut être très intéressant pour plusieurs applications discutées précédemment [Simon *et al.*, 2007a].

Conclusion

Idéalement, une mémoire quantique doit regrouper toutes ces figures de mérite :

- ☞ une fidélité proche de 1 pour des longs temps de stockage (\gtrsim ms) ;
- ☞ une grande efficacité (~ 1) associée à une lecture sur demande de l'état ;
- ☞ une bande passante adaptée à celles des photons utilisés dans les réseaux quantiques ;
- ☞ une absorption/émission de photons aux longueurs d'onde télécoms ;
- ☞ une capacité de stockage multimode, en temps, fréquence ou espace.

Bien sûr, il est difficile expérimentalement (voire impossible pour le moment) de regrouper toutes ces propriétés à la fois pour un seul et même support de stockage. Depuis une dizaine d'années, la recherche du support de stockage le plus performant est donc menée, et les réalisations expérimentales dans des supports variés se sont multipliées.

1.6 État de l'art des mémoires quantiques photoniques

Dans cette partie, nous donnons une vue d'ensemble des nombreuses réalisations expérimentales effectuées durant les dix dernières années. De nombreux protocoles de stockage ont ainsi vu le jour dans des supports variés que nous passerons brièvement en revue. Plusieurs papiers de revue sont consacrés aux réalisations expérimentales de mémoires quantiques, des preuves de principe jusqu'aux progrès récents. Ils se focalisent sur les implémentations dans les ensembles atomiques [Lukin, 2003], dans les ions piégés [Duan and Monroe, 2010], et dans les ensembles d'atomes à l'état solide [Tittel *et al.*, 2010]. Le papier [Simon *et al.*, 2010] décrit le travail réalisé dans le cadre du projet européen "Qubit Applications (QAP)", [Hammerer *et al.*, 2010] est consacré aux interactions lumière-matière, et [Wootton, 2012] aux mémoires quantiques et aux corrections d'erreurs. Il existe deux approches pour le stockage de l'information quantique : utiliser des systèmes quantiques uniques (atomes uniques, centres colorés dans le diamant, ou boîtes quantiques), ou bien privilégier des ensembles atomiques sous forme solide ou gazeuse (vapeur chaude ou froide).

1.6.1 Systèmes quantiques uniques

Les systèmes quantiques uniques apparaissent comme des supports de stockage très intéressants car cette approche permet d'adresser directement le qubit codé sur la matière. Il est alors possible d'une part de mesurer l'état du système avec une grande efficacité [Imamoğlu, 2002, James and Kwiat, 2002], et d'autre part d'effectuer des manipulations individuelles de qubits [Wilk *et al.*, 2010] pour le traitement *in situ* de l'information quantique.

Atomes uniques Afin d'obtenir un fort couplage lumière/matière, une méthode consiste à utiliser un atome unique piégé dans une cavité optique de haute finesse [Kimble, 2008]. Le transfert réversible et efficace d'états quantiques entre la lumière et la matière est ainsi rendu possible. La première démonstration de ce type de transfert a été réalisée par [Wilk *et al.*, 2007], où un qubit stationnaire codé sur les niveaux d'énergie d'un atome unique placé dans une cavité est transféré de manière cohérente sur un qubit photonique, émis dans le mode spatial de la cavité. Le processus inverse est plus délicat à obtenir et a été démontré pour la première fois par [Specht *et al.*, 2011] (voir Fig. 1.13). Dans cette expérience, les états de polarisation arbitraires d'une impulsion lumineuse cohérente sont transférés de manière réversible sur un atome unique piégé dans une cavité, avec une fidélité moyenne de 93% après un temps de stockage de 2 μs , une efficacité de 9% et un temps de cohérence de 180 μs . Peu après, le même groupe a réalisé un réseau quantique élémentaire basé sur deux mémoires à atomes uniques distantes de 21 m, où la transmission d'un photon unique entre les deux atomes permet de transférer un état quantique d'un atome à l'autre [Ritter *et al.*, 2012]. L'intrication annoncée entre deux atomes uniques placés dans des pièges dipolaires distants de 20 m a également été démontrée en 2012 [Hofmann *et al.*, 2012].

Parallèlement, des expériences ont été menées avec des ions piégés : [Moehring *et al.*, 2007] ont démontré une intrication à distance (1 m) de deux ions piégés, et [Piro *et al.*, 2010] ont montré l'absorption annoncée d'un photon unique par une ion unique piégé.

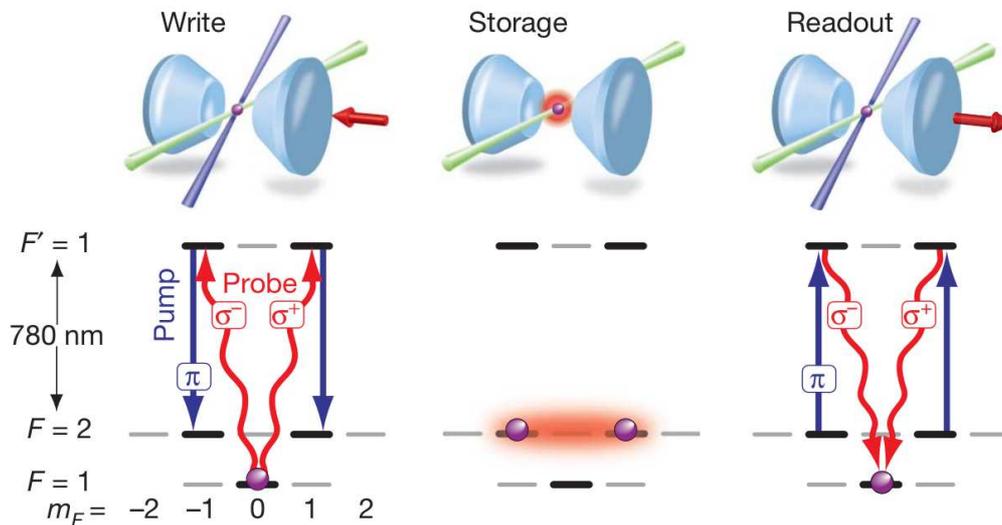


FIGURE 1.13 : Mémoire quantique basée sur un atome unique (illustration tirée de [Specht *et al.*, 2011]). Un atome unique est piégé au centre d'une cavité haute finesse via un piège optique, dans l'état $|F = 1, M = 0\rangle$. Un faisceau cohérent de polarisation $\sigma^+ + \sigma^-$ est converti en une excitation atomique de spin via un faisceau d'écriture de polarisation π . L'état est stocké sur une superposition de niveaux $|F = 2, M = -1\rangle + |F = 2, M = 1\rangle$, puis est relu via un faisceau de lecture.

Centres colorés dans le diamant Les centres colorés dans le diamant sont également un support de stockage à l'étude pour les mémoires quantiques photoniques. Ces systèmes sont intéressants car ils présentent des longs temps de cohérence, de l'ordre de la seconde comme le montrent les travaux réalisés par [Maurer *et al.*, 2012]. En 2010, l'intrication entre le spin d'un centre NV (nitrogen-vacancy) dans un diamant et un photon a été réalisée par [Togan *et al.*, 2010], suivie par la démonstration d'interférences quantiques entre deux photons uniques émis par deux centres NV [Bernien *et al.*, 2012, Sipahigil *et al.*, 2012] et enfin par celle de l'intrication annoncée entre deux centres NV séparés de 3 m [Bernien *et al.*, 2013].

Boîtes quantiques Les boîtes quantiques sont, depuis peu, des nouveaux candidats pour la réalisation de mémoires quantiques. L'intrication entre un photon unique et une boîte quantique a ainsi été démontrée par [De Greve *et al.*, 2012] et [Gao *et al.*, 2012].

1.6.2 Ensembles atomiques

Les ensembles atomiques constituent une approche différente des systèmes quantiques uniques que nous venons de discuter. Ils permettent d'obtenir un couplage lumière/matière important grâce au grand nombre d'atomes et aux fortes épaisseurs optiques mises en jeu, sans nécessairement utiliser des cavités de haute finesse, qui

1.6. État de l'art des mémoires quantiques photoniques

ne sont pas toujours faciles à mettre en œuvre. Plusieurs milieux sont ainsi utilisés : des cristaux dopés aux ions terres-rares, des vapeurs d'atomes chauds, et enfin des ensembles d'atomes froids.

Cristaux dopés aux ions terres-rares Les cristaux dopés aux ions terres-rares sont des supports de stockage très étudiés du fait des longs temps de cohérences des ions piégés dans la matrice cristalline, lorsque celle-ci est refroidie à des températures cryogéniques. De plus, l'élargissement inhomogène intrinsèque des cristaux étant typiquement de quelques dizaines de MHz jusqu'à quelques GHz, ils sont particulièrement adaptés au stockage, éventuellement multimode, de photons de grande largeur spectrale. En revanche, l'inconvénient principal des cristaux réside dans leur épaisseur optique limitée et fixée pour chaque cristal, ce qui impose une limite à l'efficacité.

L'élargissement inhomogène induisant un déphasage des dipôles atomiques, les mémoires quantiques implémentées dans des cristaux sont pour la plupart basées sur des protocoles d'écho de photon, qui remettent en phase les dipôles atomiques du cristal après un certain temps, de manière à recréer une cohérence atomique collective. On distingue deux protocoles de stockage principaux dans les cristaux : les protocoles CRIB et AFC.

- CRIB (Controlled Reversible Inhomogeneous Broadening)

Le papier de revue [Tittel *et al.*, 2010] est consacré à ce protocole, qui consiste dans un premier temps à créer une fine raie d'absorption dans le cristal par pompage optique. Puis, un champ électrique externe est appliqué, produisant un élargissement inhomogène contrôlé, qui est ensuite inversé après un certain temps de manière à remettre en phase les dipôles atomiques et induire ainsi l'émission du faisceau stocké par un écho de photon. Ce protocole a été proposé pour la première fois en 2001 pour le stockage de photons dans des vapeurs atomiques [Moiseev and Kröll, 2001], puis dans des cristaux [Nilsson and Kröll, 2005, Kraus *et al.*, 2006]. La première démonstration expérimentale a été réalisée, quant à elle, en 2006 dans un cristal de Y_2SiO_5 dopé aux ions europium (580 nm) avec une efficacité très faible ($\simeq 10^{-6}$), en utilisant le stockage d'impulsions lumineuses classiques [Alexander *et al.*, 2006]. Cette faible efficacité a par la suite été augmentée jusqu'à $\sim 0,13$ par [Hétet *et al.*, 2008b] dans un cristal de Y_2SiO_5 dopé aux ions praséodyme (606 nm). Puis, en 2010, [Hedges *et al.*, 2010] ont réalisé la mémoire la plus efficace démontrée jusqu'à maintenant, avec le stockage et la réémission d'états cohérents à 606 nm également, présentant une efficacité de 69% pour $\tau_S = 1,3 \mu\text{s}$. Parallèlement, [Lauritzen *et al.*, 2010] ont stocké des impulsions lumineuses au niveau du photon unique et aux longueurs d'onde des télécommunications, dans un cristal de Y_2SiO_5 dopé aux ions erbium (1536 nm), avec $\eta \simeq 10^{-2}$ pour $\tau_S = 600 \text{ ns}$.

- AFC (Atomic Frequency Comb)

Le protocole AFC est lui aussi basé sur le processus d'écho photon, mais il dépasse cependant les qualités du protocole CRIB en matière de bande passante et de capacité de stockage multimode. Proposé en 2009 par [Afzelius *et al.*, 2009],

il consiste à utiliser un peigne de fréquence (ou réseau spectral) gravé sur le profil d'absorption du cristal, puis à transférer le signal lumineux contenant l'information à stocker sur une excitation collective. Le réseau est ensuite sondé et restitue alors l'information sous forme d'un écho lumineux, image de l'impulsion stockée. Dans ce protocole ("AFC à deux niveaux"), la réémission collective se produit après un temps pré-déterminé par la période du peigne de fréquence. Afin d'effectuer une lecture sur demande, il convient de transférer l'excitation collective sur un niveau fondamental ("AFC complet") via des faisceaux de contrôle (voir Fig. 1.14).

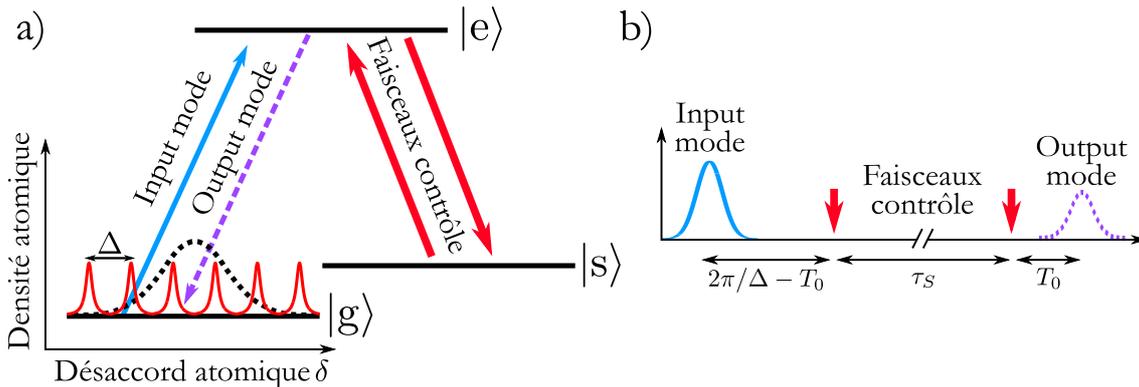


FIGURE 1.14 : Principe du protocole de stockage AFC [Afzelius *et al.*, 2009]. a) Un réseau spectral, dont les pics sont séparés de Δ , est gravé sur le profil d'absorption $|g\rangle \mapsto |e\rangle$. b) Le mode d'entrée est absorbé et excite de manière cohérente les modes du réseau, qui subissent un déphasage puis sont à nouveau en phase après un temps $2\pi/\Delta$, ce qui induit une émission cohérente de type écho de photon. Une paire de faisceaux de contrôle sur la transition $|e\rangle \mapsto |s\rangle$ permettent de transférer l'état stocké pendant τ_S sur un niveau fondamental présentant un long temps de cohérence.

La première démonstration expérimentale du protocole AFC à deux niveaux a été réalisée au niveau du photon unique par [de Riedmatten *et al.*, 2008] dans un cristal de YVO_4 dopé aux ions néodyme ($\eta \simeq 0,5$ pour $\tau_S \simeq 1 \mu\text{s}$), puis par [Bonarota *et al.*, 2010] (cristal de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$, 793 nm, $\eta \simeq 17\%$) et [Sabooni *et al.*, 2010] (cristal de $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$, 606 nm) avec $\eta = 25\%$ puis 56 % en plaçant le cristal dans une cavité optique [Sabooni *et al.*, 2013]. Le stockage cohérent et réversible de 64 modes optiques au niveau du photon unique dans le domaine temporel a démontré la caractère multimode de ce protocole [Usmani *et al.*, 2010]. En 2011, deux groupes ont réalisé le stockage réversible de photons intriqués en time-bin dans du $\text{Ti} : \text{Tm} : \text{LiNbO}_3$ très large spectralement (5 GHz) [Saglamyurek *et al.*, 2011] et en énergie-temps dans un cristal de $\text{Nd} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ [Clausen *et al.*, 2011], avec des efficacités respectives de 2% et 25% pour des temps de stockage pré-déterminés de l'ordre de 10 ns. Puis l'intrication annoncée de deux mémoires distinctes à l'aide d'un état à photon unique délocalisé dans deux modes spatiaux a été réalisée [Usmani *et al.*, 2012], ainsi que le stockage de qubits photoniques dans des cristaux [Zhou *et al.*, 2012, Clausen *et al.*, 2012, Gündoğan *et al.*, 2012]. Plus récemment, le groupe de H. de Riedmatten a démontré un stockage de photons uniques annoncés (cristal de $\text{Pr}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$, 606 nm, $\tau_S = 4,5 \mu\text{s}$) [Rieländer *et al.*, 2014] ainsi que le stockage d'impulsions aux longueurs d'onde télécoms via un étage de conversion de fréquence, également dans du

1.6. État de l'art des mémoires quantiques photoniques

$\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ($\eta = 20\%$ pour $\tau_S = 5 \mu\text{s}$) [Maring *et al.*, 2014]. Puis, [Bussieres *et al.*, 2014] ont récemment montré la téléportation d'un photon télécom à 1338 nm vers un photon à 883 nm, stocké de manière réversible dans une mémoire quantique préservant la polarisation ($\eta = 5\%$ pour $\tau_S = 50 \text{ ns}$), réalisant ainsi un répéteur quantique élémentaire. Enfin, nous pouvons noter l'implémentation récente du protocole AFC dans une fibre optique dopée aux ions erbium, avec le stockage de photons intriqués en "time-bin" et aux longueurs d'onde télécoms [Saglamyurek *et al.*, 2014]. Malgré une efficacité et un temps de stockage limités ($\eta = 1\%$ pour $\tau_S = 5 \text{ ns}$), ce type de système constitue une interface lumière/matière prometteuse.

Tous ces travaux sont effectués avec le protocole AFC à deux niveaux. La première démonstration du protocole complet a été réalisée par [Afzelius *et al.*, 2010] ($\tau_S = 20 \mu\text{s}$), puis [Gündoğan *et al.*, 2013] ont montré le stockage de 5 modes temporels. Plus récemment, [Jobez *et al.*, 2014] ont atteint des efficacités de 12% pour des temps de stockage de 16 μs , au niveau du photon unique. Le vrai régime de photon unique avec ce protocole complet d'AFC représente aujourd'hui l'un des objectifs premiers à atteindre [Timoney *et al.*, 2013].

- Autres protocoles : EIT et ROSE

D'autres protocoles ont été proposés pour les mémoires dans des cristaux dopés. Tout d'abord, celui de transparence électromagnétiquement induite (EIT, voir paragraphe suivant) a été testé dans les cristaux. Il n'est pas très adapté aux milieux inhomogènes car il n'exploite pas leur propriétés, notamment en terme de bande passante. Cependant, il a permis de démontrer des temps de stockage remarquablement longs, de l'ordre de la minute, dans un cristal de $\text{Pr}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$, avec, cependant, une faible efficacité (0,4%) [Heinze *et al.*, 2013].

Enfin, le protocole ROSE (pour "Revival Of Silenced Echo") s'inscrit également dans la lignée de l'écho de photon et consiste à récupérer l'impulsion stockée après une seconde remise en phase des dipôles, alors que le premier écho est supprimé. La première réalisation expérimentale à 793 nm (cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$) présente une efficacité de 20% pour un temps de stockage de 80 μs [Damon *et al.*, 2011] et l'implémentation de ce protocole dans des cristaux dopés erbium promet de grandes efficacités ($\sim 40\%$) aux longueurs d'onde télécoms [Dajczgewand *et al.*, 2014].

Conclusion

Même si leurs épaisseurs optiques sont fixes et limitées, les mémoires quantiques dans des cristaux dopés aux ions terres-rares sont particulièrement intéressantes pour le stockage multimode, associé à de grandes bandes passantes.

Vapeurs atomiques Les vapeurs atomiques sont un support de stockage très étudié car elles présentent l'avantage de fonctionner à température ambiante, ce qui facilite l'intégration des mémoires au sein d'un schéma de répéteur quantique à grande échelle. Du fait de l'élargissement Doppler inhomogène dans ces vapeurs, les protocoles font intervenir des interactions hors-résonance.

- Schéma Raman

Le groupe de I. Walmsley à Oxford se concentre depuis plusieurs années sur la réalisation d'une mémoire quantique pour photons uniques dans des vapeurs atomiques, basée sur un schéma Raman hors-résonance et des transitions Raman stimulées. Celui-ci a été proposé en 2007 et permet de stocker de manière cohérente et réversible des impulsions lumineuses plus courtes que la nanoseconde [Nunn *et al.*, 2007]. La première réalisation expérimentale a montré le stockage dans une vapeur de césium d'impulsions de plus de 1 GHz de largeur spectrale, avec une efficacité de 30 % pour un temps de stockage de 12,5 ns [Reim *et al.*, 2010]. L'expérience a ensuite été réalisée avec des impulsions contenant en moyenne 1,6 photon, et a montré un stockage efficace ($\simeq 20\%$) [Reim *et al.*, 2011] (voir Fig. 1.15). Puis le stockage d'états de polarisation de la lumière (10^3 - 10^4 photons/impulsion) a été démontré ($\eta \simeq 6\%$ pour $\tau_S = 300$ ns) [England *et al.*, 2012]. La limitation majeure de ce type d'expérience est le bruit photonique induit par les faisceaux Raman classiques nécessaires au protocole de stockage.

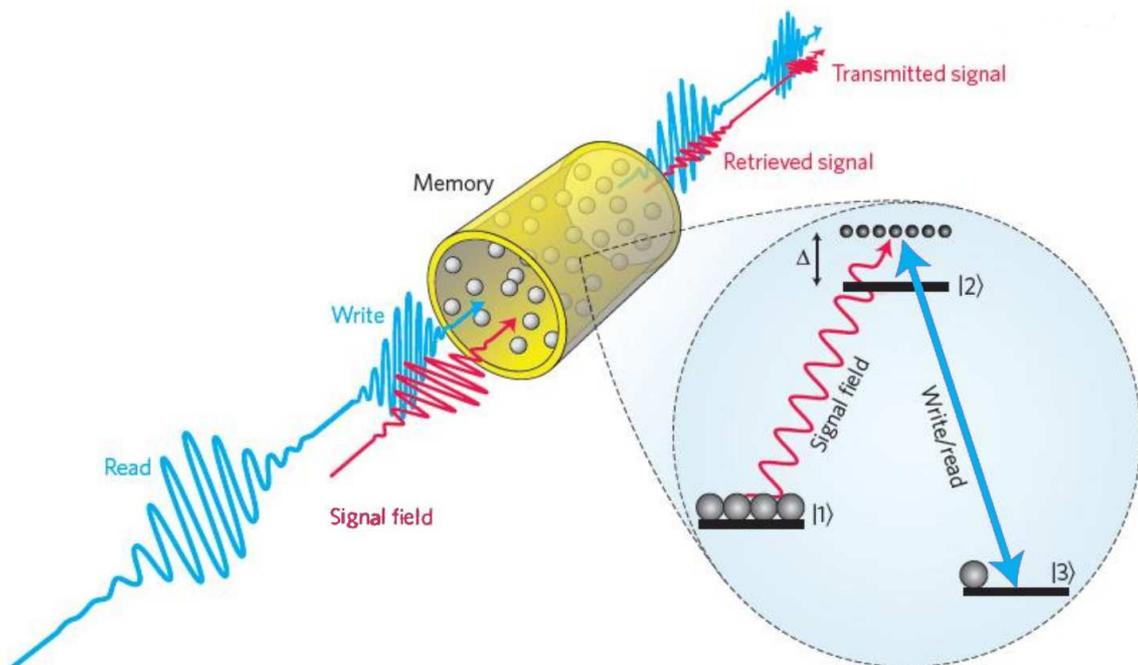


FIGURE 1.15 : Mémoire basée sur le schéma Raman. Le signal, désaccordé de Δ par rapport à la transition $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, est envoyé dans la vapeur atomique, avec un faisceau intense (write) désaccordé par rapport à la transition $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, qui induit une transition Raman stimulée. L'état stocké sur une excitation collective, est relu sur demande en appliquant un faisceau intense de lecture. L'illustration est tirée de [Reim *et al.*, 2010].

- Écho de gradient

Le protocole d'écho de gradient est basé lui aussi sur l'écho de photon. Il consiste à introduire un élargissement contrôlé d'une transition de la vapeur atomique en appliquant par exemple un gradient de champ magnétique. Puis l'état à stocker est transféré sur une onde de spin par transition Raman stimulée hors résonance. L'onde

de spin subit ensuite un déphasage, et, après un temps choisi, l'élargissement inhomogène est inversé de manière à remettre en phase l'onde de spin et à la transférer sur un état photonique. Ce protocole, essentiellement utilisé dans le groupe de P. K. Lam [Hétet *et al.*, 2008a], a permis de démontrer un séquenceur d'impulsions dans une vapeur de Rb, où les faisceaux sont stockés et lus dans des ordres arbitraires [Hosseini *et al.*, 2009]. Plus récemment, le même groupe a réalisé une mémoire en régime classique avec une efficacité de $\sim 80\%$ (pour $\tau_S \sim \mu\text{s}$) [Hosseini *et al.*, 2011b], suivi par la démonstration d'une mémoire à bas bruit, au niveau du photon unique (1 photon/impulsion en moyenne, $\eta \simeq 80\%$ pour $\tau_S = 3 \mu\text{s}$) [Hosseini *et al.*, 2011a].

- Interaction Faraday

Ce protocole permet de créer une interaction lumière/matière où l'information est codée sur la polarisation de photons. Après sa propagation dans la vapeur, une impulsion lumineuse hors-résonance est envoyée sur un analyseur de polarisation, dont le résultat est appliqué aux atomes au moyen d'une impulsion magnétique de durée et amplitude choisies. En conséquence, les paramètres de Stokes de l'impulsion lumineuse sont transférés sur les composantes du moment angulaire atomique collectif [Lvovsky *et al.*, 2009, Hammerer *et al.*, 2010]. Cette interaction non-destructive entre la polarisation de l'impulsion et le moment orbital atomique collectif, a permis de démontrer en 2001 l'intrication entre deux ensembles atomiques de césium [Julsgaard *et al.*, 2001], puis en 2004 le stockage d'impulsions lumineuses [Julsgaard *et al.*, 2004]. Des expériences de téléportation ont été réalisées avec ce protocole, entre la lumière et la matière [Sherson *et al.*, 2006] puis, plus récemment, entre deux vapeurs de césium [Krauter *et al.*, 2013]. Enfin, [Jensen *et al.*, 2011] ont démontré une mémoire quantique pour des états comprimés (6.0 dB), avec un temps de stockage de 1 ms. Cependant, ce protocole ne comprend pas de réelle phase de lecture de l'état stocké puisque celui-ci est estimé à partir de mesures effectuées sur l'ensemble atomique.

Conclusion

Les mémoires quantiques basées sur des vapeurs atomiques à température ambiante sont attractives du point de vue de leur simplicité de mise en œuvre, associée à de grandes bandes passantes. Cependant, l'agitation thermique de ces ensembles atomiques limitent les temps de stockage, notamment à cause du temps de transit limité des atomes à travers les faisceaux de stockage.

Ensembles d'atomes froids Les ensembles atomiques refroidis par laser représentent actuellement l'un des systèmes les plus avancés pour les interactions lumière/matière au niveau du photon unique. La faible agitation thermique des atomes assure un élargissement inhomogène très limité ainsi que des longs temps de cohérence. Ces ensembles d'atomes froids, majoritairement réalisés avec des atomes de rubidium ou de césium, permettent la mise en place des deux principaux protocoles basés sur la création d'excitation collective de spin : l'EIT et le DLCZ.

- Transparence électromagnétiquement induite (EIT)

Ce processus est basé sur un effet non-linéaire qui apparaît dans des structure énergétiques à trois niveaux de type Λ . Il permet de ralentir un faisceau lumineux dans un milieu atomique, puis de transférer l'état porté par ce faisceau sur l'ensemble atomique en appliquant un faisceau de contrôle. Puis, en contrôlant dynamiquement ce faisceau, l'état peut être restitué à la demande sous forme photonique, ce qui permet de réaliser une mémoire quantique [Lukin, 2003, Lvovsky *et al.*, 2009]. Le stockage de photons uniques dans un ensemble d'atomes froids via ce protocole a été démontré pour la première fois en 2005 [Chanelière *et al.*, 2005]⁴ (voir Fig. 1.16). Le tour de force de cette expérience est de générer des photons uniques dans un premier ensemble atomique en utilisant le protocole DLCZ (voir paragraphe suivant), puis de faire voyager ces photons uniques dans 100 m de fibre optique vers un second ensemble atomique, et de les stocker de manière réversible pendant $0,5 \mu\text{s}$, tout en préservant leur statistique sub-poissonienne.

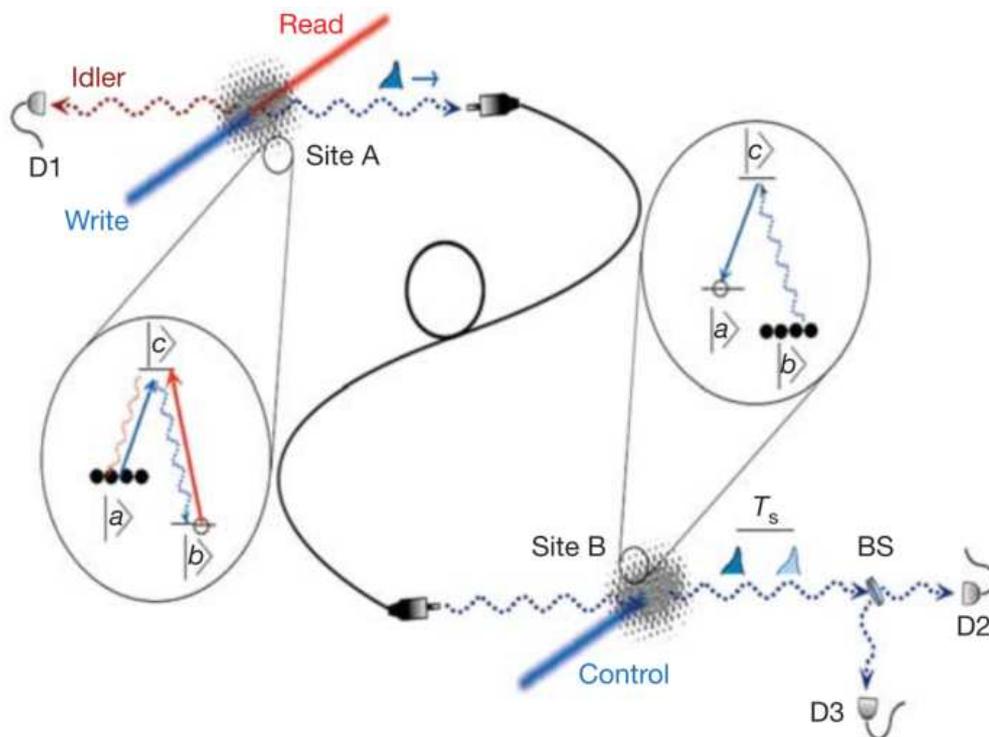


FIGURE 1.16 : Dispositif et illustration de [Chanelière *et al.*, 2005]. Deux ensembles d'atomes froids, connectés par une fibre monomode de 100 m, se trouvent sur les sites A et B. Les deux figures insérées représentent les niveaux d'énergies, les fréquences des différents faisceaux et les populations atomiques initiales. Des photons uniques sont générés au site A via le protocole DLCZ, puis sont stockés et lus par EIT au site B.

Plus tard, une étape importante vers les applications des réseaux quantiques a résidé dans le stockage réversible d'une intrication photonique dans deux ensembles d'atomes froids de rubidium [Choi *et al.*, 2008]. En régime de variables continues,

4. Il faut noter que la même expérience a été réalisé en 2005 par [Eisaman *et al.*, 2005] en utilisant des vapeurs atomiques à température ambiante.

la première expérience de stockage d'états comprimés dans un ensemble d'atomes froids date de 2008 [Honda *et al.*, 2008] (dans des vapeurs chaudes également [Appel *et al.*, 2008]), puis de 2010 [Arikawa *et al.*, 2010]. Le stockage d'impulsions en régime classique basé sur le protocole EIT dans des ensembles d'atomes froids a montré des efficacités allant jusqu'à 50% pour un temps de stockage de 100 ns dans un ensemble présentant une épaisseur optique > 50 [Zhang *et al.*, 2011], puis 78% pour $\tau_S = 10 \mu\text{s}$ [Chen *et al.*, 2013]. En régime de photon unique, l'intrication à distance entre un atome unique piégé dans une cavité et un condensat de Bose-Einstein, via le stockage par EIT de photons uniques émis par l'atome, a été réalisé dans le groupe de G. Rempe [Lettner *et al.*, 2011], puis le stockage réversible de photons uniques dans un ensemble, et générés par le protocole DLCZ dans un autre ensemble atomique, a été à nouveau démontré en 2012 [Zhou *et al.*, 2012]. Des travaux récents ont montré que le temps de stockage d'impulsions classiques par EIT peut être étendu jusqu'à 16 s en plaçant les atomes dans un piège dipolaire et en utilisant des techniques de découplage dynamique [Dudin *et al.*, 2013]. Enfin, des groupes se sont récemment intéressés au stockage de qubits codés sur le moment angulaire orbital de la lumière, en démontrant le stockage d'impulsions au niveau du photon unique [Veissier *et al.*, 2013, Nicolas *et al.*, 2014], puis le stockage d'une intrication codée sur le moment angulaire orbital [Ding *et al.*, 2014].

- Protocole DLCZ

Proposé par Duan, Lukin, Cirac et Zoller [Duan *et al.*, 2001], le protocole DLCZ constitue un segment élémentaire de répéteur quantique, que nous détaillons dans la section suivante. La première étape de ce protocole consiste à stocker une excitation collective atomique à l'aide d'un faisceau d'écriture classique, qui induit la transition Raman spontanée d'un atome vers un autre niveau d'énergie. Au cours de cette transition, l'ensemble atomique émet un photon qui annonce la création d'une onde de spin. Puis, après un certain temps τ_S , l'excitation collective est transférée, sur demande, sur un autre photon dans un mode spatio-temporel bien défini. Ce protocole de stockage permet donc de réaliser une mémoire émissive, qui peut être également vue comme une source de photons uniques annoncés. Son principe détaillé est présenté dans le chapitre 3, et schématisé sur la Fig 1.17.

Cette première étape, dite stockage DLCZ, a été implémentée dans des nuages d'atomes froids pour la première fois en 2003 [Kuzmich *et al.*, 2003, van der Wal *et al.*, 2003], et a permis par la suite d'utiliser l'intrication entre un photon unique et un ensemble d'atomes froids pour projeter ce dernier dans un état désiré [Matsukevich and Kuzmich, 2004]. Ce protocole permet d'émettre des photons avec une haute efficacité de lecture, comme l'ont montré [Laurat *et al.*, 2006] avec $\eta = 50\%$, et [Simon *et al.*, 2007b] avec $\eta = 84\%$ en plaçant les atomes dans une cavité. Une expérience de téléportation a également été réalisée par le groupe de J.-W. Pan [Chen *et al.*, 2008], puis, plus récemment, l'intrication de quatre ensembles atomiques se situant dans un seul et même nuage d'atomes froids par l'équipe de J. Kimble [Choi *et al.*, 2010]. De plus, ce protocole permet d'étendre les temps de stockage jusqu'à plusieurs ms [Zhao *et al.*, 2009a, Zhao *et al.*, 2009b] en plaçant les atomes dans des réseaux optiques et/ou en utilisant des configurations énergétiques insensibles

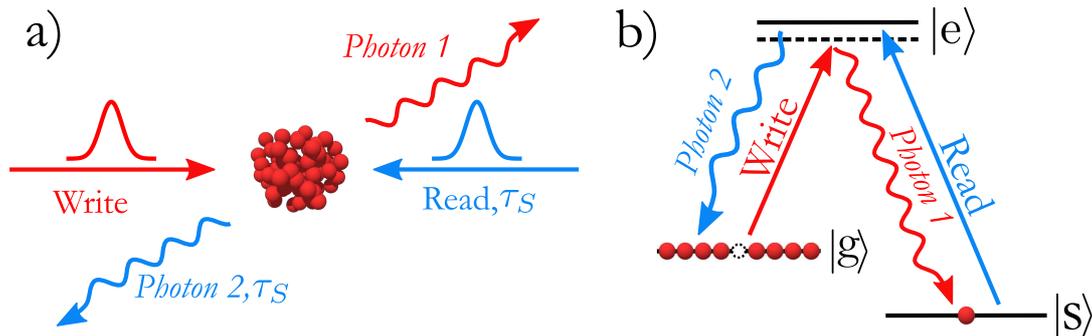


FIGURE 1.17 : Étape de stockage du protocole DLCZ. a) Un faisceau classique et cohérent "Write" induit une transition Raman spontanée d'un atome vers un autre niveau d'énergie, via l'émission d'un photon 1. L'excitation collective atomique ainsi produite est stockée pendant τ_S , avant d'envoyer un faisceau de lecture "Read" cohérent qui induit le transfert de l'excitation de spin sur un photon 2. b) Fréquences des faisceaux et photons mis en jeu, avec $|g\rangle$ et $|s\rangle$ deux niveaux fondamentaux et $|e\rangle$ un niveau excité.

au champ magnétique. En 2010, [Radnaev *et al.*, 2010] ont démontré des temps de stockage de 100 ms ($\eta = 5\%$), suivi de la conversion des photons émis vers les longueurs télécoms en utilisant un processus de mélange à 4 ondes dans un ensemble atomique. Puis, [Bao *et al.*, 2012] ont réalisé une expérience en plaçant les atomes dans une cavité en anneau, obtenant ainsi une efficacité de 30% pour de longs temps de stockage (3,2 ms). Récemment, [Bimbard *et al.*, 2014] ont effectué une tomographie des photons uniques émis lors du protocole DLCZ, par un ensemble atomique placé dans une cavité, au moyen d'une détection homodyne.

Ce protocole a été majoritairement utilisé pour implémenter des mémoires émissives. Cependant, il peut être envisagé pour des mémoires absorbantes, afin de stocker des qubits photoniques. En 2009, le groupe de V. Vuletić a ainsi montré le stockage annoncé d'états de polarisation portés par des impulsions contenant 10^4 photons, dans un ensemble atomique placé dans une cavité [Tanji *et al.*, 2009], avec une efficacité de lecture de 50%. Cependant, le processus d'écriture de l'état étant basé sur une transition Raman spontanée, sa probabilité est très faible dans cette expérience ($\eta = 10^{-6}$ /photon).

Conclusion

En conclusion, les mémoires quantiques à base d'ensembles d'atomes froids présentent de bonnes efficacités liées aux fortes épaisseurs optiques réalisables, combinées à des effets d'interférences collectives. De plus, la faible agitation thermique régnant dans ces ensembles permet de limiter les processus de décohérence et ainsi d'étendre les temps de stockage en préservant de bonnes fidélités. Ces ensembles présentent cependant des limitations, notamment les bandes passantes de quelques MHz (largeurs des raies atomiques) ou encore une faible capacité de stockage multimode.

1.6.3 Répéteurs quantiques basés sur le protocole DLCZ

Le papier de revue [Sangouard *et al.*, 2011] est consacré aux répéteurs quantiques à base d'ensembles atomiques et d'optique linéaire, et en particulier au protocole DLCZ. Celui-ci propose de réaliser des répéteurs quantiques en utilisant des ensembles atomiques comme mémoires quantiques émissives, associées à des techniques d'optique linéaire et de comptage de photons pour accomplir les opérations requises [Duan *et al.*, 2001].

Il permet notamment une génération d'intrication entre deux ensembles atomiques distants, nommés par exemple L et R. Le processus à la base de ce protocole est celui décrit précédemment : un faisceau classique induit, avec une faible probabilité p , l'émission Raman spontanée d'un photon, associée au stockage d'une excitation collective atomique (onde de spin) dans chaque ensemble. La forte corrélation existante entre le photon émis, appelé *photon 1* et l'onde de spin de chaque ensemble est à la base de la génération d'intrication entre ces deux ensembles. Celle-ci est générée en collectant les photons 1 et en les envoyant sur une lame séparatrice 50/50, dont les sorties sont connectées à des détecteurs de photons uniques (voir figure 1.18). Lorsque les deux ensembles sont excités de manière synchronisée par le faisceau d'écriture, la détection d'un (et d'un seul) photon annonce la présence d'une onde de spin dans un des deux ensembles atomiques. Cependant, le schéma de détection empêche l'identification de cet ensemble puisqu'il efface l'information sur le chemin emprunté par le photon. L'excitation atomique est donc délocalisée sur les ensembles L et R, ce qui correspond à l'état intriqué

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_L|0\rangle_R + e^{i\phi_{LR}}|0\rangle_L|1\rangle_R), \quad (1.32)$$

où $|0\rangle_{L(R)}$ correspond à un ensemble atomique L (R) sans onde de spin et $|1\rangle_{L(R)}$ à la présence d'une onde de spin dans l'ensemble L (R). ϕ_{LR} représente la différence de phase entre les deux chemins empruntés par les photons 1 ou 1', qui doit être stabilisée. Cette intrication annoncée entre les deux ensembles atomiques peut être ensuite efficacement transférée sur une intrication photonique, en appliquant le faisceau de lecture simultanément sur les deux ensembles. Le photon 2 (ou 2') ainsi produit est délocalisé sur deux chemins différents (intrication en chemin).

Ce protocole a été réalisé expérimentalement par [Chou *et al.*, 2005, Laurat *et al.*, 2007] en démontrant l'intrication à distance de deux ensembles atomiques, suivis de la connexion de deux canaux élémentaires par téléportation quantique [Chou *et al.*, 2007, Yuan *et al.*, 2008], réalisant ainsi un segment élémentaire de répéteur quantique.

Le papier de revue [Sangouard *et al.*, 2011] est consacré à la présentation détaillée de ce protocole DLCZ, ainsi que de ses performances. Il met également en exergue ses limitations et contraintes. La limitation principale réside dans le taux de répétition possible au sein de l'expérience. En effet, la statistique d'émission des photons impose une probabilité non-nulle d'excitations multiples, qui devient négligeable pour de faibles taux d'excitation p , mais qui peut dégrader l'état intriqué donné par l'équation (1.32). Afin d'obtenir de bonnes fidélités, il convient donc de travailler à de faibles p , ce qui impose une limitation dans le taux de répétition accessible pour ce protocole. De plus, une stabilisation interférométrique est nécessaire

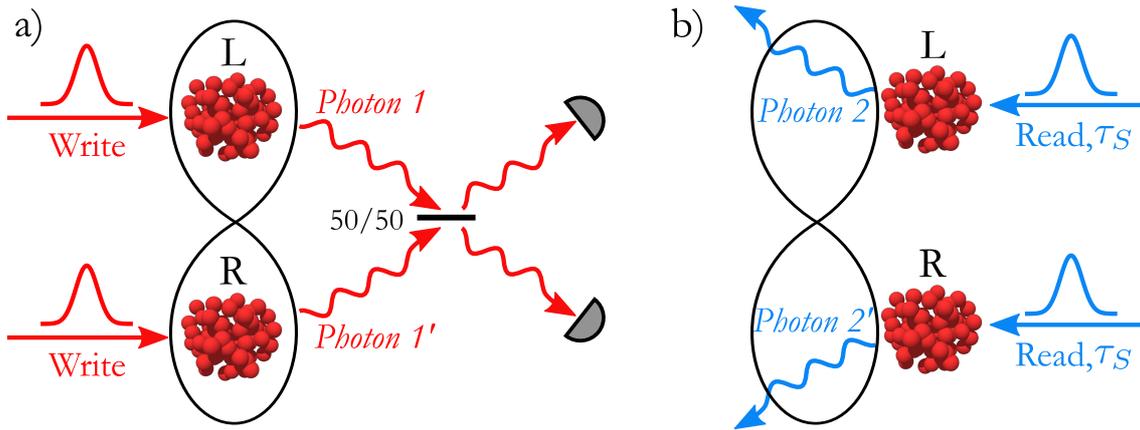


FIGURE 1.18 : Protocole DLCZ. a) L'intrication de deux ensembles atomiques distants, L et R, est générée par la détection du photon 1 ou 1', après avoir effacé l'information sur sa provenance à l'aide d'une lame séparatrice 50/50. b) Après un temps τ_S , la lecture permet de transférer l'intrication des ensembles sur une intrication photonique en chemin.

afin de maintenir constante la phase ϕ_{LR} de l'état, ce qui est expérimentalement contraignant. De nombreuses améliorations ont donc été proposées, toutes à base des mêmes ingrédients que le protocole DLCZ (ensembles atomiques, composants d'optique linéaire et détecteurs de photons), mais dont les opérations ne sont pas effectuées dans le même ordre [Sangouard *et al.*, 2011].

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons pu voir que la génération, la distribution, la manipulation et le stockage de qubits codés sur de la lumière ou de la matière, présentent un intérêt majeur pour le domaine de l'information quantique, notamment pour l'échange sécurisé d'information, ainsi que le développement d'outils de calcul quantique. Dans ce contexte, des architectures de répéteurs quantiques utilisant des mémoires quantiques ont ainsi été mises au point afin d'accroître la portée et l'efficacité des réseaux quantiques.

L'implémentation de mémoires les plus performantes possibles est donc actuellement un enjeu majeur et nous avons pu voir que les supports de stockage quantique sont nombreux. Parmi eux, les ensembles d'atomes froids apparaissent comme un des candidats intéressants car il s'agit de systèmes bien contrôlés, qui sont le siège d'effets d'interférences collectives et qui présentent des propriétés de cohérence remarquables. De plus, la mise en œuvre du protocole DLCZ dans ces ensembles permet d'effectuer des expériences de téléportation, et ainsi de réaliser un canal élémentaire de répéteur quantique.

Chapitre 2

Préparation et manipulation d'un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb

2.1	Intérêts des atomes froids pour le stockage quantique	48
2.2	Principe d'un piège magnéto-optique	50
2.3	Réalisation d'un double MOT	55
2.4	Caractérisation du double piège	66
2.5	Séquences expérimentales de refroidissement	79
2.6	Étude et manipulation du support de stockage	84
2.7	Conclusion	99

Les ensembles d'atomes froids sont des gaz dilués d'atomes neutres, refroidis et/ou piégés à l'aide de techniques de refroidissement par laser, à des températures inférieures au millikelvin. Ce champ de recherche, aujourd'hui très actif, présente des applications diverses et variées [Chu, 2002], notamment pour les condensats de Bose-Einstein [Cornell and Wieman, 2002, Ketterle, 2002] et l'étude des états de la matière [Greiner *et al.*, 2002], ou également l'étude fondamentale de la physique à N-corps [Bloch *et al.*, 2008]. Ce champ trouve également d'importantes applications pour les mesures de précision en métrologie quantique [Bize *et al.*, 2005], ou pour des expériences d'information [Monroe, 2002, Lvovsky *et al.*, 2009, Simon *et al.*, 2010], comme nous l'avons vu au chapitre précédent. En effet, les ensembles d'atomes froids sont des interfaces lumière/matière particulièrement étudiées et développées pour le stockage de l'information quantique et la mise au point de répéteurs quantiques, basés par exemple sur le protocole DLCZ [Duan *et al.*, 2001].

C'est dans ce contexte que nous présentons la mise au point d'un ensemble d'atomes froids de Rb, en vue de la réalisation d'une mémoire quantique basée sur le protocole DLCZ. Le refroidissement des atomes est effectué sur la raie D2 du ^{87}Rb (780 nm), et le protocole de stockage est mis en œuvre sur la raie D1 (795 nm). Un soin particulier est consacré au contrôle du système et de son environnement, afin d'obtenir un support de stockage présentant de longs temps de cohérence.

Dans ce chapitre, nous rappelons les avantages principaux que présentent les atomes froids pour le stockage de l'information quantique, que nous avons déjà discuté en partie au chapitre 1. Puis, nous décrivons brièvement le principe du piège magnéto-optique qui permet d'obtenir les ensembles d'atomes froids. Enfin, le dispositif expérimental de double piège magnéto-optique que nous avons mis au point est présenté, ainsi que toutes les caractérisations qui en découlent.

2.1 Intérêts des atomes froids pour le stockage quantique

L'utilisation des ensembles d'atomes froids pour réaliser une mémoire quantique est motivée par plusieurs critères, que nous rappelons ici.

✓ **Fortes interaction lumière/matière.** Tout d'abord, le fait de travailler avec des ensembles atomiques plutôt que des systèmes atomiques uniques permet d'obtenir un fort couplage lumière/matière lié au grand nombre d'atomes et aux effets collectifs qui en découlent.

✓ **Faible agitation thermique.** Contrairement aux vapeurs atomiques chaudes, l'agitation thermique dans un ensemble d'atomes froids est très réduite, jusqu'à quelques cm/s, soit des températures de l'ordre du μK . Ainsi, les atomes bougent très peu durant les phases de stockage, ce qui augmente les temps d'interaction entre les faisceaux de stockage et le support. De plus, lorsque l'information est stockée sous la forme d'une onde de spin, celle-ci subit une décohérence d'autant plus faible que l'ensemble atomique est froid, ce qui permet d'étendre les temps de stockage en préservant de bonnes fidélités [Zhao *et al.*, 2009a, Zhao *et al.*, 2009b].

✓ **Travailler en régime de photon unique.** Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il est important de développer des mémoires travaillant au niveau du photon unique, pour les mémoires émissives comme pour les mémoires absorbantes. Cependant, des impulsions lumineuses de forte puissance sont nécessaires pour les protocoles de stockage, et plus les mémoires opèrent à de grands désaccords (le protocole Raman dans les vapeurs en est un exemple), plus les puissances mises en jeu sont importantes (voir par exemple la Ref. [Reim *et al.*, 2010]). Ainsi, les ensembles d'atomes froids présentent un fort intérêt car ils ne nécessitent pas de travailler fortement hors résonance du fait de l'élargissement Doppler négligeable. Il est cependant crucial de pouvoir filtrer avec une très bonne efficacité les faisceaux classiques pour ne conserver que les photons uniques. Les atomes froids présentent là aussi un avantage car ils permettent d'utiliser des configurations "hors-axe", où les faisceaux de stockage et les photons uniques ne sont pas alignés suivant la même direction, ce qui permet d'opérer un filtrage spatial.

✓ **Grandes épaisseurs optiques.** Il est possible de réaliser des nuages d'atomes froids d'épaisseur optique contrôlée, et pouvant atteindre de grandes valeurs [Radnaev *et al.*, 2010, Giner, 2013]. De plus, les ensembles d'atomes froids sont des sys-

2.1. Intérêts des atomes froids pour le stockage quantique

tèmes flexibles qui peuvent prendre des formes adaptées au stockage. Par exemple, en jouant sur la géométrie du champ magnétique de piégeage, il est possible de créer des nuages de grande épaisseur optique dans une direction privilégiée, avec par exemple une forme de cigare [Sparkes *et al.*, 2013].

✓ **Stockage annoncé.** La mise en place du protocole de stockage basé sur le protocole DLCZ permet d’obtenir un stockage annoncé, ce qui présente un intérêt majeur pour les réseaux quantiques de communication [Laurat, 2009], et notamment pour la synchronisation des différents canaux d’un répéteur. En effet, dans ce protocole, le stockage de l’information sous la forme d’une onde de spin est annoncé par l’émission d’un photon.

Cependant, malgré ces avantages, les ensembles d’atomes froids présentent quelques contraintes :

☞ **Taux de répétition limité.** Les lasers de refroidissement et le champ magnétique de piégeage doivent être coupés durant le stockage. Ainsi, le nuage d’atomes froids subit une phase d’expansion qui limite le temps de stockage. Une manière de limiter ce phénomène est de piéger les atomes dans un réseau optique ou un piège dipolaire (hors résonance). Mais les atomes ne sont pas piégés indéfiniment et des séquences de refroidissement et de piégeage doivent être appliquées cycliquement, ce qui limite le taux de répétition des expériences de stockage. De plus, les **bandes passantes** réalisables sont relativement **étroites**, du fait de la largeur de raie des niveaux atomiques et de la structure multi-niveaux, et sont typiquement de quelques dizaines de MHz au plus. Les enveloppes temporelles des photons stockés/émis imposent donc également une limitation sur le taux de répétition des expériences. Par ailleurs, lorsque les mémoires sont interfacées avec des sources externes, celles-ci doivent émettre des photons de largeur spectrale adaptée, par filtrage par exemple.

☞ **Système complexe.** A l’instar des mémoires basées sur des cristaux dopés et contrairement à celles basées sur des vapeurs atomiques chaudes, le refroidissement et piégeage d’atomes nécessite un dispositif complexe et peu compact, constitué notamment d’un système à ultra-vide, et de plusieurs lasers stabilisés en fréquence.

Conclusion

En dépit de quelques contraintes, les atomes froids présentent un intérêt particulier pour la réalisation d’une mémoire quantique, basée notamment sur le protocole DLCZ. Dans ce contexte, nous présentons la mise au point d’un ensemble d’atomes froids, à l’aide d’un double piège magnéto-optique. Une attention particulière est portée sur le contrôle de l’environnement du support de stockage, notamment en termes de collisions avec le gaz résiduel et de champ magnétique résiduel, pouvant perturber le stockage. Un effort est également consacré au refroidissement des atomes à des températures de l’ordre du μK , afin d’obtenir de longs temps de cohérence de la mémoire.

2.2 Principe d'un piège magnéto-optique

L'étude des interactions entre la lumière et la matière a donné lieu à l'attribution du Prix Nobel de Physique de 1997 à Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji et William D. Phillips pour "le développement de méthodes pour refroidir et piéger des atomes avec la lumière laser" [Cohen-Tannoudji, 1998, Phillips, 1998, Chu, 1998]. Ces travaux ont notamment permis de mettre au point le piège magnéto-optique (dont l'acronyme anglais est MOT, pour Magneto-Optical Trap) permettant de créer des ensembles d'atomes froids [Raab *et al.*, 1987]. Dans un tel piège, la dispersion en vitesse d'un gaz d'atomes, initialement d'environ 200 m/s à température ambiante, est très fortement réduite jusqu'à environ 1 cm/s, ce qui correspond à une agitation thermique des atomes de quelques μK . Ces systèmes physiques présentent donc des propriétés très intéressantes étant donné qu'ils sont constitués d'atomes de très faibles vitesses sous forme gazeuse, sans interaction avec l'environnement extérieur puisqu'ils sont piégés dans une enceinte à (ultra-)vide. Dans cette partie, nous présentons brièvement l'association des effets optique et magnétique à la base du piège magnéto-optique.

2.2.1 Force de pression de radiation

Afin de décrire le principe d'un MOT, introduisons quelques notions sur le comportement d'un atome à deux niveaux en interaction avec un faisceau lumineux [Metcalf and van der Straten, 1999]. On note $|f\rangle$ le niveau fondamental de cet atome, $|e\rangle$ son niveau excité, et $\hbar\omega_A$ l'énergie de la transition atomique. Lorsqu'un atome est dans son état excité, il se désexcite par émission spontanée vers son état fondamental avec une constante de temps $\tau = 1/\Gamma$, où Γ est appelée la largeur naturelle du niveau excité (voir Fig. 2.1 a)). Cet atome est placé dans un champ lumineux de pulsation ω_L , d'intensité I et on note $\delta = \omega_L - \omega_A$ le désaccord du faisceau par rapport à la transition atomique. Si la pulsation du laser est proche de la transition atomique, $\omega_A \simeq \omega_L$, l'atome subit une succession de cycles de fluorescence : il absorbe un photon du laser, en acquérant une quantité de mouvement, ou recul, $\Delta\mathbf{P}_{\text{Abs}} = \hbar\mathbf{k}_L$, et passe sur le niveau d'énergie excité. Puis il émet spontanément un photon pour retourner à son état fondamental. L'émission spontanée ayant lieu de manière isotrope (voir Fig. 2.1 b)), la quantité de mouvement moyenne $\langle\delta\mathbf{P}_{\text{Em}}\rangle$ acquise lors du processus d'émission est nulle. Ainsi, pour chaque cycle, l'atome acquiert la quantité de mouvement $\hbar\mathbf{k}_L$.

La force totale ressentie au cours de plusieurs cycles est appelée la *force de pression de radiation*. Elle est donnée par [Steane *et al.*, 1992] :

$$\mathbf{F}_{\text{Rad}} = \frac{\hbar\mathbf{k}_L\Gamma}{2} \frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + I/I_{\text{Sat}} + (2\delta/\Gamma)^2}, \quad (2.1)$$

où I_{Sat} est l'intensité de saturation de la transition, *i.e.* l'intensité pour laquelle la probabilité qu'un atome soit dans l'état excité est de $\frac{1}{4}$ à l'équilibre.

2.2. Principe d'un piège magnéto-optique

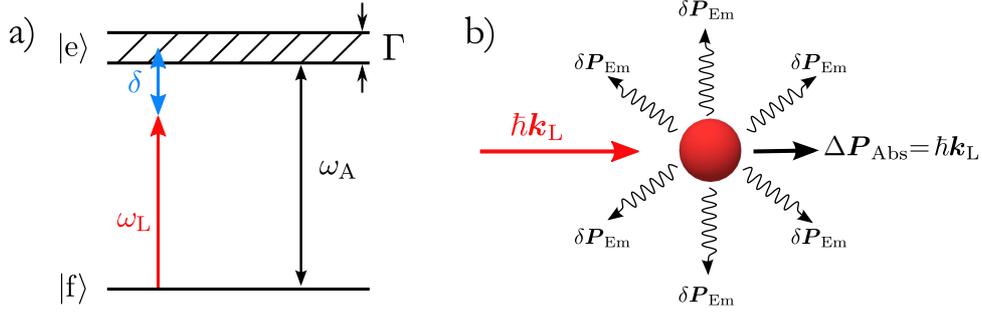


FIGURE 2.1 : a) Schéma d'un atome à deux niveaux. Les niveaux d'énergie $|f\rangle$ et $|e\rangle$ sont séparés par une énergie $\hbar\omega_A$. La largeur du niveau $|e\rangle$ est Γ , et $\delta = \omega_L - \omega_A$ est le désaccord entre le laser et la transition atomique. b) Cycles de fluorescence. La quantité de mouvement transférée à l'atome par le faisceau est $\Delta P_{\text{Abs}} = \hbar k_L$ lors de chaque processus d'absorption. L'impulsion moyenne $\langle \delta P_{\text{Em}} \rangle$ lors des processus d'émission est en revanche nulle.

2.2.2 Refroidissement Doppler

Cette force de pression de radiation peut être utilisée pour refroidir efficacement un gaz d'atomes. En effet, considérons maintenant un atome ayant une vitesse \mathbf{v} et une masse m , éclairé par deux faisceaux laser contra-propageants d'intensité I et de vecteurs d'onde $\pm \mathbf{k}_L$ identiques en valeur absolue. Du fait de la vitesse de l'atome, les fréquences des deux lasers sont décalées par effet Doppler : $\omega_L \rightarrow \omega_L \mp \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}$. La force totale vue par l'atome est donc la somme des deux forces induites par les deux faisceaux. Elle est donnée par $\mathbf{F}_{\text{Tot}} = \mathbf{F}_{\text{Rad}}(\delta - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}) + \mathbf{F}_{\text{Rad}}(\delta + \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v})$, ce qui s'écrit, en utilisant l'expression (2.1) :

$$\langle \mathbf{F}_{\text{Tot}} \rangle = \frac{\hbar k_L \Gamma}{2} \left(\frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + I/I_{\text{Sat}} + \left(\frac{2(\delta - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v})}{\Gamma} \right)^2} - \frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + I/I_{\text{Sat}} + \left(\frac{2(\delta + \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v})}{\Gamma} \right)^2} \right). \quad (2.2)$$

En se plaçant dans la limite des faibles vitesses, c'est à dire $k_L v \ll \Gamma$, il est possible d'effectuer un développement limité de cette expression, qui s'écrit alors comme une force de friction $\mathbf{F}_{\text{Tot}} \simeq -m\gamma \mathbf{v}$ [Dalibard, 2006], avec

$$\gamma = -\frac{8\hbar k_L^2 \delta}{\Gamma m} \frac{I/I_{\text{Sat}}}{[1 + I/I_{\text{Sat}} + (2\delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2.3)$$

Lorsque $\delta < 0$, l'atome voit donc une force de friction opposée à sa vitesse, quelle que soit sa direction, comme l'explique la Fig. 2.2 : lorsque l'atome est animé d'une vitesse $\mathbf{v} = +v\hat{z}$, le laser se propageant suivant $-\hat{z}$ est décalé par effet Doppler vers la résonance atomique, ce qui augmente l'effet de la force de pression de radiation qu'il exerce sur l'atome. En revanche, le laser qui se propage selon $+\hat{z}$ est décalé loin de la résonance ce qui diminue son effet. Ainsi la force totale vue par l'atome est dirigée suivant $-\hat{z}$ et tend à le ralentir. Un raisonnement identique montre qu'un atome animé d'une vitesse $\mathbf{v} = -v\hat{z}$ voit une force totale orientée suivant $+\hat{z}$.

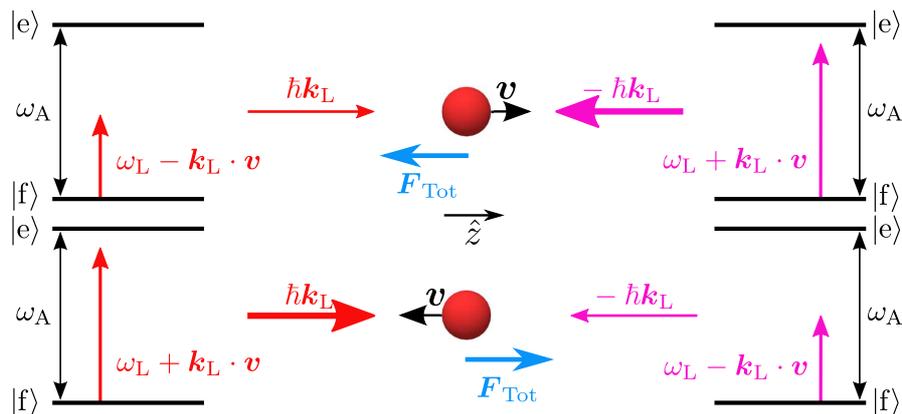


FIGURE 2.2 : Principe du refroidissement Doppler à une dimension. Un atome en mouvement est principalement en interaction avec le faisceau laser qui lui est contra-propageant, du fait du décalage Doppler. Il voit donc une force de friction totale \mathbf{F}_{Tot} opposée à sa vitesse.

Ce phénomène, appelé *le refroidissement Doppler*, a été proposé indépendamment par [Hänsch and Schawlow, 1975] et [Wineland and Dehmelt, 1975] pour des atomes neutres et des ions piégés, respectivement. En le généralisant à trois dimensions, avec trois paires de faisceaux contra-propageants, orientés selon trois directions orthogonales de l'espace, il est possible de créer des *mélasses optiques*, réalisées expérimentalement pour la première fois en 1985 [Chu *et al.*, 1985]. En revanche, dans ces mélasses, les atomes ne sont pas confinés dans l'espace. Pour ce faire, il faut rajouter un effet supplémentaire qui dépend de la position : le *piégeage Zeeman*.

2.2.3 Piégeage Zeeman

Afin de contrôler le confinement spatial des atomes refroidis, le MOT a été proposé dans les années 80 par J. Dalibard, puis mis en pratique peu après [Raab *et al.*, 1987]. L'idée est d'utiliser des faisceaux lasers de polarisations circulaires pour créer les mélasses, et de les combiner à un champ magnétique spatialement inhomogène.

Pour décrire ce mécanisme de piégeage, considérons un schéma à une dimension, pour une transition $|J = 0\rangle \mapsto |J' = 1\rangle$, avec J le moment cinétique électronique total. Un gradient de champ magnétique est appliqué, de la forme $\mathbf{B}(z) = Bz\hat{z}$ avec B une constante positive, tel que $B = 0$ à l'endroit où l'on souhaite confiner les atomes (le centre du piège). Par conséquent, la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman $M = \pm 1, 0$ (où M est le nombre quantique magnétique) est levée et le décalage en énergie dépend de la position z . Quant aux polarisations des deux faisceaux de refroidissement Doppler, elles sont circulaires. La polarisation du faisceau qui se propage suivant \hat{z} ($-\hat{z}$) est σ^+ (σ^-), et induit la transition $|J = 0, M = 0\rangle \mapsto |J' = 1, M = +1\rangle$ ($|J = 0, M = 0\rangle \mapsto |J' = 1, M = -1\rangle$). Un atome se situant en $z = 0$ ressent donc une force nette nulle. Un atome qui se situe dans les $z < 0$ est résonant essentiellement avec le laser qui se propage suivant \hat{z} , et non-résonnant avec celui qui se propage suivant $-\hat{z}$. Au contraire, un atome se situant dans les $z > 0$ est résonant avec le laser qui se propage suivant $-\hat{z}$ (voir Fig. 2.3).

La force correspondante à ce mécanisme s'apparente à une force de rappel et est de la même forme que celle de l'équation (2.2) avec $\delta \rightarrow \delta \mp \mu' \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{z}$ où $\mu' = \frac{\mu B}{\hbar k_L}$.

2.2. Principe d'un piège magnéto-optique

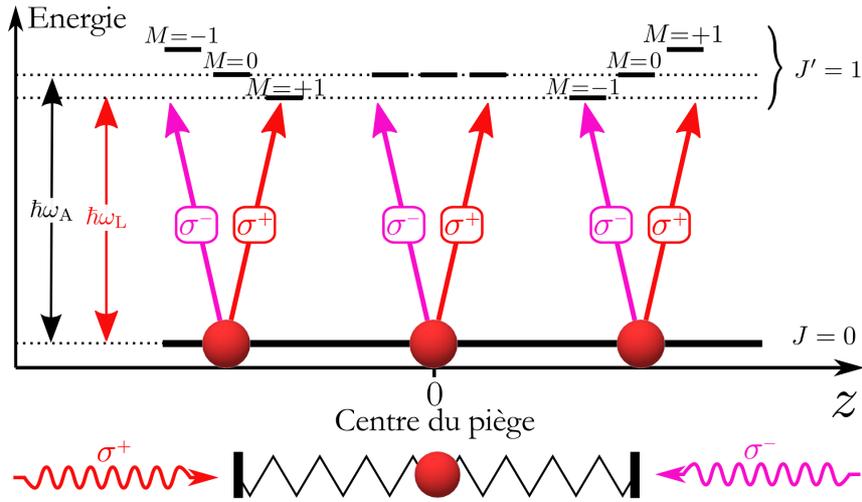


FIGURE 2.3 : Piégeage Zeeman 1D. Un gradient de champ magnétique lève la dégénérescence des sous-niveaux Zeeman de l'état excité $|J' = 1\rangle$ et les faisceaux de refroidissement sont polarisés circulairement. La résultante des deux forces de pression de radiation dans ce gradient permet de créer une force de rappel vers le centre du piège.

μ est le moment magnétique de l'atome dans son niveau excité, B le gradient de champ magnétique et z le déplacement de l'atome par rapport au centre du piège. Cette relation peut une nouvelle fois être linéarisée lorsque le décalage Zeeman est plus petit que Γ et réécrite comme la somme d'une force de friction et d'une force de rappel $\mathbf{F} = -m\gamma\mathbf{v} - \kappa\mathbf{z}$, où κ est une constante de rappel (analogue à la constante de raideur d'un ressort). Son expression est donnée par [Dalibard, 2006] :

$$\kappa = -\frac{8k_L\delta\mu B}{\Gamma} \frac{I/I_{\text{Sat}}}{[1 + I/I_{\text{Sat}} + (2\delta/\Gamma)^2]^2}. \quad (2.4)$$

En généralisant ce mécanisme aux trois dimensions de l'espace, il est donc possible de soumettre un gaz d'atomes refroidis à une force de rappel qui confine les atomes au centre du piège, en utilisant par exemple une paire de bobines en configuration anti-Helmholtz pour établir un gradient de champ magnétique. La configuration expérimentale d'un MOT à trois dimensions est présentée sur la Fig. 2.4.

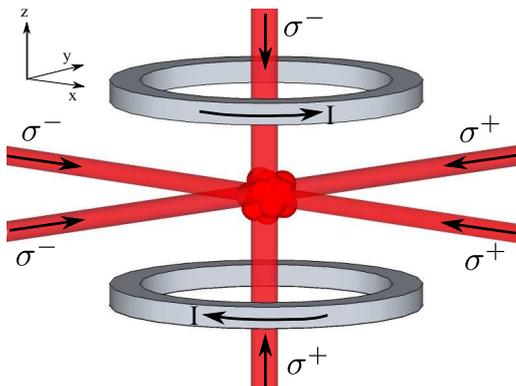


FIGURE 2.4 : Configuration expérimentale d'un MOT 3D. Des mélasses optiques sont créées par trois paires de faisceaux laser contra-propageants de polarisations circulaires σ^+ et σ^- . Deux bobines en configuration anti-Helmholtz traversées par un courant I induisent un gradient de champ magnétique qui permet de piéger les atomes.

Conclusion

Le refroidissement et le confinement spatial des atomes dans un MOT sont analogues au mécanisme d'un oscillateur harmonique fortement amorti : les atomes sont soumis à la fois à des forces de friction et de rappel, qui permettent de les piéger et de créer, ainsi, un nuage d'atomes froids.

2.2.4 Limite du refroidissement Doppler et températures sub-Doppler

Le refroidissement Doppler permet d'atteindre des températures cinétiques de gaz d'atomes très basses, mais cependant limitées. En effet, lors du processus de refroidissement, les atomes sont constamment soumis à des cycles d'absorption et réémission dans des directions aléatoires, ce qui implique une marche aléatoire dans l'espace des impulsions. Ce mécanisme induit du chauffage, en compétition avec le processus de refroidissement. Le modèle de ce refroidissement prédit une température minimale atteinte pour un désaccord $\delta = -\Gamma/2$ [Wineland and Itano, 1979, Gordon and Ashkin, 1980, Letokhov and Minogin, 1981]. Cette température limite, appelée *température Doppler*, est donnée par

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}. \quad (2.5)$$

On peut remarquer qu'elle ne dépend pas de paramètres tels que la masse ou la puissance laser, mais uniquement de la largeur de raie Γ . Pour la raie D2 du Rb, qui est celle utilisée dans notre expérience, cette température limite vaut $T_D \simeq 146 \mu\text{K}$.

Les premières expériences de refroidissement d'atomes ont été menées, en ayant pour objectif d'atteindre cette température limite. Mais très vite, elles ont démontré que des températures plus basses étaient accessibles, communément appelées *températures sub-Doppler*. Par exemple, [Lett *et al.*, 1988] ont démontré une température de $40 \mu\text{K}$ pour un gaz de sodium, alors que la limite Doppler prévoit $T_D = 240 \mu\text{K}$. Nous mesurons également dans notre expérience des températures sub-Doppler, comme le montrent les mesures de la partie 2.6.4 ($10 \mu\text{K}$ alors que $T_D \simeq 146 \mu\text{K}$ pour la raie D2 du Rb).

Ces températures plus basses que prévu montrent que le refroidissement Doppler n'est pas le seul mécanisme de refroidissement mis en jeu, et qu'il en existe d'autres plus efficaces. Ainsi, [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989] et [Ungar *et al.*, 1989] ont proposé d'autres modèles plus complexes pour expliquer ce phénomène : ceux du refroidissement à gradient de polarisation, tel que le refroidissement Sisyphes. Contrairement au modèle Doppler, ils tiennent compte des effets liés à la polarisation des lasers ainsi qu'à la structure multi-niveaux des atomes.

2.3 Réalisation d'un double MOT

Depuis la première démonstration du MOT en 1987 [Raab *et al.*, 1987], de très nombreuses équipes ont, à leur tour, développé des pièges dont les spécificités et la complexité dépendent des applications visées. Certains dispositifs sont construits dans le but d'avoir accès à un nuage de forte épaisseur optique, et/ou de très basse température, pour la condensation de Bose-Einstein par exemple. Un ultra-vide très poussé, un chargement rapide et efficace du piège ou encore la possibilité de placer les atomes dans une cavité peuvent également être visés.

Dans notre cas, plusieurs critères discutés dans la partie 1.7 sont importants en vue de développer la mémoire quantique : une forte épaisseur optique du nuage, une faible température ainsi qu'un faible taux de collision des atomes avec le gaz résiduel. Le dispositif mis en place durant cette thèse a donc été construit dans l'optique de satisfaire au mieux ces différents critères, et nous avons choisi pour cela un double MOT. Ce choix sera justifié dans un premier temps. Puis les parties suivantes seront consacrées à une présentation de ce dispositif et des différents éléments de l'expérience : le système à vide, le système laser ainsi que les configurations expérimentales des deux pièges utilisés.

2.3.1 Système à vide

Intérêt d'un double piège

Comme nous l'avons vu dans l'introduction générale, les atomes froids sont une activité nouvelle au LPMC, qui s'inscrit dans le domaine de l'information quantique. Toutefois, le système à vide utilisé pour l'expérience de ^{87}Rb n'est pas nouveau. Il était précédemment utilisé dans les activités expérimentales de recherche sur les atomes froids et réseaux optiques, menées par Anders Kastberg à l'Université de Stockholm et à celle d'Umeå en Suède. Ce système était exploité pour des expériences visant l'étude des propriétés de transport d'un condensat de Bose-Einstein de ^{87}Rb placé dans un réseau optique et les transitions de phases quantiques qui peuvent s'y produire [Zelan, 2011]. Pour réaliser le condensat, un système à vide constitué de deux chambres a été choisi, comme celui introduit par [Myatt *et al.*, 1996]. Ce type de montage présente un intérêt particulier pour les condensats de Bose-Einstein car il permet de charger rapidement un premier MOT à partir d'une vapeur [Monroe *et al.*, 1990] créée dans la première chambre à vide. Cependant, lorsque le chargement se fait à partir d'une vapeur, le gaz résiduel d'atomes de Rb non-piégés est assez important dans la première chambre et les collisions résultantes sont rédhibitoires pour établir un condensat. C'est pour cela qu'une seconde chambre à vide, séparée par un étage de pompage différentiel de la première et où règne une pression plus basse, est utilisée. Le nuage est préparé dans le premier MOT puis transféré dans cette seconde chambre et enfin capturé dans un second piège. Ce dispositif expérimental de double MOT permet donc d'avoir accès à la fois à un chargement rapide de piège et à un bon vide, nécessaire au refroidissement évaporatif à la base des condensats. Il se retrouve donc souvent dans des expériences de condensation, telle que celle de [Schaff, 2011] par exemple.

Lorsque l'activité atomes froids a démarré au LPMC, l'idée était d'utiliser ce système à vide pour monter une expérience de stockage quantique dans un nuage d'atomes froids, et non dans un condensat de Bose-Einstein. Les condensats présentent certes des propriétés de cohérence intéressantes du fait de leur très basse température mais les techniques expérimentales à mettre en place pour gagner quelques centaines de nanokelvins sont assez lourdes. Ainsi, le choix de travailler avec un ensemble d'atomes refroidis à une dizaine de microkelvins a été privilégié.

La question d'utiliser une seule chambre à vide ou bien les deux s'est donc posée en tout premier lieu. Étant donné le cahier des charges de l'expérience discuté dans la conclusion de la partie 1, l'idée d'utiliser les deux chambres s'est vite imposée afin de réduire au maximum les collisions avec le gaz résiduel, qui pourraient entraîner des phénomènes de décohérence lors du protocole de stockage d'états quantiques. Ce choix a été conforté par l'accès optique très réduit de la première chambre, comme le montre la photo présentée dans la partie 2.3.3, qui rend très contraignante son utilisation autonome (pour l'acheminement de plusieurs faisceaux par exemple). Quant à la seconde, dont l'accès optique est en revanche excellent, elle implique l'emploi d'une source atomique relativement loin du MOT, ce qui limiterait son temps de chargement. Pour toutes ces raisons, le choix d'un système constitué de deux chambres à vide a été privilégié, afin de réaliser un double MOT.

Description du système à vide

Le système à vide est divisé en deux chambres à vide connectées par un tube de pompage différentiel. Chaque chambre à vide étant reliée à son propre système de pompage, ce tube permet d'assurer un différentiel de pression entre les deux chambres. Afin d'atteindre un ultra-vide poussé, le système a été étuvé pendant plusieurs heures. La pression dans la chambre de préparation, indiquée sur une jauge de pression, est d'environ $P_1 \simeq 3 \times 10^{-7}$ mbar¹. Aucune jauge de pression n'est installée dans la seconde chambre, mais l'étage de pompage différentiel permet d'atteindre un différentiel de pression de typiquement deux ordres de grandeur, soit $P_2 \sim 10^{-9}$ mbar (voir Annexe A).

Un schéma de l'ensemble du système à vide est présenté en Fig. 2.5. Un premier piège (MOT1) est créé dans la première chambre dite *de préparation*. Il est chargé à partir d'une vapeur atomique de Rb libérée par une source atomique (getter). Puis les atomes du MOT1 sont transférés par un faisceau pousseur dans la seconde chambre dite *de travail*, et sont capturés dans un second piège (MOT2)².

Plus de détails sur les différents éléments du système à vide sont donnés dans l'Annexe A. La procédure d'étuvage ainsi que l'étage de pompage différentiel y sont également présentés.

1. Cette pression est relativement haute malgré la procédure d'étuvage. Les conséquences sur les expériences menées dans ce manuscrit sont discutées en section 2.4.3 et 2.4.4

2. Dans la partie 2.4.3, nous présentons des mesures de temps de vie du MOT2 de plusieurs dizaines de secondes, ce qui est en accord avec une pression de l'ordre de 10^{-9} mbar dans la chambre de travail

2.3. Réalisation d'un double MOT

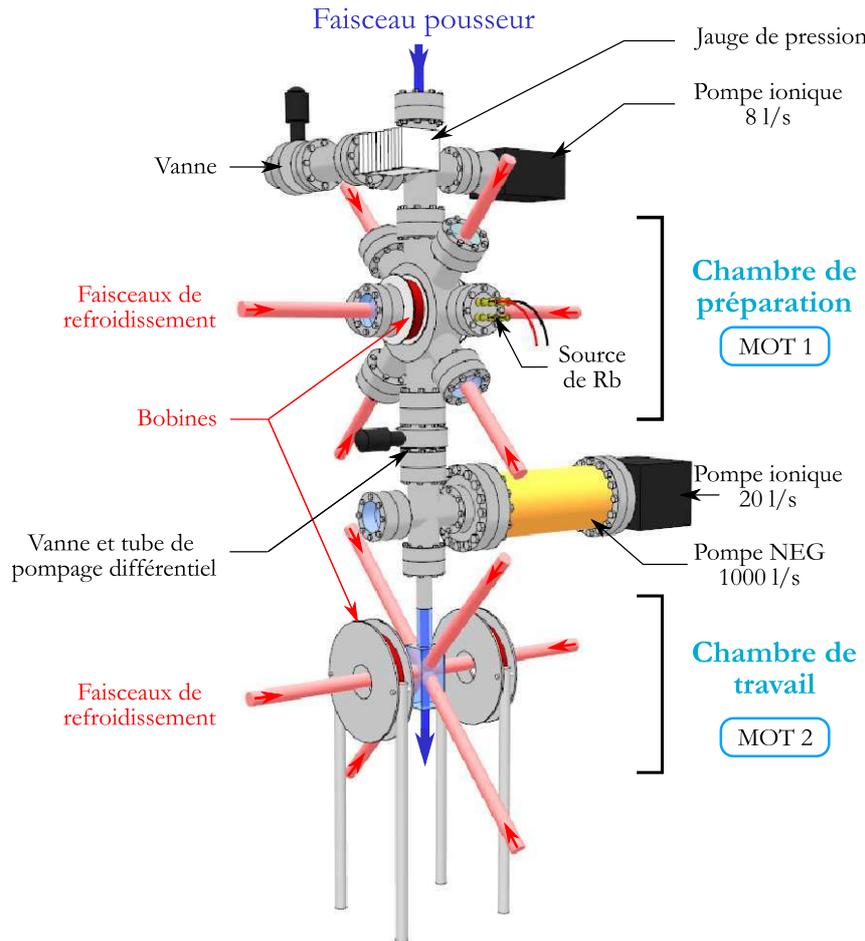


FIGURE 2.5 : Représentation schématique du dispositif. Les deux chambres à vide sont séparées par un tube de pompage différentiel et chacune est reliée à son propre système de pompage assurant un vide poussé. Les faisceaux de refroidissement et les bobines constituent les MOT1 et MOT2, reliés entre-eux par un faisceau pousseur. Une jauge de pression, des vannes ainsi qu'une source de rubidium font également partie du dispositif.

2.3.2 Système laser

Afin de refroidir des atomes de ^{87}Rb puis d'étudier leurs propriétés, plusieurs faisceaux laser à différentes fréquences sont nécessaires. Il faut notamment un laser principal de refroidissement, légèrement désaccordé vers le rouge d'une transition atomique ($\delta < 0$ voir partie 2.2.2), par exemple la transition $|5s\ ^2S_{1/2}, F = 2\rangle \mapsto |5p\ ^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ de la raie D2 du ^{87}Rb , où F correspond au moment angulaire atomique. Lorsqu'un atome se trouve dans l'état excité $F' = 3$, seules les transitions pour lesquelles $\Delta F = 0, \pm 1$ sont autorisées d'après la conservation du moment angulaire. Cet atome peut donc uniquement se désexciter vers le niveau fondamental $F = 2$. Cette transition, dite *cyclante*, rend le refroidissement Doppler très efficace. Cependant, les deux niveaux hyperfins $F' = 2$ et $F' = 3$ étant proches en énergie (267 MHz de différence), le laser de refroidissement peut également induire (mais moins efficacement) la transition $|F = 2\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$. Une fois sur ce niveau excité, l'atome peut se désexciter vers le niveau fondamental $F = 1$ et ne peut alors plus interagir avec le laser de refroidissement. Un faisceau "repompeur" est

donc nécessaire pour éviter que les atomes ne s'accumulent dans ce second niveau fondamental. Il est accordé sur la transition $|5s\ ^2S_{1/2}, F = 1\rangle \mapsto |5p\ ^2P_{3/2}, F' = 2\rangle$ et ramène en permanence les atomes dans le niveau $|5s\ ^2S_{1/2}, F = 2\rangle$. Les transitions atomiques adressées par les deux lasers sont représentées sur la Fig. 2.8. Les deux niveaux fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ étant séparés par 6,835 GHz, deux lasers différents sont nécessaires pour les faisceaux de refroidissement et repompeur³.

Description des lasers

Les lasers utilisés pour le double piège magnéto-optique sont des systèmes de diode Laser à cavité externe, opérant autour de 780 nm ($|5s\ ^2S_{1/2} \mapsto |5p\ ^2P_{3/2}\rangle$). Le montage est du type Littrow : une diode émet un faisceau collimaté par une lentille et diffracté par un réseau. Le premier ordre de diffraction est réinjecté dans la diode et permet de créer une cavité étendue réduisant la largeur spectrale du laser à quelques centaines de kHz. Quant à sa longueur d'onde, elle peut être ajustée en changeant l'angle du réseau de diffraction. Une vis micrométrique est utilisée pour faire varier cette longueur d'onde sur plusieurs nm alors qu'un actuateur piezo-électrique permet d'effectuer des ajustements plus fins ainsi que des scans sur plusieurs GHz.

Le laser utilisé pour le faisceau repompeur est un laser de la marque Moglabs et celui du refroidissement principal est un laser de puissance de chez Toptica Photonics (modèle TA pro). Il est constitué d'une diode à cavité externe accordable combinée à un amplificateur biseauté⁴. Ce type de système permet d'allier forte puissance ($\sim 1\text{ W}$) et très bonne stabilité.

Asservissement en fréquence

Le laser de refroidissement principal et le laser repompeur sont tous deux asservis en fréquence à l'aide de deux montages de spectroscopie par absorption saturée (dont le principe est détaillé dans l'annexe C). Plus précisément, le montage utilisé est celui décrit dans la section C.2, qui inclut une soustraction du profil Doppler.

Afin de créer la modulation nécessaire à l'asservissement, la diode du laser repompeur est modulée en courant à une fréquence de 100 kHz. En revanche, nous n'appliquons pas le même type de modulation au laser de refroidissement principal. En effet, ce laser est utilisé pour créer plusieurs types de faisceaux (voir section 2.3.2), notamment des faisceaux sondes. Il est donc préférable de moduler uniquement le faisceau présent dans le montage de spectroscopie. Pour cela, le faisceau pompe est modulé par un modulateur acousto-optique (AOM) de 90 MHz (modulation de $\sim 30\text{ kHz}$ de l'onde RF). De plus, l'ordre -1 est sélectionné ce qui induit un décalage en fréquence du faisceau pompe de -90 MHz . Comme cela est expliqué dans l'Annexe C.3, lorsque le faisceau pompe d'une absorption saturée est décalé d'une fréquence ν , cela a pour effet de décaler les pics dans le profil d'absorption de $\nu/2$, soit -45 MHz dans notre cas.

3. Une autre solution consiste à utiliser un seul laser et à le combiner à un modulateur électro-optique de 6,835 GHz. Les deux solutions étant équivalentes en termes de coût, la solution avec deux lasers demeure plus simple à mettre en œuvre et surtout plus flexible

4. L'étage d'amplification interne au laser est de type MOPA, pour "master oscillator power amplifier".

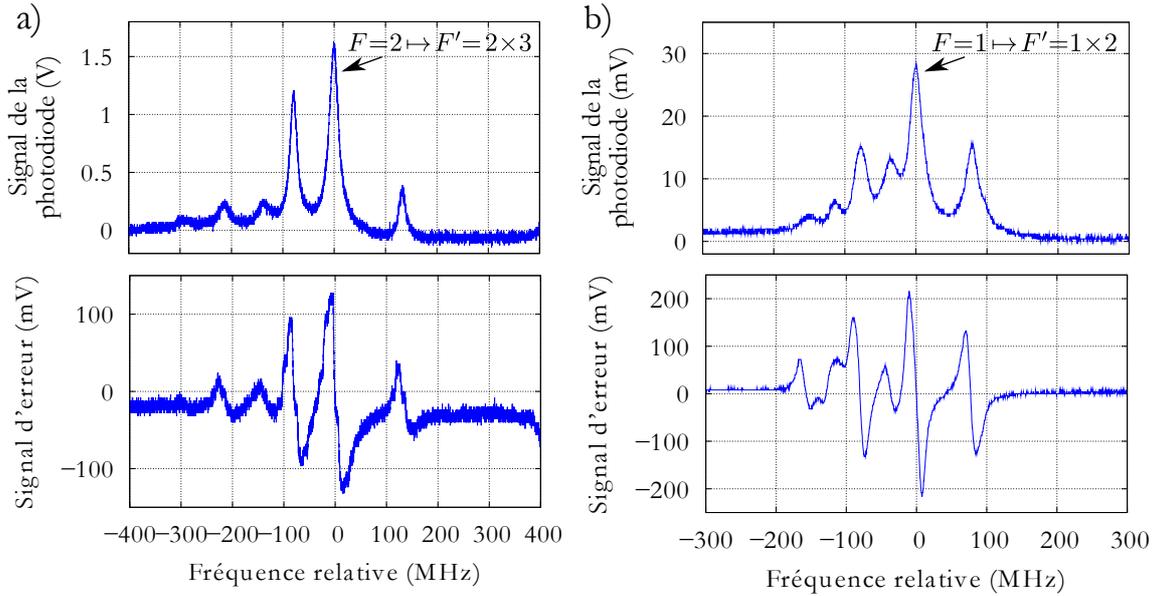


FIGURE 2.6 : Spectre d'absorption et signal d'erreur pour a) le laser principal et b) le repompeur. Le laser principal est stabilisé sur le cross-over $F = 2 \mapsto F' = 2 \times 3$ et le repompeur sur le cross-over $F = 1 \mapsto F' = 1 \times 2$.

Les profils d'absorption saturée ainsi que les signaux d'erreur des deux lasers sont présentés en Fig. 2.6. Pour le laser repompeur, le signal d'absorption est centré sur les transitions $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 1\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{3/2}, F'\rangle$ et pour le laser principal, sur $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 2\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{3/2}, F'\rangle$.

- Le repompeur est asservi sur le cross-over $F = 1 \mapsto F' = 1 \times 2$, soit 78,5 MHz en-dessous de la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$.
- Le laser principal est asservi sur le cross-over $F = 2 \mapsto F' = 2 \times 3$, soit un désaccord de 133,35 MHz en-dessous de la transition de refroidissement $F = 2 \mapsto F' = 3$. Mais il faut tenir compte du décalage des pics de -45 MHz du fait de la présence de l'AOM sur la pompe. C'est donc le faisceau de spectroscopie qui est asservi sur le cross-over $F = 2 \mapsto F' = 2 \times 3$. Le faisceau qui sort du laser est donc désaccordé de $\delta/2\pi = (-133 + 45)$ MHz = -88,35 MHz.

Banc laser et faisceaux utilisés

Le banc laser permettant de préparer des faisceaux à différentes fréquences à partir de ces deux lasers est schématisé sur la Fig. 2.7. Un isolateur optique (IO) double étage est placé en sortie du laser repompeur afin d'éviter d'éventuels retours de lumière dans les lasers⁵. Des polariseurs constitués de lames demi-onde ($\frac{\lambda}{2}$) et de cubes séparateurs de polarisation (PBS) permettent de créer plusieurs faisceaux d'intensités ajustables. Pour chaque laser, un faisceau est envoyé dans le montage de spectroscopie par absorption saturée décrit précédemment.

Le faisceau principal du laser repompeur sert au refroidissement. Pour ajuster sa fréquence, il est envoyé au travers d'un AOM en simple passage, ajusté à 78,5 MHz.

5. Aucun isolateur optique n'est rajouté pour le laser TA Pro car il comprend déjà deux isolateurs double étage : un après la diode laser et un second après l'étage interne d'amplification.

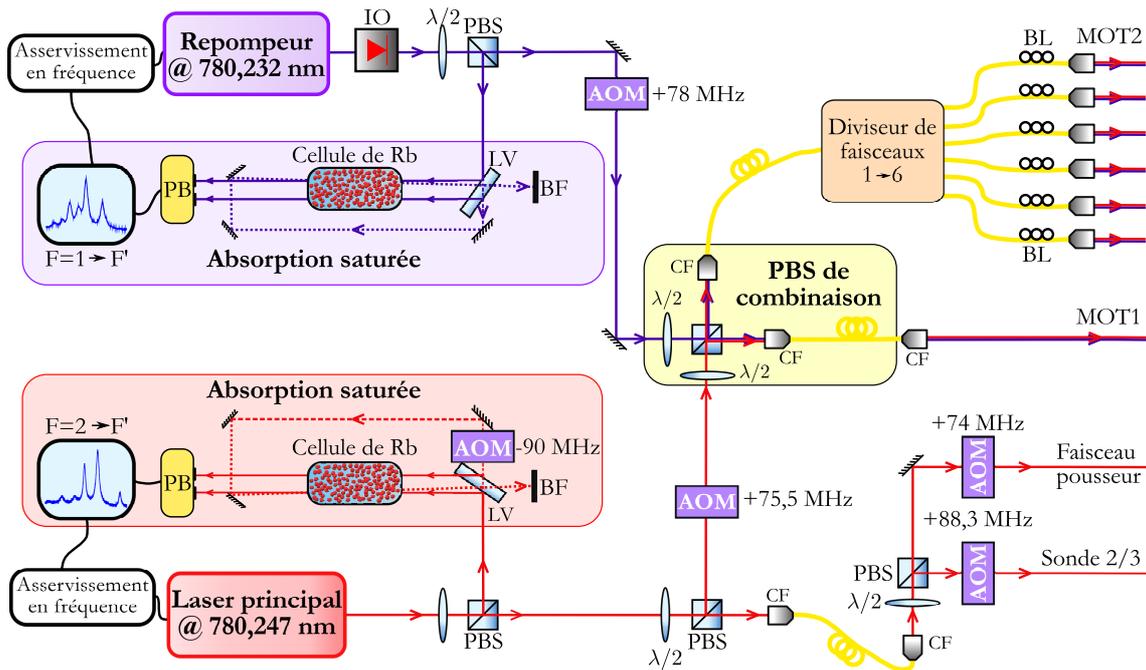


FIGURE 2.7 : Représentation schématique du banc laser. Le laser repompeur et le laser principal sont tous deux asservis en fréquence à l'aide d'un montage de spectroscopie par absorption saturée (IO : isolateur optique, PB : photodiode balancée, LV : lame de verre, BF : bloqueur de faisceau). Des polariseurs ($\lambda/2$: lames demie-onde + PBS : cubes séparateurs de polarisation) et des modulateurs acousto-optiques (AOM) permettent de préparer plusieurs faisceaux en intensité et en fréquence. Les faisceaux de refroidissement et repompeur sont combinés sur un PBS et envoyés dans des fibres à l'aide de coupleurs (CF), puis sont acheminés vers les MOT 1 et 2. Un diviseur de faisceaux $1 \rightarrow 6$ à fibre optique permet de créer six faisceaux indépendants pour le piège 2, de polarisation ajustable à l'aide de boucles de Lefèvre (BL).

L'ordre $+1$ est sélectionné ce qui permet d'avoir un repompeur résonant avec la transition $F = 1 \mapsto F' = 1 \times 2$. Ce faisceau est ensuite séparé en deux par un polariseur, couplé dans deux fibres optiques monomodes, et envoyé vers les MOTs.

Le faisceau du laser principal est quant à lui divisé en deux :

- Un premier faisceau constitue le faisceau de refroidissement. Il est décalé en fréquence par un AOM simple passage, ajusté à ~ 75 MHz. L'ordre $+1$ est sélectionné et permet d'obtenir un faisceau désaccordé de $\delta/2\pi = -88,35 + 75 \simeq -13$ MHz, soit $\delta \lesssim -2\Gamma$ (avec $\Gamma = 2\pi \times 6,067$ MHz). Une étude de sa fréquence optimale pour le piégeage est présentée dans la section 2.4.2. Il est ensuite envoyé sur le même polariseur que le repompeur, divisé en deux et récolté par deux fibres monomodes. Ce polariseur est appelé PBS de combinaison car il permet de superposer le repompeur et le faisceau de refroidissement (avec des intensités ajustables), pour les envoyer à travers les mêmes fibres vers les deux MOTs.
- Le second faisceau est couplé dans une fibre, de manière à filtrer le mode spatial, puis est divisé en deux faisceaux en sortie de fibre :
 - un faisceau sonde qui passe au travers d'un AOM en simple passage ajusté à 88,3 MHz. La sélection de l'ordre $+1$ donne naissance à un faisceau accordé sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$. Cette sonde est utilisée pour

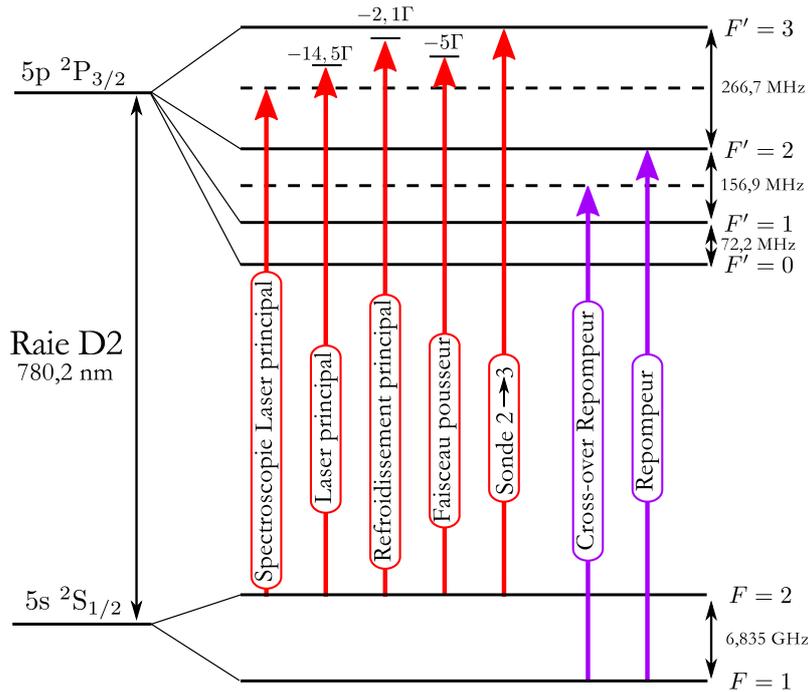


FIGURE 2.8 : Structure de la raie D2 du ^{87}Rb et fréquences des faisceaux utilisés. Le laser principal est asservi sur le cross-over $F = 2 \mapsto F' = 2 \times 3$ par spectroscopie d'absorption saturée et permet de créer 3 faisceaux de fréquences différentes (refroidissement principal, pousseur et sonde). Le laser repompeur est asservi sur le cross-over $F = 1 \mapsto F' = 1 \times 2$ et le faisceau repompeur résultant est résonant avec la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$.

différentes mesures : température, épaisseur optique et imagerie.

→ le faisceau pousseur, désaccordé de $\sim 2 - 3\Gamma$ de la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ à l'aide d'un AOM ajusté à ~ 70 MHz. Sa fréquence est ajustable et son étude est détaillée dans la section 2.4.2.

Pour le premier piège, le PBS de combinaison permet de coupler repompeur et faisceau de refroidissement dans une même fibre monomode et de les acheminer vers la chambre de préparation. La préparation des six faisceaux de refroidissement est ensuite effectuée via des composants en optique de volume (voir section 2.3.3). Pour le second piège, les faisceaux sont couplés dans une fibre après le PBS de combinaison, et envoyés dans un diviseur de faisceaux $1 \mapsto 6$ à fibre optique, décrit à la section 2.3.4.

2.3.3 Configuration du premier piège

Une fois les faisceaux de refroidissement et repompeur couplés dans une fibre monomode, ils sont acheminés jusqu'à la chambre de préparation. Après le coupleur de sortie, un télescope permet d'obtenir un seul et même faisceau gaussien de waist $w \sim 9$ mm. Ce faisceau est ensuite séparé en trois faisceaux d'intensités ajustables qui sont envoyés à travers les hublots de la chambre à vide, suivant trois directions orthogonales. L'intensité des faisceaux de refroidissement est équilibrée suivant les trois directions. La répartition du repompeur suivant les trois directions n'a en revanche aucune importance. Une étude détaillée des intensités nécessaires

pour le refroidissement est présentée à la section 2.4.2. Les trois faisceaux sont polarisés circulairement grâce à des lames $\lambda/4$ disposées juste avant les hublots, et ils s'intersectent au centre de la chambre. Après qu'ils aient traversé le hublot opposé, les faisceaux sont rétro-réfléchis et de nouvelles lames $\lambda/4$ permettent d'obtenir les polarisations circulaires nécessaires au confinement Zeeman des atomes. La Fig. 2.9 montre la configuration de ce premier piège.

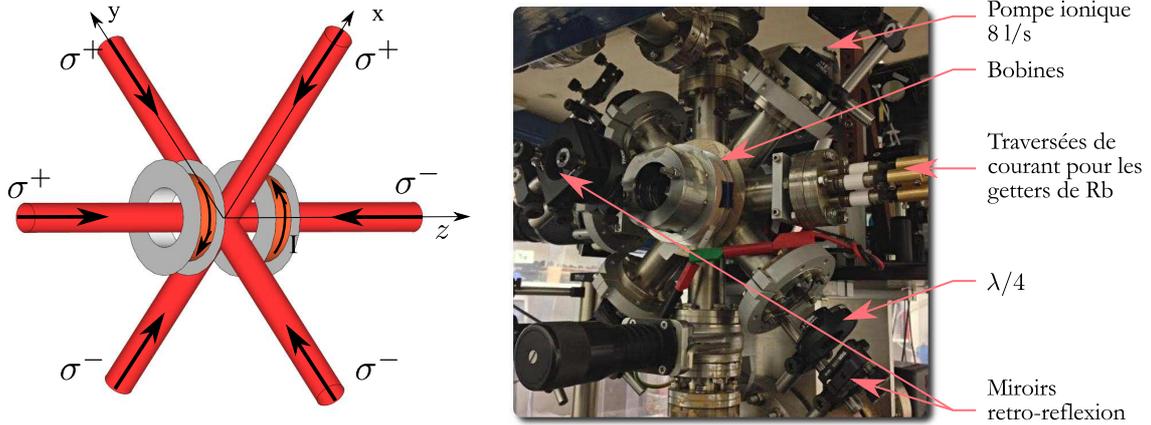


FIGURE 2.9 : Configuration du MOT1. Le MOT1 est formé par trois paires de faisceaux rétro-réfléchis suivant x, y, z et polarisés circulairement à l'aide de lames $\frac{\lambda}{4}$. Les bobines sont parcourues par un courant I en sens opposé et génèrent un gradient de champ magnétique au centre du piège.

Les bobines de champ magnétique sont utilisées en configuration anti-Helmoltz afin d'établir le gradient de champ magnétique du MOT. Elles sont toutes deux constituées de $N = 1000$ spires de fil de cuivre (0.3 mm), enroulé sur un rayon $r = 4$ cm ce qui donne une résistance de 44Ω pour chacune. Afin de générer le gradient, elles sont placées en série et sont parcourues par le même courant I , en sens opposé. Le champ magnétique généré le long de l'axe z des bobines s'écrit alors :

$$B(z) = \frac{\mu_0 N I r^2}{2} \left[\frac{1}{(r^2 + (x - \frac{d}{2})^2)^{3/2}} - \frac{1}{(r^2 + (x + \frac{d}{2})^2)^{3/2}} \right], \quad (2.6)$$

avec $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m la perméabilité du vide et $d = 14$ cm la distance entre les deux bobines. L'allure du champ calculé le long de l'axe z est représenté sur la Fig. 2.10 pour un courant $I = 400$ mA. Il est nul au centre du piège, *i.e.* $z = 0$, et autour, pour $-1 \text{ cm} < z < 1 \text{ cm}$ le champ magnétique est linéaire et forme un gradient $B'_z = 0,17 \text{ T/m}$, soit $B'_z = 17 \text{ G/cm}$ ⁶. La symétrie cylindrique des bobines entraîne un gradient identique suivant les directions x et y , et, d'après les équations de Maxwell, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$. On peut donc en déduire que $\frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial y} = -\frac{1}{2} B'_z$. Par conséquent, la force de rappel décrite à la section 2.2.3 est plus importante suivant z et les atomes sont plus confinés dans cette direction.

6. Dans la suite du manuscrit, nous utiliserons le gauss comme unité du champ magnétique, afin de simplifier les expressions.

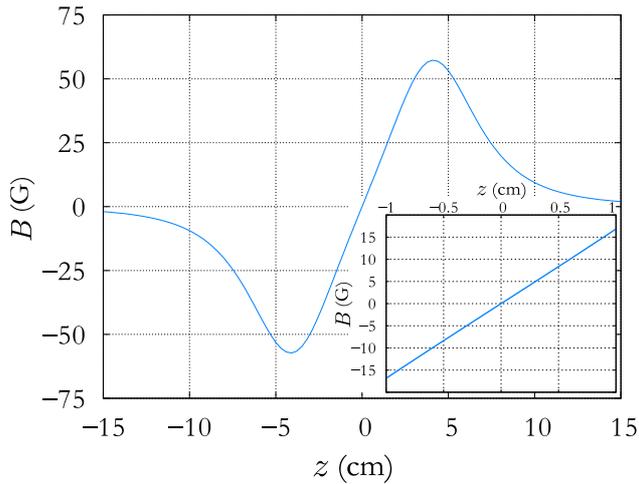


FIGURE 2.10 : Calcul du champ magnétique généré par les bobines du MOT1. Le calcul est effectué pour un courant de 400 mA. Le graphique inséré est un agrandissement de la courbe entre -1 et +1 cm et montre qu'un gradient $B'_z = 17 \text{ G/cm}$ peut être établi pour ces caractéristiques de bobines.

2.3.4 Configuration du second piège

Contrairement au premier piège, le second utilise six faisceaux de refroidissement indépendants. Afin de réduire un maximum l'encombrement optique autour de la chambre à vide, ces six faisceaux sont générés par un diviseur de faisceaux et sont acheminés autour de la cellule en verre via des fibres optiques. Dans cette section, nous présentons les différents éléments constituant ce second piège : le diviseur de faisceaux, les bobines de piégeage, et enfin le faisceau pousseur permettant de charger le second piège à partir du premier.

Diviseur de faisceaux et contrôleurs de polarisation

Le faisceau de refroidissement et le repompeur sont d'abord couplés dans une fibre monomode puis envoyés sur l'entrée d'un diviseur de faisceaux $1 \mapsto 6$ à fibre optique (voir Fig. 2.7). Celui-ci est basé sur l'association de plusieurs coupleurs fibrés afin de créer six sorties d'intensités égales. Ce type de dispositif présente l'énorme avantage de réduire un maximum l'encombrement optique autour de la chambre à vide, tout en réduisant les problèmes d'alignement. Le diviseur dont nous disposons présente une incertitude assez élevée ($\pm 12\%$ au maximum) sur l'équilibre en intensité des six faisceaux de sortie et cela peut poser un problème pour le MOT. En effet, deux faisceaux contra-propageants doivent avoir une intensité identique (à quelques % près) pour assurer un bon refroidissement. En revanche, les intensités des paires de faisceaux peuvent différer suivant les trois axes de refroidissement. Nous avons donc choisi d'utiliser des couples de sortie à intensité similaire :

- direction x : 1,5% de différence ;
- direction y : 1% de différence.

Les intensités des deux sorties restantes sont en revanche très différentes puisqu'elles correspondent aux intensités extrêmes, soit 24% de différence. Pour la compenser, un atténuateur variable est placé en sortie de la fibre de plus forte intensité, de manière à l'égaliser avec la sortie de plus faible intensité.

L'équilibre en intensité des faisceaux contra-propageants est ainsi assuré, mais l'intensité selon les différentes directions n'est pas la même : si les axes x et z présentent une différence de seulement 3%, il existe une différence de près de 20%

entre les axes x (ou z) et y . Cependant, nous montrons dans la section 2.6.4 que ceci n'empêche pas un bon refroidissement des atomes.

Afin d'obtenir des polarisations circulaires σ^\pm en sortie de chaque fibre du diviseur, nous utilisons six contrôleurs de polarisation décrits dans l'Annexe B, constitués chacun de trois boucles, équivalentes à deux $\lambda/4$ et une $\lambda/2$. En sortie de fibre, les faisceaux de refroidissement sont donc directement polarisés et les collimateurs de sortie créent des faisceaux de waist $w = 3,75$ mm.

Conception des bobines de piégeage

Les bobines de piégeage du MOT2 ont été conçues de manière à ne pas trop diminuer l'accès optique de la chambre de travail, tout en garantissant un gradient de champ magnétique suffisamment grand pour exercer une force de rappel conséquente sur les atomes. Ceci nécessite donc un compromis entre le rayon des bobines, leur distance avec le centre du piège, le nombre de spires, le courant nécessaire *etc.* Une contrainte supplémentaire à prendre en compte est l'échauffement des bobines. Si elles comprennent trop de tours, ou bien sont parcourues par un courant trop grand, elles peuvent dégager une telle chaleur qu'un système de refroidissement peut être nécessaire.

Ainsi, toutes ces contraintes ont été prises en compte pour concevoir les bobines ainsi que leur support. Elles sont constituées d'un fil de cuivre de 0,45 mm de diamètre, enroulé autour d'un rayon moyen $r = 2$ cm sur $N = 1000$ spires chacune. Leur résistance est de 22Ω et leur inductance vaut $L = 30$ mH [Wheeler, 1928]. Les deux bobines sont séparées d'une distance $d \simeq 10$ cm et sont parcourues par le même courant I en série, mais en sens opposé. Le champ généré suivant l'axe z des bobines est de la même forme que l'équation (2.6) ; seuls les paramètres changent. La forme de $B(z)$ est calculée et représentée sur la Fig. 2.11 pour un courant $I = 700$ mA. On peut voir que le gradient de champ magnétique correspondant à ces paramètres est de l'ordre de $10 - 15$ G/cm. À cette valeur de courant, les bobines atteignent une température d'environ 50 °C et ne nécessitent pas de système de refroidissement.

En plus de ces bobines de piégeage, trois paires de bobines de compensation sont placées autour de la chambre, à ~ 15 cm (voir Fig. 2.13), en configuration Helmholtz. Elles permettent de compenser les champs magnétiques résiduels tels que les champs générés par les pompes ioniques ou encore le champ magnétique terrestre ($\simeq 0.5$ G).

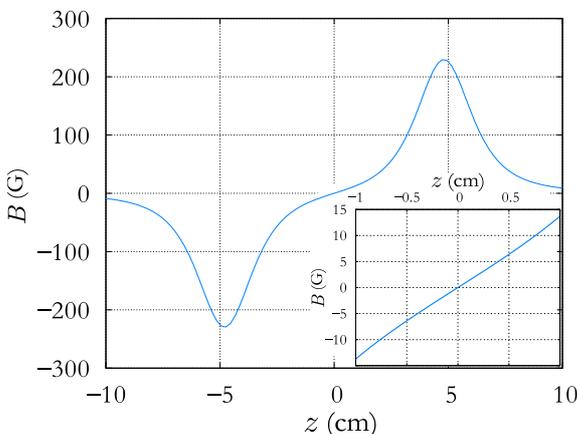


FIGURE 2.11 : Calcul du champ magnétique généré par les bobines du MOT2. Le calcul est effectué pour un courant de 700 mA. Le graphique inséré est un agrandissement de la courbe entre -1 et +1 cm et montre qu'un gradient $B'_z = 13$ G/cm peut être généré pour ces caractéristiques de bobines.

Faisceau pousseur

Pour finir, le dernier élément du MOT2 est le faisceau pousseur, permettant de charger le second piège à partir du MOT1. Plusieurs configurations de faisceau pousseur ont été proposées dans la littérature : faisceau désaccordé vers le rouge de la transition de refroidissement [Wohlleben *et al.*, 2001, Dimova *et al.*, 2007], vers le bleu, en utilisant des modes de propagation de type Laguerre-Gauss [Carrat *et al.*, 2014], ou encore vers le bleu, en mode pulsé [Schaff, 2011]. Nous avons choisi d'utiliser la configuration proposée dans [Wohlleben *et al.*, 2001], avec un faisceau qui pousse continûment les atomes du MOT1 vers le MOT2. Sa fréquence est désaccordée vers le rouge de la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ de plusieurs Γ , ce qui a pour effet de créer un guide optique pour les atomes grâce à la force dipolaire [Dimova *et al.*, 2007].

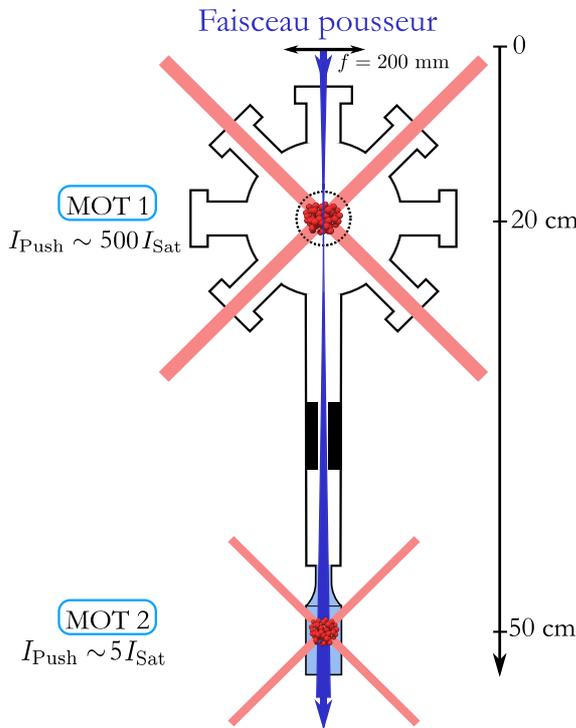


FIGURE 2.12 : Disposition du faisceau pousseur. Le faisceau pousseur est aligné suivant l'axe vertical du système à vide et relie les centres des deux pièges. Il est focalisé sur le MOT1 puis diverge au niveau du MOT2, ce qui implique deux ordres de grandeur de différence entre les intensités vues par les atomes dans les deux pièges.

Ce faisceau est focalisé à l'aide d'une lentille de 200 mm sur le MOT1, puis aligné selon l'axe vertical. Il passe donc à travers le tube de pompage différentiel et relie les deux pièges, comme le montre la Fig. 2.12. Au niveau du MOT1, le waist du faisceau est $\omega_1 = 200 \mu\text{m}$, alors qu'il vaut $\omega_2 = 2 \text{ mm}$ au niveau du MOT2. Par conséquent, les intensités vues par les atomes des pièges sont très différentes. Si l'on prend une puissance typique du faisceau pousseur $P \simeq 500 \mu\text{W}$, l'intensité du faisceau est donnée par $I = \frac{2P}{\pi\omega^2}$, soit $I_1 \simeq 500 I_S$ au niveau du MOT1 et $I_2 \simeq 5 I_S$ au niveau du MOT2, avec $I_{\text{Sat}} = 1,65 \text{ mW/cm}^2$ pour la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ du ^{87}Rb . Il y a donc deux ordres de grandeur de différence entre ces deux intensités. Le faisceau étant désaccordé de plusieurs Γ , ces intensités correspondent à une saturation de la force au niveau du MOT1, mais pas au niveau du MOT2. Ceci permet d'exercer une force de poussée très importante sur les atomes du MOT1, qui devient négligeable au niveau du second piège (d'autant que le faisceau est légèrement désaxé par rapport au MOT2). La Fig. 2.13 donne une vue d'ensemble

du second piège, avec les différents éléments précédemment détaillés, ainsi qu'une photographie du nuage d'atomes froids de ^{87}Rb utilisé pour les expériences présentées dans ce manuscrit (voir Chapitre 3).

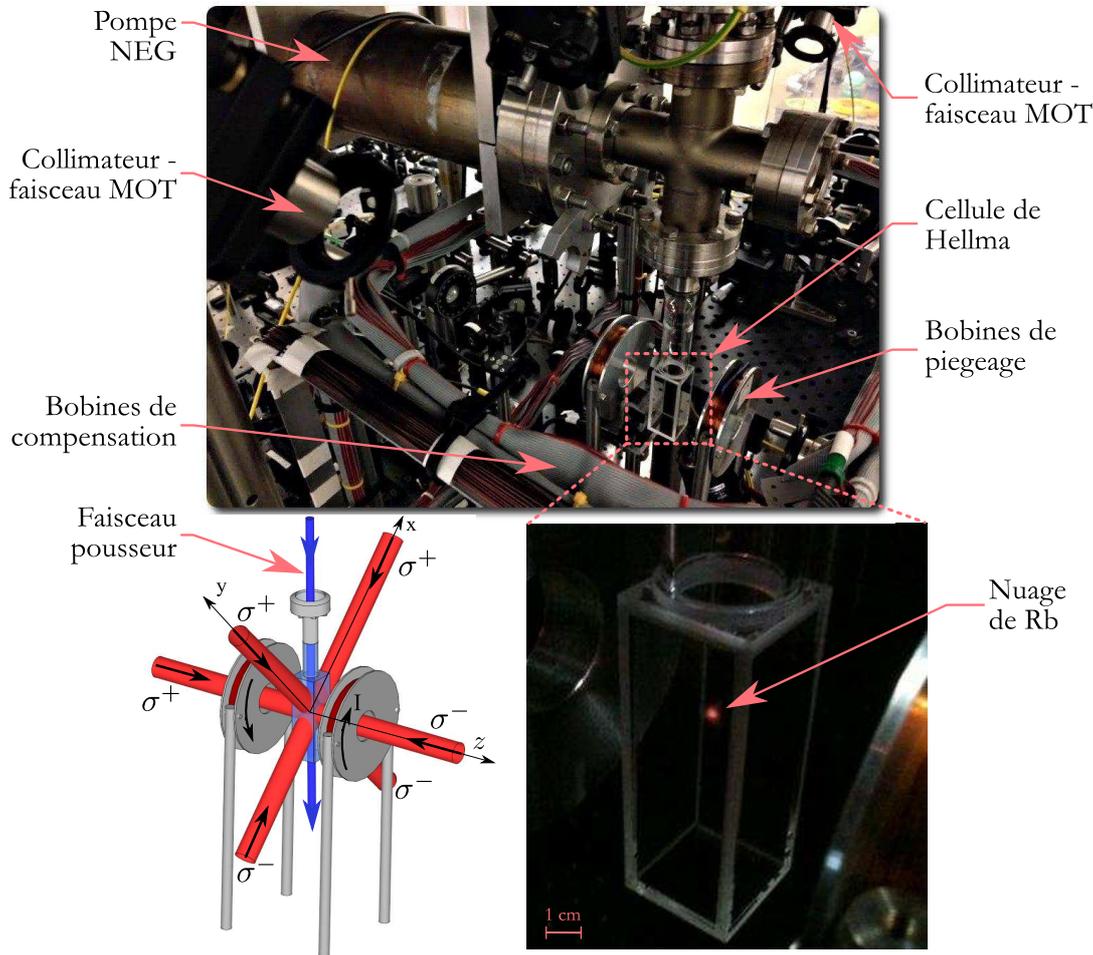


FIGURE 2.13 : Configuration du MOT2. Des collimateurs permettent de créer des faisceaux de waist $w = 3,75$ mm, directement polarisés circulairement. Des bobines de piégeage en configuration anti-Helmoltz établissent un gradient de champ magnétique d'environ 15 G/cm. Trois paires de bobines en configuration Helmholtz sont utilisées pour compenser les champs magnétiques résiduels. Un faisceau pousseur guide les atomes du premier piège jusqu'au centre du second piège où ils forment le nuage d'atomes froids de ^{87}Rb utilisé pour les expériences.

2.4 Caractérisation du double piège

Dans cette partie, nous présentons les caractéristiques des deux pièges, obtenues en mesurant la fluorescence des atomes piégés au moyen de systèmes de détection que nous décrivons dans un premier temps. Puis, en régime statique, les influences des différents paramètres (intensité et fréquence des faisceaux, gradients de champs magnétique, propriétés du faisceau pousseur *etc.*) sont étudiées et les valeurs permettant de maximiser le nombre d'atomes piégés sont identifiées. Le régime dynamique permet d'extraire les temps de chargement, taux de capture et temps de vie des pièges. Enfin, les densités des deux MOT sont estimées dans la dernière partie.

2.4.1 Systèmes d'analyse

L'outil principal de caractérisation d'un MOT⁷ est la fluorescence des atomes piégés, induite par les faisceaux de refroidissement. Afin de récolter cette fluorescence, deux systèmes d'analyse sont utilisés : une caméra CCD d'une part, et une lentille de récolte associée à une photodiode d'autre part. Chacun des pièges est équipé de ces deux systèmes. Les caméras utilisées servent à visualiser en temps réel les atomes piégés, ainsi que la forme et la taille des nuages. Les photodiodes permettent quant à elles de caractériser le double piège en régime statique et dynamique. La photodiode est la même pour les deux MOT et permet de transformer une puissance lumineuse en tension avec un gain $\eta = (40 \pm 1)$ mV/nW.

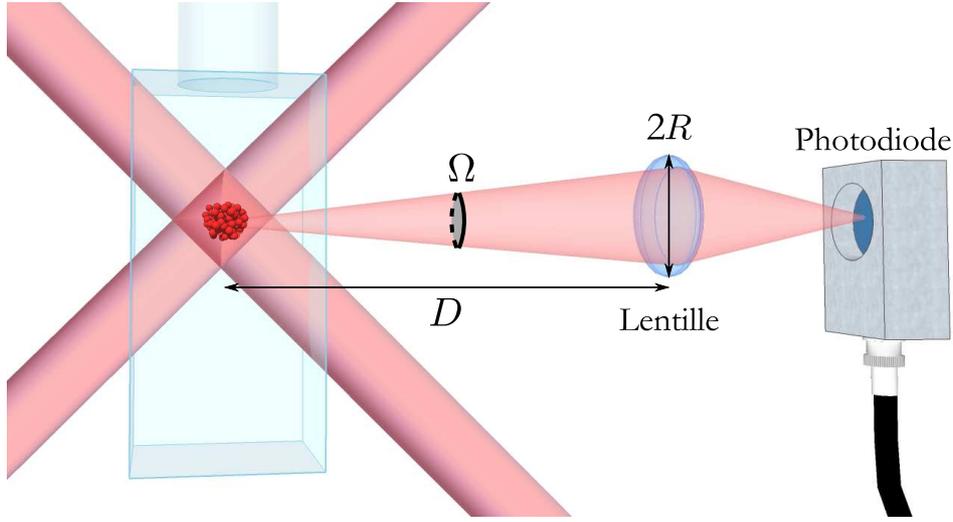


FIGURE 2.14 : Montage de fluorescence. La fluorescence induite par les atomes piégés est récoltée par une lentille dans un angle solide Ω puis focalisée sur une photodiode.

Les lentilles de récolte sont placées à une distance $D_1 = (200 \pm 5)$ mm et $D_2 = (140 \pm 1)$ mm des MOT1 et MOT2, et leur pleine ouverture est $2R_1 = (11 \pm 1)$ mm et $2R_2 = (13 \pm 1)$ mm. La Fig. 2.14 illustre ce montage pour le MOT2. L'angle solide de récolte de la fluorescence est donné par :

$$\Omega_{1,2} = \frac{\pi R_{1,2}^2}{D_{1,2}^2}, \quad (2.7)$$

soit $\Omega_1 = (9,5 \pm 0,5) \times 10^{-3}$ sr et $\Omega_2 = (2,5 \pm 0,1) \times 10^{-2}$ sr. On peut donc déduire de la mesure de la tension V_{Photo} de la photodiode une estimation du nombre d'atomes dans les pièges en utilisant l'expression :

$$N = \frac{V_{Photo}}{\eta \frac{\Omega_{1,2}}{4\pi} P_{at}}, \quad (2.8)$$

où P_{at} est la puissance émise par un seul atome de rubidium.

7. à différencier de l'étude du nuage en lui-même, en terme de température et d'épaisseur optique notamment, présentée dans la section 2.6

Elle est donnée par [Rapol *et al.*, 2001] :

$$P_{at} = \frac{\hbar\omega_L\Gamma}{2} \left(\frac{I/I_{\text{Sat}}}{1 + \frac{I}{I_{\text{Sat}}} + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2} \right), \quad (2.9)$$

où ω_L est la pulsation du laser, Γ la largeur de raie du niveau excité $|5p \ ^2P_{3/2}, F' = 3\rangle$ du ^{87}Rb . Aussi, I est l'intensité des faisceaux de refroidissement et $I_{\text{Sat}} = 1.65 \text{ mW/cm}^2$ est l'intensité de saturation de la transition de refroidissement. Les faisceaux de refroidissement étant filtrés spatialement par une fibre optique, ils ont un profil gaussien. L'intensité et la puissance des faisceaux sont donc reliées par l'expression $I = 2P/\pi w^2$, où w est le waist des faisceaux de refroidissement. Dans les parties 2.3.3 et 2.3.4, nous avons vu que $w_1 = 9 \text{ mm}$ et $w_2 = 3,75 \text{ mm}$.

L'expression 2.8 donne une estimation du nombre d'atomes piégés N , mais il y a plusieurs sources d'erreurs. La plus grande incertitude provient de l'angle solide Ω , mais également celles liées à η ainsi qu'à la lecture de V_{Photo} . L'incertitude sur N peut donc s'exprimer comme :

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta V_{\text{Photo}}}{V_{\text{Photo}}} + \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta\eta}{\eta}. \quad (2.10)$$

2.4.2 Étude des deux pièges en régime stationnaire

Dans cette partie, nous nous intéressons aux différents paramètres du double piège et aux valeurs maximisant le nombre d'atomes piégés N_S en régime stationnaire⁸. Dans un premier temps, nous étudions l'influence des paramètres des faisceaux de refroidissement sur les MOT1 et 2 (intensité et fréquence), puis du repompeur, puis celle du gradient de champ magnétique, et enfin celle des paramètres du faisceau pousseur. Pour chaque mesure, tous les paramètres sont maintenus constants hormis celui que l'on étudie. Le courant du getter est fixé à 5 A. La fluorescence émise par les deux pièges est récoltée par les systèmes d'analyse précédemment décrits, puis convertie en nombre d'atomes à l'aide de l'équation (2.9). L'étude du MOT1 en régime stationnaire est réalisée indépendamment du MOT2, et donc en l'absence du faisceau pousseur. Les barres d'erreur sont calculées en utilisant la formule (2.10), où seul le terme $\Delta V_{\text{Photo}}/V_{\text{Photo}}$ varie à chaque mesure. Il s'agit d'une incertitude liée aux fluctuations de tension ainsi qu'à la résolution avec laquelle la tension de la photodiode est lue sur l'oscilloscope. Globalement, l'incertitude relative $\Delta N_S/N_S$ vaut $\sim 10\%$.

Désaccord et intensité des faisceaux de refroidissement

Comme nous l'avons vu en section 2.2.2, un MOT nécessite un désaccord négatif des faisceaux de refroidissement, qui vaut typiquement quelques Γ ($\delta_{\text{MOT}} \simeq 2 - 3 \Gamma$). Afin d'étudier l'influence de ce paramètre, la fréquence de l'AOM placé sur le che-

8. Il faut noter que c'est N_S que nous souhaitons maximiser, et non la fluorescence émise par les atomes piégés. En effet, l'équation (2.9) montre que la fluorescence dépend de l'intensité et de la fréquence du faisceau incident. Ainsi, si l'on fait varier ces deux paramètres, une augmentation de la fluorescence ne veut pas nécessairement dire que plus d'atomes sont piégés.

2.4. Caractérisation du double piège

min du faisceau de refroidissement est scannée. La variation de cette fréquence est comprise entre 70 et 85 MHz, ce qui correspond, en unités de Γ , à une variation $-3\Gamma < \delta_{\text{MOT}} < -0,5\Gamma$. La Fig. 2.15 montre l'influence de δ_{MOT} sur le nombre d'atomes $N_S^{(1)}$ et $N_S^{(2)}$ piégés dans le MOT1 et 2 et l'allure de la courbe est similaire à celles obtenues pour d'autres expériences de refroidissement (voir par exemple [Lindquist *et al.*, 1992] ou [Rapol *et al.*, 2001]). Nous pouvons remarquer que la valeur optimale pour maximiser le nombre d'atomes piégés dans notre expérience est environ $\delta_{\text{MOT}} = -2,1\Gamma$.

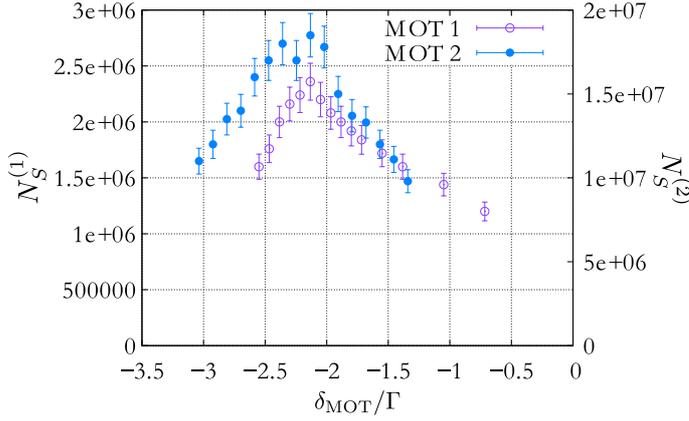


FIGURE 2.15 : Influence du désaccord des faisceaux de refroidissement δ_{MOT} sur les MOT1 et MOT2. La fréquence 0 correspond à la résonance $F = 2 \mapsto F' = 3$. Les courbes présentent un maximum en $\delta_{\text{MOT}} = -2,1\Gamma$, désaccord pour lequel les nombres d'atomes piégés $N_S^{(1)}$ et $N_S^{(2)}$ sont maximums.

Pour cette valeur optimale de δ_{MOT} , l'influence de la puissance des faisceaux de refroidissement I_{MOT} est étudiée, et représentée sur la Fig. 2.16. L'échelle des abscisses correspond à l'intensité par faisceau de refroidissement, normalisée par l'intensité de saturation I_{Sat} . Pour le MOT1, nous pouvons constater que $N_S^{(1)}$ sature à une valeur de $\sim 1,25 \times 10^6$ atomes pour une intensité de l'ordre de $20-30 I_{\text{Sat}}$. Pour le MOT2, une intensité de typiquement $20-30 I_{\text{Sat}}$ permet de piéger $\sim 10^7$ atomes, mais le phénomène de saturation n'est pas observable comme pour le MOT1. En revanche, nous avons observé que pour des intensités au delà de $30 I_{\text{Sat}}$, le nuage du MOT2 perd complètement son côté symétrique et devient de moins en moins confiné. Nous n'avons donc pas exploré des intensités plus grandes.

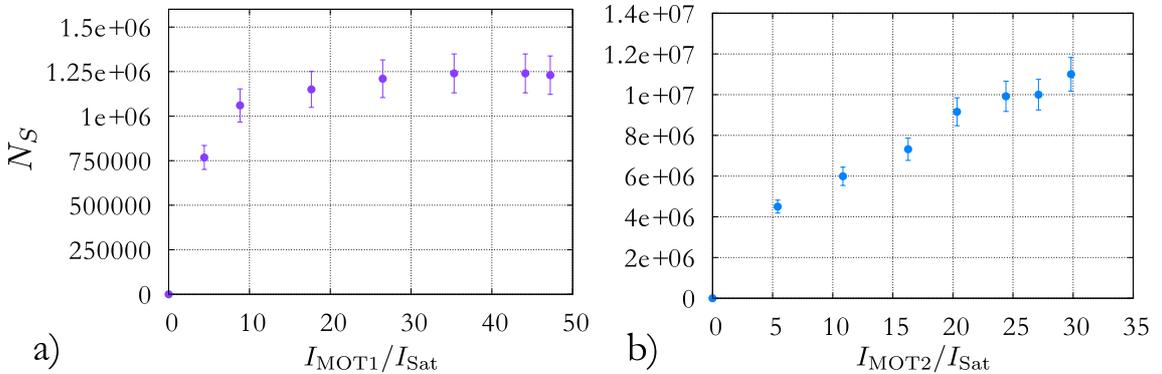


FIGURE 2.16 : Influence de l'intensité des faisceaux de refroidissement I_{MOT} sur a) le MOT1 et b) le MOT2. L'échelle des abscisses correspond à l'intensité par faisceau de refroidissement, en unités de I_{Sat} . La courbe pour le MOT1 présente une saturation à environ $30-40 I_{\text{Sat}}$.

Désaccord et intensité du repompeur

De la même manière que pour les faisceaux de refroidissement, l'influence des paramètres du repompeur sur les deux pièges est étudiée. Sa fréquence est tout d'abord scannée autour de la résonance $F = 1 \mapsto F' = 2$ à l'aide de l'AOM placé sur le trajet du faisceau. La Fig. 2.17 montre l'influence de cette variation sur les deux pièges. Dans les deux cas, N_S est maximal à la résonance, puis diminue légèrement de part et d'autre, ce qui indique que le processus de repompage est plus efficace à résonance. Pour $\delta_{\text{Rep}} \neq 0$, N_S diminue de manière un peu plus importante pour le MOT2, mais globalement, la fréquence du repompeur est beaucoup moins critique que celle des faisceaux de refroidissement.

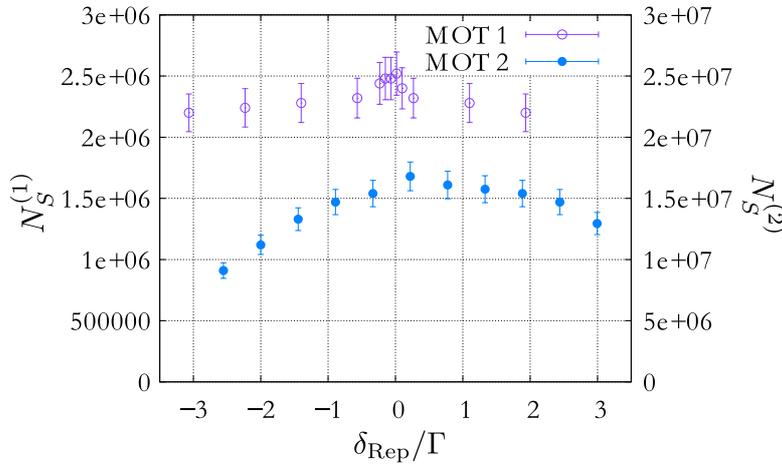


FIGURE 2.17 : Influence du désaccord du repompeur δ_{Rep} sur les MOT1 et MOT2. La fréquence 0 correspond à la résonance $F = 1 \mapsto F' = 2$. Les courbes présentent un maximum en $\delta_{\text{Rep}} = 0$, désaccord pour lequel le repompeur est le plus efficace dans le processus de refroidissement.

Pour l'intensité du repompeur I_{Rep} , le comportement est identique pour les deux pièges : N_S augmente très vite pour de faibles intensités puis présente une saturation, comme le montre la Fig. 2.18. En abscisses se trouve l'intensité totale du faisceau repompeur envoyé sur les atomes (six faisceaux confondus). Pour le MOT1, N_S sature à environ $6 - 7 \text{ mW/cm}^2$ et pour le MOT2, à environ 5 mW/cm^2 . Ce comportement est celui attendu : pour de faibles valeurs de I_{Rep} , les atomes qui tombent sur le niveau $F = 1$ ne sont pas tous "repompés" vers $F = 2$. Il y a donc

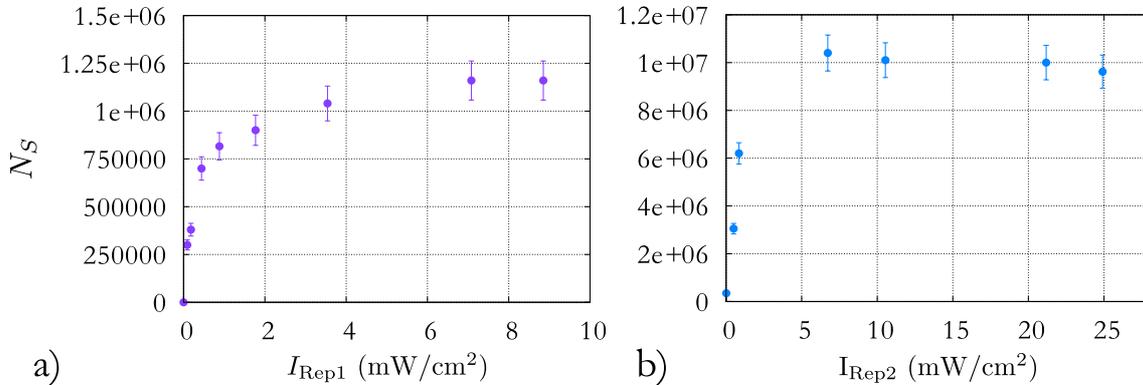


FIGURE 2.18 : Influence de l'intensité du repompeur I_{Rep} sur a) le MOT1 et b) le MOT2. L'échelle des abscisses correspond à l'intensité totale du repompeur. Les deux courbes présentent une saturation à environ 5 mW/cm^2 .

2.4. Caractérisation du double piège

moins d'atomes piégés en régime stationnaire. Puis, lorsque l'intensité atteint un seuil suffisant pour tous les repomper, N_S sature; augmenter I_{Rep} ne permet plus d'augmenter N_S .

Gradients de champ magnétique

L'influence du gradient de champ magnétique B' est donnée en Fig. 2.19. N_S est mesuré en fonction du courant injecté dans les bobines du MOT1 et 2, courant que nous convertissons en gradient de champ magnétique à l'aide de l'équation (2.6).

Nous pouvons remarquer qu'il existe une valeur de gradient optimale pour confiner un maximum d'atomes. Pour le MOT1, elle vaut $B'_{\text{MOT1}} \sim 12 - 14$ G/cm, ce qui correspond à un courant de 300 – 350 mA dans les bobines, et pour le MOT2 elle vaut $B'_{\text{MOT2}} \sim 10$ G/cm, ce qui correspond à un courant de 500 mA dans les bobines.

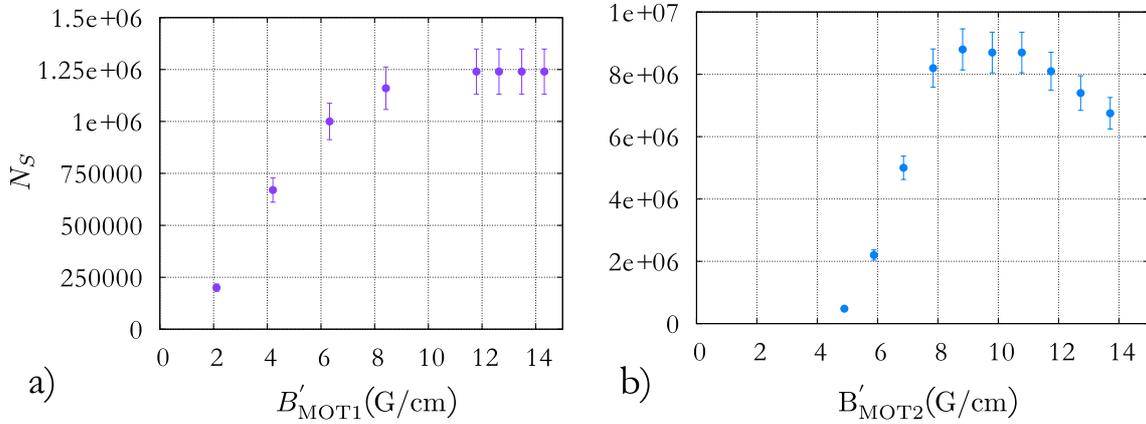


FIGURE 2.19 : Influence du gradient de champ magnétique sur a) le MOT1 et b) le MOT2. Pour les deux MOT, N_S est maximisé pour un gradient de l'ordre de $B' = 10 - 11$ G/cm, ce qui correspond à un courant de 350 mA pour le MOT1 et 500 mA pour le MOT2.

Intensité et fréquence du faisceau pousseur

Pour finir cette étude du régime stationnaire, nous nous intéressons aux paramètres du faisceau pousseur (fréquence et intensité) qui permettent de maximiser le nombre d'atomes piégés dans le MOT2. La Fig. 2.20 montre le résultat de l'étude où la fréquence de l'AOM du faisceau est balayée de 50 à 90 MHz, ce qui correspond à un désaccord δ_{Push} de -6Γ à 0Γ . Les courbes sont mesurées pour des intensités du faisceau pousseur différentes : $100 I_{\text{Sat}}$, $250 I_{\text{Sat}}$, $400 I_{\text{Sat}}$ et $500 I_{\text{Sat}}$. Le nombre d'atomes piégés $N_S^{(2)}$ est maximisé pour $\delta_{\text{Push}} \lesssim \delta_{\text{MOT}}$, ce qui concorde avec les travaux exposés dans [Wohlleben *et al.*, 2001]. En revanche, ce nombre diminue lorsque l'on se rapproche de $\delta_{\text{Push}} = 0$ car les atomes sont poussés à résonance. De ce fait, ils sont trop accélérés, ce qui réduit l'efficacité de transfert vers le MOT2.

Nous avons également vérifié que la configuration utilisée (faisceau focalisé et continu) permet de maximiser le nombre d'atomes. Lorsque le faisceau n'est pas focalisé, $N_S^{(2)}$ est deux fois moins important. De plus, son intensité est alors identique au niveau des deux MOT, ce qui a pour effet de déplacer le nuage et d'induire une

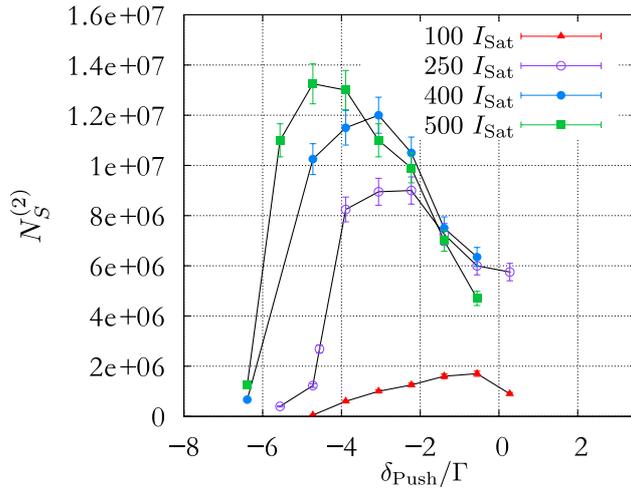


FIGURE 2.20 : Influence de l'intensité et du désaccord du faisceau pousseur sur le MOT2. L'échelle des abscisses correspond au désaccord du faisceau pousseur, en unités de Γ , par rapport à la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$.

fuite d'atomes. Enfin, une utilisation du faisceau en mode pulsé ne permet pas d'augmenter $N_s^{(2)}$, mais demande en revanche plus de contrôle informatique. Pour toutes ces raisons, nous utilisons un faisceau pousseur focalisé sur le MOT1, continu, et désaccordé d'environ -5Γ pour une intensité de l'ordre de $500 I_{\text{Sat}}$.

Résumé des paramètres utilisés

Cette étude du régime stationnaire du double-piège nous permet de connaître les valeurs des différents paramètres maximisant le nombre d'atomes piégés dans les MOT1 et 2 :

- Désaccord des faisceaux de refroidissement : $\delta_{\text{MOT}} = -2,1 \Gamma$ par rapport à la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$;
- Intensité par faisceau de refroidissement : $I_{\text{MOT1}} = 30 I_{\text{Sat}}$ et $I_{\text{MOT2}} = 25 I_{\text{Sat}}$
- Fréquence du faisceau pousseur : résonant avec la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$;
- Intensité du repompeur : $I_{\text{Rep}} \sim 5 \text{ mW/cm}^2$ pour chacun des MOT ;
- Gradients de champ magnétique : $B'_{\text{MOT1}} = 14 \text{ G/cm}$ et $B'_{\text{MOT2}} = 10 \text{ G/cm}$ (soit un courant dans les bobines de respectivement 350 mA et 500 mA) ;
- Fréquence du faisceau pousseur : $\delta_{\text{Push}} = -5 \Gamma$ par rapport à la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$;
- Intensité du faisceau pousseur : $I_{\text{Push}} \sim 500 I_{\text{Sat}}$.

2.4.3 Étude des deux pièges en régime dynamique

En régime dynamique, nous étudions tout d'abord les temps de chargement et taux de capture des deux pièges en fonction du courant du getter. Puis, les temps de vie des MOT sont présentés et permettent une estimation de la pression, notamment celle dans la chambre de travail. Toutes ces mesures sont réalisées pour les paramètres déterminés dans la partie précédente, c'est à dire par l'étude du régime stationnaire.

Temps de chargements et taux de capture

La première série de mesure consiste à étudier le temps de chargement du piège lorsque la source délivre un flux constant de rubidium. Pour cela, l'évolution temporelle du nombre d'atomes est mesurée lorsque le piège est mis en route, *i.e.* le gradient de champ magnétique et les faisceaux de refroidissement sont allumés⁹. Le chargement des MOT est déterminé par un équilibre entre le taux de capture du piège R et son taux de pertes. Cet équilibre donne lieu à une équation de taux pour le nombre d'atomes piégés [Steane *et al.*, 1992] :

$$\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V}, \quad (2.11)$$

où N est le nombre d'atomes piégés et où τ représente le temps de chargement du piège, qui dépend des collisions entre les atomes froids piégés et les atomes du gaz résiduel ainsi que les atomes de rubidium émis par la source et non-piégés. Le troisième terme correspond à des pertes induites par des collisions à deux corps entre les atomes piégés, avec V le volume du piège et β le taux de collision à deux corps. Ce terme joue un rôle pour des MOT ayant des densités très élevées [Sesko *et al.*, 1989], ce qui n'est pas notre cas, comme nous le montrons dans la partie 2.4.4. Nous pouvons donc négliger ce terme et la solution de l'équation (2.11) s'écrit :

$$N(t) = N_s[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (2.12)$$

en posant que $N(t=0) = 0$. N_s est le nombre d'atomes en régime stationnaire qui est donné par $N_s = R\tau$.

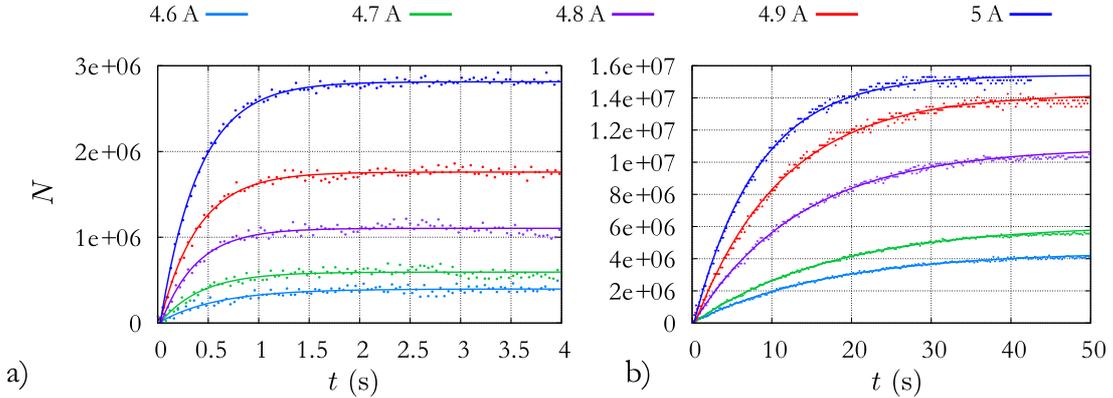


FIGURE 2.21 : Courbes de chargement a) du MOT1 et b) du MOT2. Ces courbes représentent l'évolution temporelle du nombre d'atomes piégés N lorsque les pièges sont allumés, pour plusieurs courants du getter (4.6, 4.7, 4.8, 4.9 et 5 A). Les courbes en trait plein sont des ajustements de données et les barres d'erreur de N ne sont pas représentées pour des raisons de lisibilité des courbes.

Sur la Fig. 2.21, des courbes de chargement sont représentées pour différents courants du getter. La Fig. 2.21(a) correspond aux chargements du MOT1 et celle

9. Le faisceau pousseur n'est pas allumé afin d'étudier le MOT1 de manière autonome; en revanche, il est allumé pour le MOT2 puisqu'il en constitue la source.

de droite (b) à ceux du MOT2. Des ajustements de données correspondant à l'équation (2.12) sont effectués pour chacune des courbes et nous pouvons remarquer le très bon accord avec les données. Les valeurs de τ et N_s sont extraites de chaque ajustement et sont listées dans le tableau 2.1. Les taux de capture $R = N_s/\tau$ sont également calculés et présentés dans ce tableau.

Plusieurs remarques peuvent être faites en l'étudiant.

1. Lorsque le flux de rubidium libéré par la source passe de 4,6 à 5 A, le nombre d'atomes N_s augmente de près d'un ordre de grandeur pour les deux MOT.
2. Quant aux chargements des pièges, ils sont plus rapides (diminution de 0,57 s à 0,38 s pour le MOT1 et de 17,4 s à 8 s pour le MOT2). Il en résulte un taux de capture qui augmente exponentiellement avec le courant du getter, comme le montre la Fig. 2.22.
3. Le taux de capture est plus élevé pour le MOT1 que pour le MOT2, ce qui résulte de la compétition entre τ et N_s . Le chargement est très rapide pour le MOT1 étant donné qu'il est situé à côté de la source de rubidium. Le chargement du MOT2 est en revanche plus long car il résulte d'un mécanisme plus complexe (chargement du MOT1, puis transfert des atomes via le faisceau pousseur).
4. Si l'on s'intéresse maintenant au nombre d'atomes piégés en régime stationnaire, il est plus élevé dans le MOT2, d'environ un ordre de grandeur. Dans le MOT1, le nombre d'atomes est plutôt faible et peut s'expliquer par un taux de collision avec le gaz résiduel élevé, qui sature le piège rapidement.

En conclusion, le chargement du MOT2 prend plusieurs secondes, ce qui limitera les taux de répétition des expériences de stockage que nous comptons effectuer. En revanche, les valeurs de N_s permettent d'obtenir des épaisseurs optiques supérieures à 1, comme le montrent les mesures de la partie 2.6.6.

I_{gett} (A)	MOT1			MOT2		
	N_s (atomes)	τ (s)	R (atomes/s)	N_s (atomes)	τ (s)	R (atomes/s)
4,6	$3,9 \times 10^5$	0,57	$6,8 \times 10^5$	$4,5 \times 10^6$	17,4	$2,6 \times 10^4$
4,7	$5,9 \times 10^5$	0,41	$1,4 \times 10^6$	$6,1 \times 10^6$	17,6	$3,5 \times 10^4$
4,8	$1,1 \times 10^6$	0,37	$3,0 \times 10^6$	$1,1 \times 10^7$	13,6	$8,0 \times 10^4$
4,9	$1,8 \times 10^6$	0,38	$4,6 \times 10^6$	$1,4 \times 10^7$	11,1	$1,3 \times 10^5$
5,0	$2,8 \times 10^6$	0,38	$7,5 \times 10^6$	$1,5 \times 10^7$	8,1	$1,9 \times 10^5$

TABLE 2.1 : Taux de capture des deux MOT. Ce tableau liste les temps de chargement τ , le nombre d'atomes N_s en régime stationnaire, et les taux de capture $R = N_s/\tau$ pour les deux pièges et pour différents courants du getter.

Temps de vie des pièges

Une seconde mesure en régime dynamique est présentée : celle du dépeuplement des pièges lorsque l'on coupe la source de rubidium, qui donne directement accès au temps de vie des MOT. Pour le MOT1, cela correspond à la coupure du getter et pour le MOT2, à la coupure du faisceau pousseur (puisque c'est lui qui approvisionne

2.4. Caractérisation du double piège

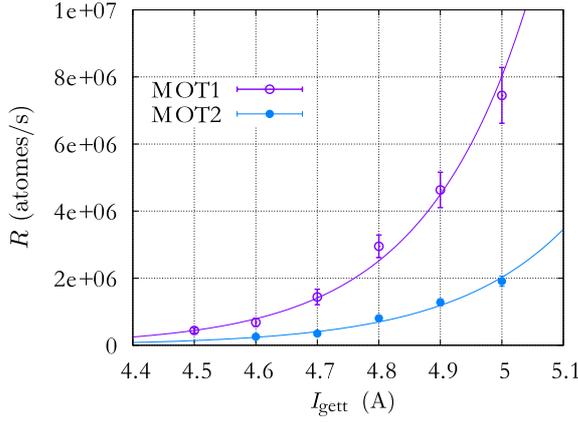


FIGURE 2.22 : Évolution du taux de capture des deux pièges en fonction de I_{gett} . Les points correspondent aux données expérimentales et les barres d'erreur sont calculées à l'aide de l'incertitude sur N ainsi que sur celles de τ et N_s tirées des ajustements de données de la Fig 2.21. Les courbes en trait plein sont des ajustements de données exponentiels.

le MOT2 en atomes). L'équation qui régit le dépeuplement des pièges est la même que l'équation (2.11), mais avec un taux de capture qui vaut $R = 0$. Ainsi, la solution s'écrit, en posant $N(t = 0) = N_s$:

$$N(t) = N_s \exp(-t/\tau_d), \quad (2.13)$$

avec τ_d le taux de dépeuplement du piège, également appelé *temps de vie*. Ce taux est inversement proportionnel au taux de collision des atomes piégés avec le gaz résiduel. Plus ce dernier est grand, plus les pièges se dépeuplent rapidement.

La Fig. 2.23 montre des exemples de courbes de dépeuplement pour le MOT1 et 2. Pour le MOT1, le faisceau pousseur n'est pas allumé, et le getter est coupé à $t = 0$. Pour le MOT2, le getter et le MOT1 sont allumés, puis le faisceau pousseur est coupé à $t = 0$. Les courbes en trait plein correspondent à des ajustements de données à l'aide de la loi de dépeuplement (2.13) et nous pouvons remarquer le très bon accord avec les points expérimentaux. Nous pouvons ainsi extraire de ces courbes les valeurs de τ_d pour différents courants du getter, et les répertorier dans le tableau 2.2.

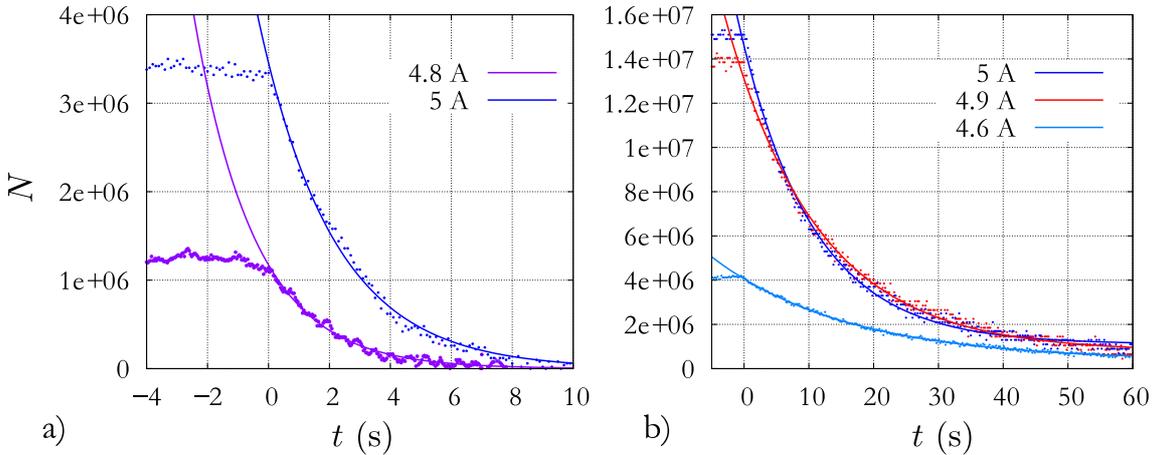


FIGURE 2.23 : Courbes de dépeuplement des pièges a) pour le MOT1 et b) pour le MOT2. Les courbes correspondent à différents courants du getter (4,6, 4,8, 4,9 et 5 A). Les courbes en trait plein sont des ajustements de données et les barres d'erreur de N ne sont pas représentées par soucis de clarté.

Nous pouvons remarquer que les temps de vie du MOT1 sont constants pour différents I_{gett} . Ceci montre que, pour ces valeurs de I_{gett} , les collisions avec les atomes de rubidium non-piégés sont négligeables devant les collisions avec les atomes du gaz résiduel, ce qui est en accord avec le fait que la pression dans la chambre de préparation est assez élevée ($P_1 \simeq 2 \times 10^{-7}$ mbar)¹⁰. Pour le MOT2, nous pouvons observer que le temps de vie du piège diminue lorsque I_{gett} augmente. Deux conclusions peuvent être tirées de cela.

1. Le vide dans la seconde chambre est bon, et bien meilleur que dans la première chambre. Pour $I_{\text{gett}} < 4,7$ A, le temps de vie est ~ 20 s, ce qui implique un faible taux de collision. Ces valeurs indiquent une pression dans la deuxième chambre de l'ordre de (ou inférieure à) $P_2 \sim 10^{-9}$ mbar [Monroe *et al.*, 1990].
2. Le taux de collision dans la seconde chambre n'est plus négligeable pour des I_{gett} élevés ($> 4,8$ A) puisque τ diminue. Ceci peut s'expliquer par un taux de collision avec des atomes de Rb non piégés plus important, et dû au fait que le faisceau pousseur transfère des atomes de la vapeur en même temps que les atomes du MOT1. Plus I_{gett} est grand, plus la vapeur de rubidium non piégée devient dense dans la première chambre, ce qui induit un transfert d'atomes "chauds" plus important dans la seconde. Une autre explication serait que lorsque le getter fonctionne à de forts courants, il libère d'autres atomes qui influent sur la qualité du vide dans la seconde chambre.

I_{gett} (A)	MOT1 τ_d (s)	MOT2 τ_d (s)
4,6	$2,3 \pm 0,1$	$20 \pm 0,2$
4,7	/	$21 \pm 0,2$
4,8	$2,1 \pm 0,1$	$18 \pm 0,2$
4,9	/	$14 \pm 0,2$
5,0	$2,4 \pm 0,2$	$11,4 \pm 0,1$

TABLE 2.2 : Valeurs des temps de vie des deux pièges à différents courants du getter. Les incertitudes sont celles données par les ajustements de données effectués sur les courbes de dépeuplement, dont certaines sont représentées sur la Fig. 2.23.

Enfin, nous pouvons remarquer que les temps de dépeuplement ne sont pas égaux aux temps de chargement de la partie précédente. Ceci vient du fait que les mesures ne sont pas réalisées dans les mêmes conditions. Pour le chargement des pièges, les sources sont allumées en permanence alors que pour les mesures de temps de vie, les sources sont coupées. Les taux de collision avec le gaz résiduel de rubidium sont plus faibles pour les mesures de temps de vie (d'où des temps de vie plus longs que les temps de chargement).

2.4.4 Estimation des densités des nuages

Pour finir cette caractérisation du double piège, nous nous intéressons maintenant aux densités des deux nuages formés par les MOT1 et 2, lorsque le régime stationnaire est atteint.

¹⁰. Initialement, nous nous attendions à ce que les collisions avec les atomes de rubidium non-piégés soit plus importantes pour le MOT1. Mais finalement, la pression régnant dans la chambre de préparation est trop élevée pour que cet effet soit dominant.

2.4. Caractérisation du double piège

Pour les estimer, nous utilisons les images de la distribution spatiale de fluorescence des deux pièges, obtenues sur les caméras du système d'imagerie. La Fig. 2.24 montre un exemple d'image obtenue pour le MOT2, où l'axe horizontal correspond à l'axe z du piège (celui des bobines) et l'axe vertical à un axe transverse u . Le code couleur indique quant à lui la répartition spatiale d'intensité I , normalisée par le maximum d'intensité I_{\max} situé au centre du piège. Cette répartition est relativement symétrique en comparaison des formes exotiques que peuvent prendre les nuages d'atomes froids [Sesko *et al.*, 1991, Bagnato *et al.*, 1993]. De ces images, nous pouvons tirer des profils d'intensité suivant différents axes ; la Fig. 2.25 en est un exemple pour le MOT2, suivant l'axe z . Ce profil étant de type gaussien, un ajustement de données nous permet d'extraire l'écart type de la distribution spatiale.

En calculant la moyenne des écarts-types suivant plusieurs directions, on peut donc connaître l'écart-type σ moyen de la distribution spatiale du nuage¹¹. Pour une distribution atomique gaussienne, la densité s'écrit :

$$n = \frac{N_S}{2\pi^{3/2}\sigma^3}. \quad (2.14)$$

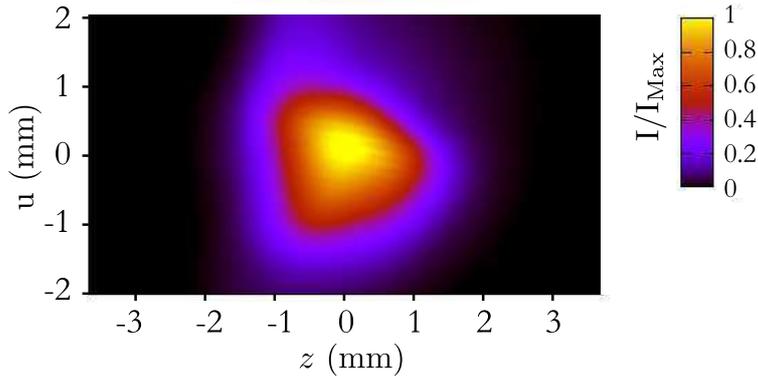


FIGURE 2.24 : Distribution spatiale 2D de la fluorescence émise par le MOT2. La fluorescence récoltée par la caméra est tracée suivant deux axes. La distribution spatiale de l'intensité montre un maximum au centre du piège, où l'intensité normalisée vaut 1.

Il est donc maintenant possible d'estimer les densités des nuages des MOT1 et 2, pour $I_{\text{gett}} = 5$ A par exemple :

- MOT1 : $N_S = (2,8 \pm 0,3) \times 10^6$ atomes et $\sigma = (550 \pm 20)$ μm , soit une densité $n_{\text{MOT1}} = (1,5 \pm 0,2) \times 10^9$ atomes/ cm^3 ;
- MOT2 : $N_S = (1,5 \pm 0,1) \times 10^7$ atomes et $\sigma = (680 \pm 40)$ μm , soit une densité $n_{\text{MOT2}} = (4,3 \pm 0,5) \times 10^9$ atomes/ cm^3 .

Ces estimations montrent des densités relativement faibles, notamment pour le MOT1. Celui-ci, chargé à partir d'une vapeur atomique, devrait pouvoir atteindre des densités de l'ordre de 10^{10} atomes/ cm^3 [Lindquist *et al.*, 1992]. Afin d'augmenter cette densité, nous avons longuement travaillé sur l'alignement des faisceaux de refroidissement ainsi que sur la recherche des paramètres optimum, comme le montre

11. Pour être tout à fait complet, il faudrait utiliser une seconde caméra pour avoir accès à la troisième dimension spatiale, mais nous supposons une distribution homogène dans les trois directions de l'espace.

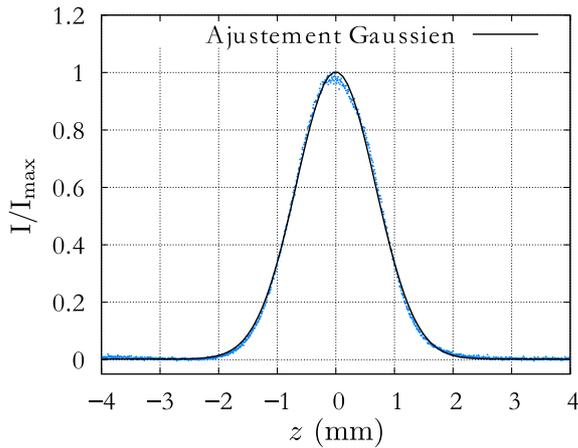


FIGURE 2.25 : Distribution spatiale 1D de la fluorescence émise par le MOT2. La fluorescence du MOT2 est récoltée par la caméra et l'intensité résultante I normalisée par l'intensité maximale I_{max} est tracée suivant l'axe z du MOT2.

l'étude réalisée en régimes stationnaire et dynamique. Une fois ces paramètres ajustés, deux raisons peuvent expliquer cette faible densité :

1. le flux d'atomes délivré par la source est trop faible ;
2. la pression dans la chambre de préparation est trop haute.

La première possibilité a été écartée pour deux raisons. Tout d'abord, nous travaillons à un courant juste en-dessous d'un courant limite. Au delà, la quantité de rubidium libérée dans la chambre est si grande que les faisceaux de refroidissement induisent une importante fluorescence des atomes de la vapeur. De plus, pour $I_{\text{gett}} > 5$ A, le temps de vie du MOT2 diminue ce qui signifie que la chambre de travail commence à être polluée par le gaz résiduel, en trop grande quantité dans la chambre de préparation.

La seconde possibilité peut expliquer une limitation de la densité due aux collisions trop importantes avec le gaz résiduel. Suite à une défaillance de la pompe ionique de la chambre de préparation, nous avons d'ailleurs observé que lorsque la pression augmente seulement d'un facteur 2, le nombre d'atomes piégés diminue grandement, ce qui semble confirmer que nous sommes dans un régime de pression trop haute, qui limite la densité.

Afin de solutionner ce problème, il faudrait améliorer le vide dans la chambre de préparation. La chambre ayant été étuvée à plusieurs reprises, le problème réside probablement ailleurs : une micro-fuite, un matériau dont le dégazage est trop important, et/ou un système de pompage pas assez efficace peuvent expliquer cette pression.

Concernant le MOT2, n_{MOT2} n'est pas très élevée non plus, mais ceci s'explique par la densité limitée dans le MOT1 ¹².

Malgré ces densités plus basses qu'attendu, nous montrons dans la partie 2.6.6 que ceci n'empêche pas d'atteindre des épaisseurs optiques de l'ordre de 5 pour le nuage du MOT2 (voir partie 2.6.6), et c'est cette grandeur qui est particulièrement intéressante pour l'expérience de stockage quantique.

12. Elle est cependant plus élevée que pour le MOT1 sachant que le chargement du MOT2 se fait de manière continue, jusqu'à ce qu'il atteigne un régime stationnaire.

2.5 Séquences expérimentales de refroidissement

Afin de refroidir davantage les atomes du nuage, des séquences temporelles lui sont appliquées, séquences durant lesquelles les différents faisceaux et champ magnétiques sont contrôlés informatiquement. Après avoir décrit les outils de contrôle et les logiciels utilisés, nous montrons comment ils permettent de couper rapidement le piège afin de réaliser des expériences sur le nuage d'atomes.

2.5.1 Étapes de refroidissement

Une fois le MOT2 chargé, il est soumis à plusieurs étapes permettant de refroidir plus encore le nuage, puis de l'exploiter pour effectuer soit des mesures soit des expériences. Pendant le chargement, qui dure une dizaine de secondes lorsque $I_{\text{gett}} = 5 \text{ A}$, tous les paramètres correspondent à ceux déterminés suite à l'étude du régime stationnaire de la partie 2.4.2. Les phases suivantes ont pour but de réduire les forces qui s'exercent sur les atomes et ainsi diminuer la température par des mécanismes de refroidissement sub-Doppler (voir partie 2.2.4). Ces différentes phases sont schématisées sur la Fig. 2.26. Leurs durées ainsi que les différents paramètres (intensité et désaccord des faisceaux de refroidissement) ont été optimisés (voir partie 2.6) pour refroidir un maximum le nuage d'atomes froids, tout en conservant une forte épaisseur optique. Quatre phases constituent l'étape de refroidissement :

- la phase MOT (5 ms), durant laquelle le faisceau pousseur est coupé. Le désaccord des faisceaux de refroidissement est progressivement augmenté, alors que leur intensité est diminuée. À la fin de la phase MOT, ce désaccord vaut $\delta = -3 \Gamma$ et l'intensité vaut $9 I_{\text{Sat}}$;
- la phase MOT *froid* (5 ms), durant laquelle les paramètres sont maintenus constants ;
- la phase *mélasses* (5 ms), durant laquelle le gradient de champ magnétique est coupé, le désaccord des faisceaux de refroidissement est à nouveau progressivement augmenté jusqu'à $-4,5 \Gamma$, et l'intensité progressivement diminuée jusqu'à $1,5 I_{\text{Sat}}$;
- la phase *mélasses froides* (5 ms), durant laquelle les paramètres sont maintenus constants.

Cette étape de refroidissement dure environ 20 ms, puis tous les faisceaux sont coupés et le nuage n'est plus soumis à aucune force de piégeage ; seule la gravité s'exerce sur les atomes. C'est durant cette phase de relâchement que les mesures sur le nuage ou bien les expériences de stockage sont réalisées. Pour un nuage suffisamment froid (quelques μK), plusieurs ms sont disponibles pour effectuer des expériences sans que l'expansion du nuage ne soit trop importante et pour que les atomes puissent être ensuite recapturés dans le piège.

2.5.2 Outils et logiciels de contrôle

La gestion temporelle des faisceaux et du champ magnétique de piégeage est donc importante pour réaliser ces différentes étapes. Pour contrôler les faisceaux (en

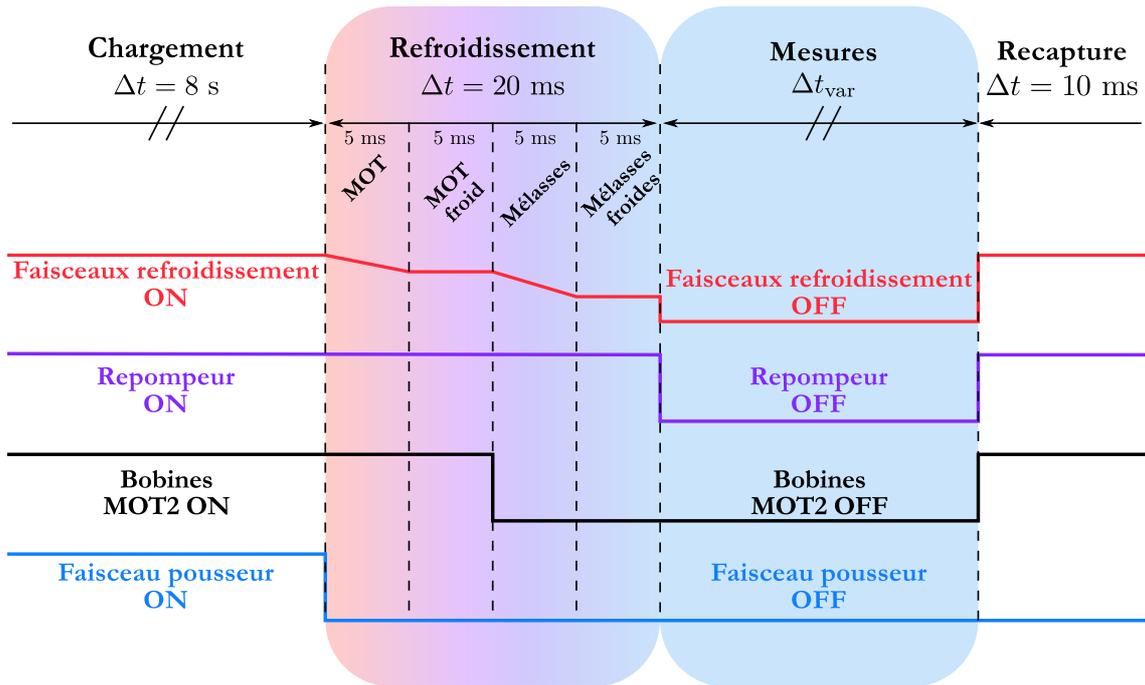


FIGURE 2.26 : Séquences temporelles appliquées au nuage. Les atomes sont d'abord chargés dans le MOT2 puis sont refroidis au cours des phases MOT, MOT froid, mélasses et mélasses froides. Durant la phase de mesures, les forces de piégeage et de refroidissement sont coupées, puis sont appliquées à nouveau à la fin pour recapter les atomes.

intensité et en fréquence), nous disposons de modulateurs acousto-optiques utilisés en mode de diffraction non-nulle, et également d'obturateurs mécaniques (shutters) pour une meilleur extinction des faisceaux. L'extinction du champ magnétique de piégeage s'effectue en contrôlant l'alimentation en courant des bobines. Le contrôle de ces différents appareils peut se faire par voie analogique ou numérique, et nécessite une synchronisation précise.

Pour cela, nous utilisons le logiciel LabVIEW 2012 afin de programmer une carte d'acquisition de données (DAQ) multi-fonction de chez National Instruments (PCI-6229), qui comprend 4 sorties analogiques 16 bits (833 kéch./s), 32 entrées analogiques 16 bits, 48 E/S numériques, et 2 compteurs 32 bits à déclenchement numérique. Cette carte est reliée à deux blocs de connexion (SCB-68A) à l'aide de deux câbles blindés (SHC68-68-EPM). Chacune des connexions de ces blocs sert donc à contrôler les AOM/shutter/alimentation, avec une résolution de l'ordre de la μs .

En ce qui concerne la programmation, il était nécessaire de programmer des boucles pour, par exemple, répéter la phase de "refroidissement + mesures" un grand nombre de fois sans recharger le nuage, et ainsi augmenter le taux de répétition de l'expérience. Sans entrer dans les détails de la structure du programme, notons toutefois son principe de fonctionnement une fois finalisé : nous rentrons dans l'interface graphique du programme les différents paramètres pour chaque étape de la séquence temporelle (durée de l'étape, quels faisceaux sont allumés/éteints *etc.*). Le programme crée ensuite des tableaux contenant, pour chaque étape, l'état de toutes les sorties (numériques et analogiques). Puis l'acquisition synchronisée de ces

2.5. Séquences expérimentales de refroidissement

tableaux est lancée, et chaque sortie contrôle un dispositif de l'expérience. L'interface graphique du programme est visible sur la Fig. 2.27.

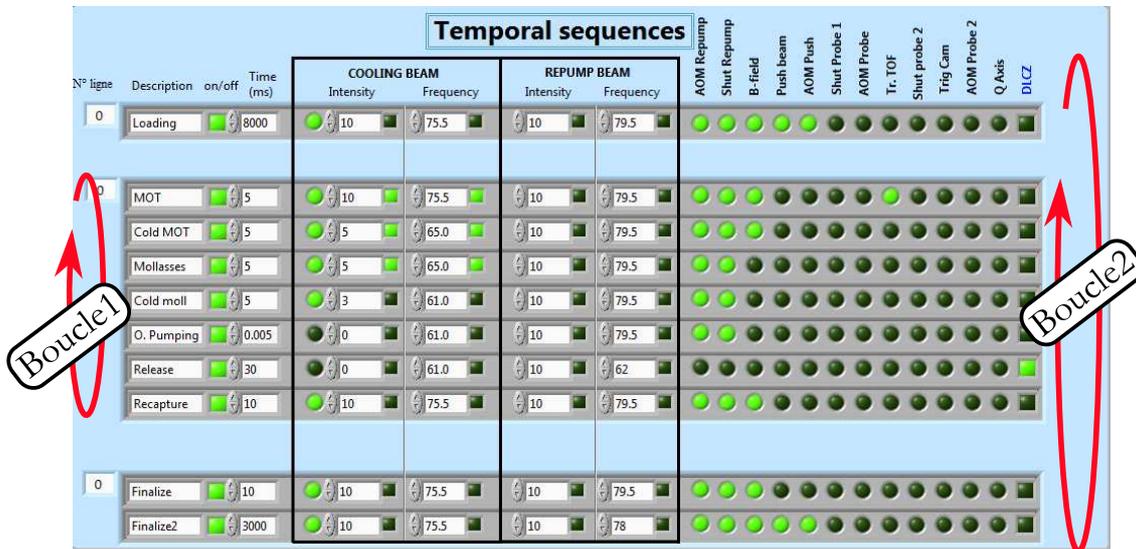


FIGURE 2.27 : Interface graphique du programme de contrôle des séquences temporelles. L'ensemble des paramètres des différentes étapes sont ajustables. Le programme permet également de boucler sur l'étape de refroidissement (boucle1), ainsi que sur la séquence totale (boucle2).

La séquence est divisée en trois : le premier bloc correspond à la phase de chargement, le second à la phase de "refroidissement + mesures", et le troisième à une étape finale, identique à la phase de chargement. Ces trois blocs sont séparés car il est possible d'effectuer des boucles sur le "refroidissement + mesures" (boucle 1), et des boucles sur la séquence complète (boucle 2 : "chargement + refroidissement + étape finale"). La première colonne correspond au nom des étapes, la seconde à leur état (ON/OFF), et la troisième à leur durée en ms. Les colonnes suivantes correspondent au contrôle des faisceaux de refroidissement et repompeur, où intensité et fréquence sont gérées par des sorties analogiques (0-10 V). Les indicateurs carrés permettent d'effectuer des rampes sur les sorties analogiques (pour changer progressivement la fréquence ou l'intensité). Enfin, tous les indicateurs ronds correspondent aux sorties numériques (TTL).

2.5.3 Contrôle et coupure des faisceaux

Afin de contrôler la fréquence et l'intensité des faisceaux, nous exploitons les AOM placés sur leurs trajets et utilisés pour ajuster leur fréquence. Les sorties analogiques et numériques de la carte d'acquisition sont ainsi envoyées aux contrôleurs des VCO (oscillateur contrôlé en tension) pilotant les AOM. Pour les faisceaux de refroidissement et le repompeur, la fréquence et l'intensité sont contrôlées par deux sorties analogiques. Lorsque le signal analogique qui contrôle la puissance de l'onde RF est nul, l'ordre diffracté est éteint, coupant ainsi le faisceau. Pour le faisceau pousseur, la fréquence et l'intensité n'ont pas besoin d'être ajustées. Seule l'intensité doit être coupée et pour cela, une sortie numérique permet d'allumer ou d'éteindre

l'onde RF du cristal de l'AOM, allumant ou éteignant ainsi le faisceau. La Fig. 2.28 montre l'intensité de ces trois faisceaux durant les séquences de refroidissement, récoltée sur une photodiode. On peut observer les changements linéaires d'intensité des faisceaux de refroidissement, qui sont dus à trois facteurs :

- la réduction linéaire de la puissance de l'onde RF ;
- le changement de fréquence et donc d'efficacité de l'AOM. En effet, l'efficacité est optimale pour la fréquence centrale de l'AOM, puis décroît ;
- la réduction du couplage du faisceau dans la fibre du MOT2. L'AOM étant utilisé en simple passage, un changement de fréquence implique un changement de direction du faisceau en sortie de l'AOM. La lentille de couplage étant située à plusieurs dizaines de centimètres, le couplage dépend donc de la fréquence.

On peut également observer que le repompeur est coupé quelques ms après les faisceaux de refroidissement. Ceci est intentionnel afin de garantir un pompage optique hyperfin dans l'état fondamental $F = 2$ (voir 2.6.7).

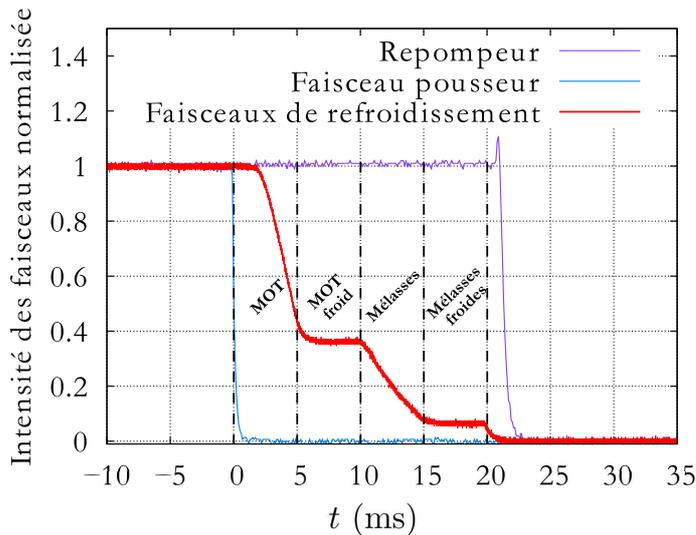


FIGURE 2.28 : Intensité des faisceaux durant les séquences temporelles. Le faisceau pousseur est coupé après la phase de chargement, puis durant les phases de refroidissement, l'intensité des faisceaux de refroidissement est diminuée. À la fin des mélasse froide, ils sont coupés ainsi que le repompeur.

Afin de couper les faisceaux de refroidissement, le repompeur et le faisceau pousseur, nous utilisons donc l'extinction des AOM, qui est d'environ 30 dB en simple passage. Afin d'améliorer cette extinction, les fréquences des AOM sont amenées en bordure de leurs plages de fonctionnement, de manière à réduire leur efficacité ainsi que le couplage dans les fibres. L'extinction devient alors égale à ~ 40 dB en sortie des fibres. Des obturateurs mécaniques pilotés par des sorties numériques sont également placés après chaque AOM, de manière à couper complètement les faisceaux résiduels. Ils ne sont utilisés que pour des taux de répétition de l'ordre du Hz, car à des vitesses plus rapides, le mécanisme de fermeture (basé sur un effet magnétique généré par une bobine) peut être endommagé. Parmi les expériences présentées dans ce manuscrit, l'obturateur du faisceau pousseur est toujours utilisé, tandis que ceux des faisceaux de refroidissement et repompeur ne sont pas utilisés pour les expériences de stockage (nécessitant un taux de répétition de l'ordre du kHz).

2.5.4 Coupure du gradient de champ magnétique

Durant les séquences expérimentales, le champ magnétique de piégeage est coupé pendant la phase des mélasses. Celui-ci doit impérativement être bien éteint durant les expériences de stockage quantique, afin d'éviter tout phénomène de décohérence. Pour ce faire, nous utilisons un circuit électronique simple basé sur un transistor afin de couper le courant dans les bobines. Du fait de l'inductance des bobines du MOT2 non-négligeable ($L = 30$ mH), le temps d'extinction est de l'ordre de $\tau = L/R$, soit ~ 1 ms. Ce temps est relativement long, mais ceci n'est pas un problème dans notre expérience puisque les étapes de mélasses et mélasses froides durent 10 ms au total.

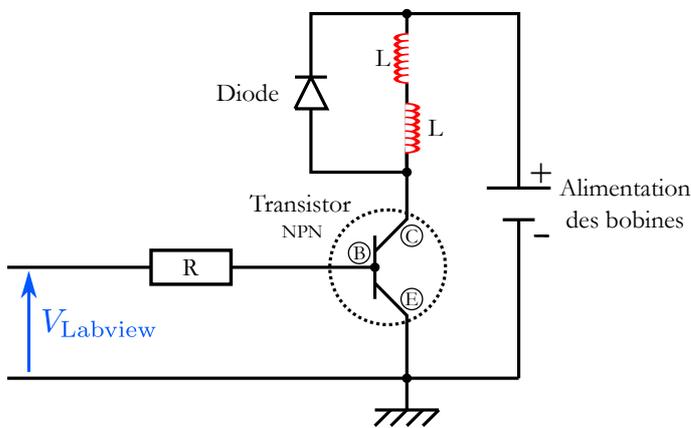


FIGURE 2.29 : Circuit électronique de contrôle du champ magnétique de piégeage. Un transistor en commutation permet de couper le courant généré par l'alimentation et circulant dans les bobines.

Le circuit que nous avons réalisé est basé sur un transistor en commutation, qui ne peut donc prendre que deux états : bloqué ou saturé. Ce circuit est schématisé sur la Fig. 2.29. Le transistor est de type NPN (MJE 13007G), branché en émetteur commun. Il est contrôlé par un signal numérique (TTL) provenant de la carte d'acquisition Labview. Le collecteur est relié aux bobines du MOT2, placées en séries, et elle-mêmes connectées à une alimentation en courant. Lorsque le signal TTL est à 0 V, le transistor est bloqué et se comporte comme un interrupteur ouvert. Les bobines ne sont alors plus alimentées en courant. Lorsque le signal passe à 5 V, le transistor est saturé, permettant ainsi le passage du courant dans les bobines. Une diode de roue libre est placée en parallèle des bobines de manière à supprimer le pic de surtension apparaissant lorsque le transistor est bloqué, et ainsi à le protéger. Des circuits plus complexes peuvent être mis au point afin de gagner en rapidité [Giner, 2013], mais n'en ayant pas la nécessité, nous nous sommes limités à ce circuit simple.

La Fig. 2.30 montre la coupure de la tension aux bornes des bobines en fonction du temps. À $t = 0$, le signal Labview passe de 5 V à 0 V en moins d'1 μ s. Le temps de réponse du circuit est de l'ordre du 20 μ s, puis la tension chute très rapidement. En l'absence de sonde Hall pour une mesure directe du champ magnétique, nous n'avons pas accès au temps de coupure effectif du gradient de champ magnétique. Toutefois, les mesures de températures présentées en section 2.6 montrent que cette coupure s'effectue correctement, étant donné que des températures aussi basses (~ 10 μ K) ne seraient pas atteignables en présence d'un gradient résiduel.

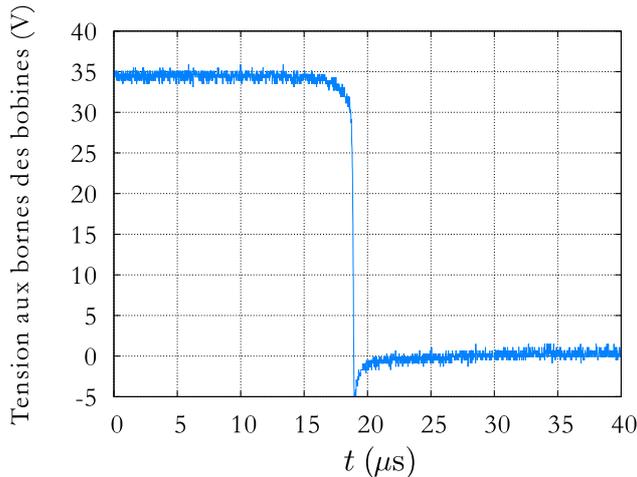


FIGURE 2.30 : Coupure de la tension aux bornes des bobines du MOT2. La tension de contrôle de Labview est coupée à $t = 0$. La tension aux bornes des bobines chute rapidement ($< 1 \mu\text{s}$), mais après un délai de $18 \mu\text{s}$.

2.6 Étude et manipulation du support de stockage

Au cours des séquences expérimentales, le nuage d'atomes froids du MOT2 est manipulé afin de le refroidir un maximum tout en conservant une épaisseur optique importante. Ces deux critères sont importants pour que le nuage soit un bon support de stockage quantique, en termes de temps de cohérence et d'efficacité de la mémoire. D'autres critères ont également leur importance, telle que la compensation du champ magnétique résiduel (responsable de phénomènes de décohérence lors des processus de stockage), ou bien la qualité du pompage optique dans un niveau d'énergie choisi.

Dans cette partie, nous présentons les outils de mesure mis en place pour étudier les propriétés du nuage (épaisseur optique, température), et permettant ainsi une optimisation des séquences temporelles appliquées au nuage, ainsi que sa préparation en vue du stockage quantique.

2.6.1 Expériences de "lâcher/recapture"

Afin de trouver les paramètres optimaux des séquences expérimentales détaillées dans la partie précédente (voir Fig. 2.26), plusieurs expériences sont présentées. La première consiste à trouver les bonnes gammes de paramètres (intensité et fréquence des faisceaux de refroidissement, durée des séquences *etc.*) en utilisant la méthode de "lâcher/recapture" (en anglais "release and recapture") [Lett *et al.*, 1988]. Cette méthode, peu précise, mesure indirectement la température de l'échantillon et permet de trouver approximativement les bons paramètres, pour ensuite réaliser des mesures de température plus précises.

Le principe est simple : les séquences expérimentales sont réalisées avec un temps de relâchement Δt variable. Au cours de cette phase de relâchement, le nuage s'étend du fait de son agitation cinétique non-nulle. Puis le MOT2 est rallumé (faisceaux + champ magnétique), et les atomes du nuage sont recapturés. Durant cette recapture, le faisceau pousseur est éteint de manière à ne pas amener de nouveaux atomes en provenance de la chambre de préparation. De plus, cette mesure s'effectue pour un courant du getter faible, afin de minimiser le gaz résiduel de rubidium présent dans la seconde chambre. Ainsi, la fraction d'atomes recapturés est une mesure indirecte de la température du nuage : plus T est faible, plus les atomes mettent du temps à

sortir de la région de capture du piège, et donc plus la fraction d'atomes recapturés est grande.

Afin de connaître cette fraction, nous utilisons un système d'imagerie basé sur une caméra CCD refroidie et linéaire (Apogee Alta U2000), associée à un objectif de grandissement 1, qui image le nuage sur la région active de la caméra¹³. Cette caméra peut être utilisée en mode déclenché et ainsi prendre des images à un moment précis de la séquence expérimentale, à l'aide d'un signal numérique provenant de la carte d'acquisition. Les images sont ensuite traitées avec le logiciel Maxim DL.

Dans notre cas, les images sont prises au moment de la recapture avec un temps d'exposition de 10 ms. La mesure consiste à prendre des images du nuage recapturé pour différents temps de lâchers et à les comparer avec celles obtenues pour un temps de lâcher nul. Plus précisément, l'amplitude et l'écart-type de la distribution gaussienne de l'intensité sont extraits des images et comparés à ceux obtenus pour un temps de lâcher nul. La fraction d'atomes recapturés peut ainsi être tracée en fonction du temps de lâcher (également appelé temps de vol). La Fig. 2.31 montre le résultat de cette mesure, effectuée sur les phases "MOT" et "mélasses froides" :

- Phase MOT : le lâcher est effectué directement après la phase de chargement, sans les étapes de refroidissement ;
- Phase mélasses froides : le lâcher est effectué après toutes les étapes de refroidissement. Les paramètres durant ces étapes (fréquence et intensité des faisceaux de refroidissement, changements linéaires ou non, durée des séquences), sont variés de manière à maximiser la fraction d'atomes recapturés pour des temps de lâchers importants (> 30 ms).

Chaque point est calculé à partir d'une moyenne de 5 images et les barres d'incertitude correspondent à l'erreur sur la mesure de l'amplitude et de l'écart-type. On peut clairement observer l'effet du refroidissement en comparant les deux courbes. Pour un temps de vol de 30 ms, la fraction d'atomes recapturés n'est que de 30% après la phase MOT, alors qu'elle est supérieure à 80% avec la phase de refroidissement.

Il est possible d'extraire de ces courbes des valeurs de température du nuage, comme proposé dans [Russell *et al.*, 2013], en incluant les effets de gravité. Cependant, nous n'avons utilisé cette méthode que pour optimiser les séquences de refroidissement. Pour des mesures de température, nous avons préféré des méthodes plus précises de temps de vol, détaillées dans les parties suivantes.

2.6.2 Imagerie par absorption et température du nuage du MOT2

Dans cette partie, nous présentons une mesure de la température du nuage du MOT2, effectuée à l'aide de la méthode de "temps de vol" [Lett *et al.*, 1988]. Celle-ci consiste à étudier l'expansion balistique du nuage d'atomes en fonction du temps, lorsque l'on coupe le piège. Durant cette expansion, la taille *RMS* du nuage σ_x évolue suivant la relation :

$$\sigma_x^2(t) = \sigma_x^2(t=0) + \sigma_v^2 t^2, \quad (2.15)$$

13. Celle-ci est composée de 1600×1200 pixels, pour une taille de pixel de $7,4 \times 7,4 \mu\text{m}$, soit une taille totale de la région active de $11,84 \times 8,88$ mm.

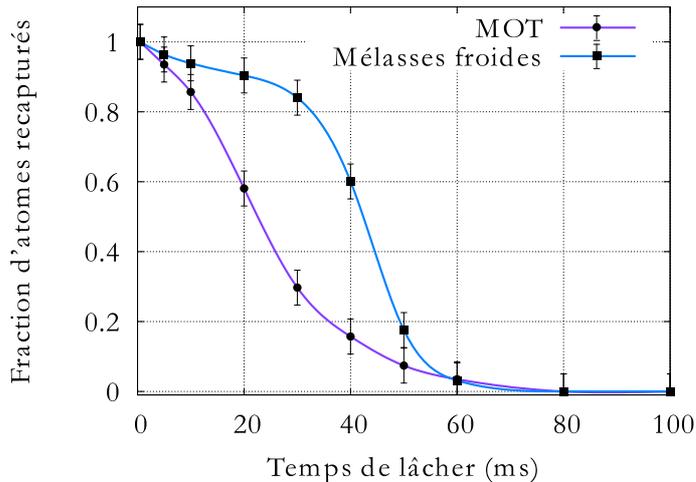


FIGURE 2.31 : Mesures de "lâcher et recapture" du nuage après les phases MOT et mélasses froides. La fraction d'atomes recapturés est tracée en fonction du temps de lâcher. Chaque point est calculé à partir d'une moyenne de 5 images. Les courbes en trait plein sont des guides pour les yeux.

où $\sigma_x^2(t=0)$ correspond à la taille *RMS* du nuage à $t=0$, t au temps d'expansion et σ_v à la dispersion en vitesse du nuage, reliée à la température par $k_B T = m\sigma_v^2$ en supposant une distribution de Maxwell-Boltzmann. En mesurant donc l'évolution de σ_x pour différents temps, on peut ainsi remonter à la température cinétique de l'échantillon.

Afin de mesurer cette expansion, nous utilisons un dispositif d'imagerie par absorption, très largement utilisé dans la communauté des atomes froids [di Stefano *et al.*, 1999]. Il consiste à éclairer le nuage avec un faisceau sonde résonant (ou quasi), collimaté et de grande taille devant le diamètre de l'échantillon. Les atomes diffusent alors la lumière, ce qui produit une ombre dans le faisceau transmis. En imageant cette ombre dans la direction de la sonde à l'aide d'une caméra CCD, on peut ainsi connaître la taille du nuage à des temps choisis. En pratique, deux images sont prises pour s'affranchir des fluctuations d'intensité de la sonde et de la lumière de fond : une image du faisceau sonde sans atomes, I_{sonde} , et une image du faisceau sonde ayant diffusé sur les atomes (et contenant l'ombre) I_{ombre} . La soustraction $I_{\text{sonde}} - I_{\text{ombre}}$ correspond donc à une image du nuage sur fond noir.

Le dispositif que nous avons mis en place utilise une sonde résonante avec la transition $F=2 \mapsto F'=3$, décrite dans la partie 2.3.2. Son intensité est d'environ $I_{\text{Sat}}/10$, et sa largeur au col du faisceau d'environ 2 mm, ce qui est 4 à 5 fois plus grand que l'écart-type du nuage. La sonde est envoyée sur le nuage d'atomes puis est imagée sur la caméra CCD présentée précédemment, à l'aide d'un objectif de grandissement 1. Le montage ainsi que la séquence expérimentale sont représentés sur la Fig. 2.32. Le faisceau sonde est envoyé sur le nuage pendant $50 \mu\text{s}$ avec un délai Δt après la coupure du piège. L'exposition de la caméra est alors déclenchée et prend une image de la sonde ayant diffusée sur les atomes. La caméra et l'AOM sont tous deux pilotés par des signaux digitaux en provenance de la carte d'acquisition. Puis plusieurs dizaines de ms plus tard, lorsqu'il n'y a plus d'atomes dans la région du piège, la sonde est à nouveau allumée durant $50 \mu\text{s}$ et la caméra enregistre une image de la sonde sans atomes. La soustraction des deux images donne l'image du nuage. Puis cette séquence temporelle est répétée 10 fois de manière à obtenir une image moyenne. De cette image est extrait l'écart-type de la distribution en intensité, qui correspond à σ_x .

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

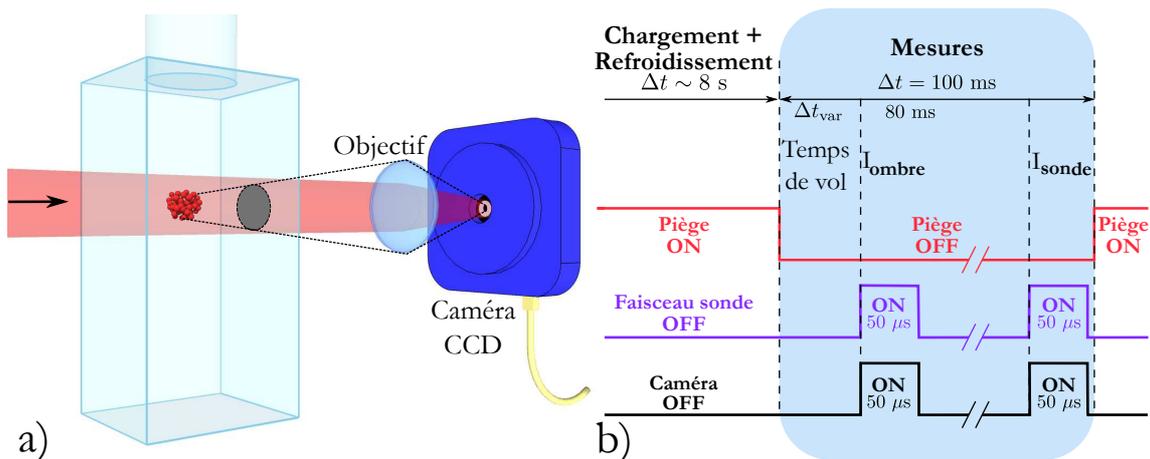


FIGURE 2.32 : a) **Dispositif d'imagerie par absorption.** Une sonde éclaire le nuage et l'ombre créée par la diffusion des atomes est imagée sur la caméra CCD à l'aide d'un objectif. b) **Séquence expérimentale.** Une fois le piège coupé, le faisceau sonde est envoyé sur les atomes pendant $50 \mu\text{s}$, après un délai Δt correspondant au temps de vol. La caméra prend des images I_{ombre} puis I_{sonde} de la sonde avec et sans atomes.

Nous avons enregistré des images pour différents temps de vol Δt , directement après la phase de chargement, afin de connaître la température du nuage dans le MOT2, puis après la phase de refroidissement. Sur la Fig. 2.33 est tracé le carré de σ_x en fonction de Δt^2 . On retrouve bien un comportement linéaire, comme indiqué par la formule (2.15). Un ajustement de données nous permet d'extraire une température $T = (620 \pm 50) \mu\text{K}$ pour le MOT, et $T = (150 \pm 20) \mu\text{K}$ pour les mélasses froides. Ceci confirme les résultats des expériences de "lâcher/recapture", en mettant en évidence l'efficacité de la phase de refroidissement.

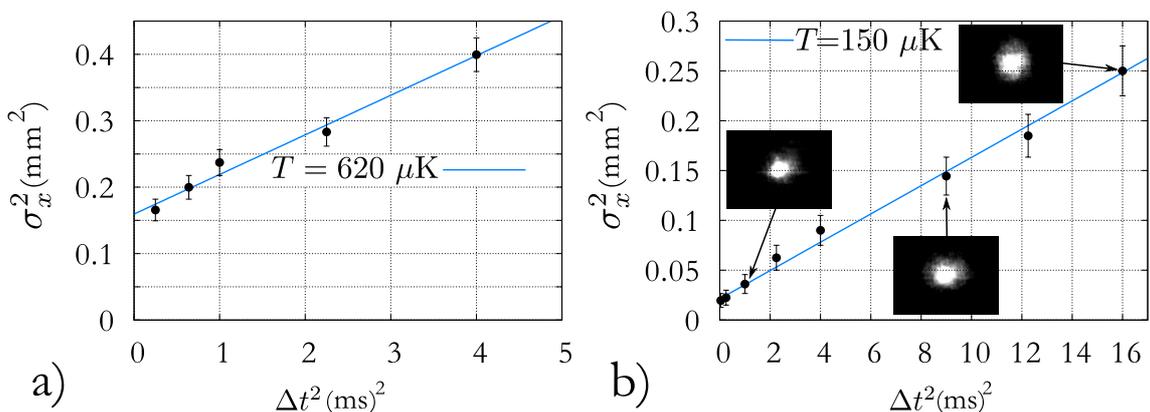


FIGURE 2.33 : Mesure de température a) du MOT b) des mélasses. σ_x^2 est tracé en fonction de Δt^2 . D'après la formule (2.15), l'ajustement de données linéaire nous permet d'extraire une température de $620 \mu\text{K}$ pour le MOT, et de $150 \mu\text{K}$ pour les mélasses froides. Les images du nuage obtenues pour différents temps de vol sont présentes sur la Fig. b).

De plus, cette méthode nous a permis d'optimiser d'avantage les paramètres des séquences temporelles de refroidissement, pour atteindre des températures de l'ordre de $20 - 30 \mu\text{K}$, comme le montre la Fig. 2.34. Toutefois, les images qui nous permettent de tracer ces courbes manquent de contraste et les températures obtenues

sont assez imprécises. Il est donc difficile d'optimiser finement les paramètres de l'expérience pour refroidir un maximum l'échantillon d'atomes, d'autant que cette méthode de mesure est indirecte et demande un travail de post-traitement d'images relativement conséquent.

Nous avons donc opté pour la mise en place d'un second dispositif de temps de vol, mesurant la température du nuage après une phase de chute libre.

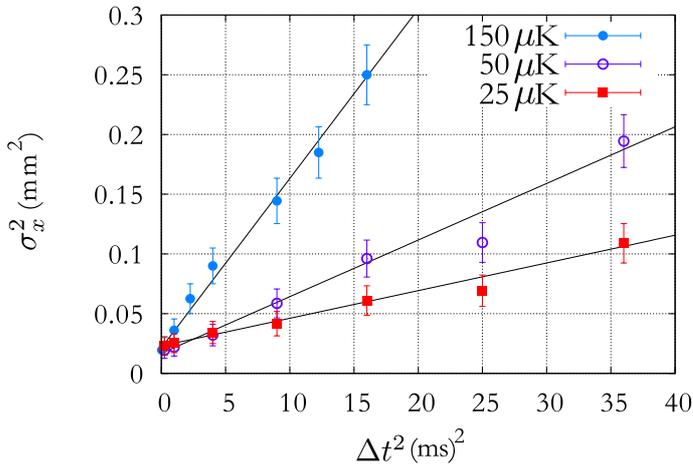


FIGURE 2.34 : Mesures de température des mélasses froides. Certains paramètres, tels que les durées des différentes phases ou l'intensité et fréquence des faisceaux de refroidissement ont été changées de manière à diminuer la température du nuage après la phase de refroidissement.

2.6.3 Mesure de la température du nuage après une phase de chute libre

Comme nous l'avons vu dans la conclusion du chapitre 1, plusieurs critères sont importants pour la mémoire quantique que nous développons. Afin d'avoir un long temps de stockage, il faut notamment disposer d'un nuage d'atomes de très basse température ainsi que d'un environnement où le champ magnétique résiduel est compensé. Pour satisfaire ce dernier critère, trois paires de bobines de compensation en configuration Helmholtz sont installées autour de la chambre de travail, et permettent de créer une composante continue de champ magnétique qui compense la composante résiduelle (voir section 2.6.5).

Pour trouver le champ de compensation nécessaire, une méthode couramment utilisée est la spectroscopie radio-fréquence (RF) entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins de l'atome¹⁴ [Veissier, 2013]. Un autre méthode consiste à chercher le champ de compensation qui minimise la température du nuage d'atomes [Lett *et al.*, 1989]. Cette seconde méthode nécessite un dispositif de mesure de température précis et rapide, ce que ne nous permet pas de faire notre dispositif d'imagerie par absorption. Nous avons donc mis en place un second dispositif de temps de vol qui permet de mesurer l'expansion du nuage après une chute libre de plusieurs dizaines de ms. Cette méthode s'avère moins lourde en acquisition de données, plus rapide et donc au final plus précise [Hagman *et al.*, 2009]. Son inconvénient principal

14. En présence d'un champ magnétique résiduel, les sous-niveaux Zeeman des atomes sont décalés en fréquence et, si les atomes sont distribués dans tous les sous-niveaux, plusieurs pics d'absorption apparaissent dans le spectre. En revanche, lorsque le champ magnétique est compensé, les sous-niveaux sont dégénérés et tous les pics d'absorption sont confondus.

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

est qu'elle n'effectue que des mesures suivant l'axe gravitationnel. Elle consiste à placer une sonde résonante en dessous du nuage (à plusieurs centimètres), sous la forme d'une nappe de lumière dans la direction horizontale. Lorsque le piège est coupé, les atomes en chute libre traversent cette sonde et une photodiode placée dans l'axe transverse à la sonde permet de récolter la lumière diffusée. Le signal obtenu donne accès à la distribution des temps d'arrivée sur la sonde, reliée à la distribution des vitesses suivant z et donc à la température cinétique de l'échantillon ¹⁵.

Pour cela, considérons une distribution de vitesses de type Maxwell-Boltzmann dans le piège :

$$N(v) = N_0 \exp \left[-\frac{mv^2}{2k_B T} \right], \quad (2.16)$$

où N_0 est un facteur de normalisation de la distribution, m la masse des atomes, v la vitesse et T la température cinétique. Si l'on considère maintenant des calculs de mécanique classique, on peut relier la composante verticale de la vitesse v_z avec le temps d'arrivée t_a selon la relation :

$$v_z = \frac{z_0 - \frac{1}{2}gt_a^2}{t_a}, \quad (2.17)$$

où z_0 correspond à la hauteur initiale du nuage par rapport à la sonde et g à l'accélération gravitationnelle. Ainsi, la distribution de vitesse $N(v)$ est convertie en distribution des temps d'arrivée, et donc en distribution de fluorescence sur la photodiode. Le signal de tension résultant est de la forme :

$$V(t_a) = V_0 \exp \left[-\frac{m \left(z_0 - \frac{1}{2}gt_a^2 \right)^2}{2k_B T t_a} \right], \quad (2.18)$$

avec V le signal de tension délivré par la photodiode. On peut ainsi déduire aisément la température T de cette distribution.

Le montage utilisé est représenté sur la Fig. 2.35. La sonde est focalisée par une lentille cylindrique (longueur focale $f = 500$ mm), suivant l'axe vertical. Une nappe de lumière est donc formée en-dessous des atomes, à environ 3 cm, ce qui correspond à un temps de chute d'environ $\langle t_a \rangle = \sqrt{2z/g} \sim 80$ ms. Cette sonde est résonante avec la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$. Sa largeur (waist) au point focal est d'environ 100 μm suivant l'axe vertical, et 8 mm suivant l'axe horizontal. La longueur de Rayleigh correspondante étant de plusieurs centimètres, la nappe de lumière est supposée homogène pour tous les atomes du nuage. La photodiode de récolte est placée entre les bobines du MOT, suivant l'axe transverse à la direction de la sonde, le plus proche possible des parois de la chambre afin de maximiser l'angle solide de récolte. Il s'agit d'une photodiode de grande surface (région active de 100 mm²) de chez Osi Optoelectronics (Photovoltaic Series, PIN-10DPI). En sortie de la photodiode, le signal est envoyé dans un amplificateur (Melles Griot, 13 AMP 003), puis sur une entrée analogique de la carte d'acquisition. Le programme Labview de gestion des séquences temporelles enregistre ce signal, et un ajustement

¹⁵. Il s'agit logiquement de la composante suivant z de la température, mais nous supposons une température isotrope.

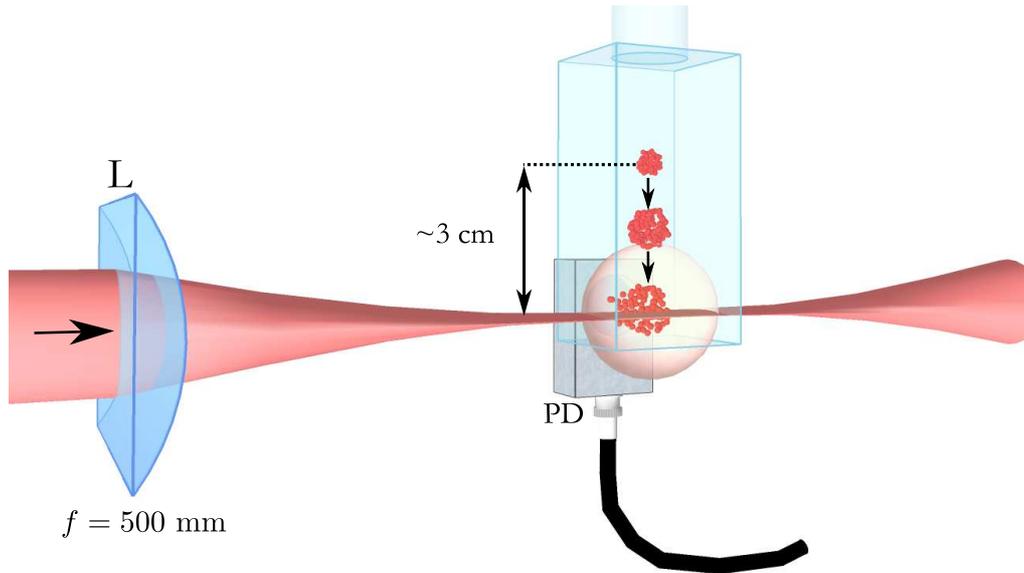


FIGURE 2.35 : Dispositif de mesure de temps de vol. Après la coupure du piège, la distribution atomique subit une expansion et une chute libre. Au passage d'une nappe de lumière résonante créée à l'aide d'une lentille cylindrique (L, $f = 500$ mm), les atomes diffusent la lumière, dont une partie est récoltée sur une photodiode (PD).

de données à l'aide de la loi (2.18) est effectué à la fin d'une séquence pour déterminer la température de l'échantillon.

La Fig. 2.36 montre des exemples de distributions obtenues en sortie de la photodiode et de l'amplificateur, en fonction du temps d'arrivée. Chaque courbe correspond à un moyenne de 20 signaux de temps de vol et les courbes en traits pleins sont des ajustements de données correspondant à la formule (2.18). On peut remarquer le très bon accord entre l'ajustement de données et les points expérimentaux (points noirs). Les courbes sont centrées autour de 83 – 84 ms, ce qui est en accord avec le temps de chute précédemment estimé. L'ajustement de données permet d'extraire une température $T = (20 \pm 1) \mu\text{K}$ et $T = (10 \pm 1) \mu\text{K}$ pour les deux courbes. La température est logiquement reliée à la largeur de la distribution : plus celle-ci est petite, plus la température de l'échantillon est faible. Les incertitudes correspondent à l'incertitude sur l'ajustement de données, et la différence de température entre les deux courbes correspond à des changements dans la séquence expérimentale, notamment sur l'intensité des faisceaux de refroidissement et sur la valeur du champ magnétique résiduel. Ces optimisations sont présentées dans les deux sections suivantes.

2.6.4 Optimisation du refroidissement

La rapidité et la précision de ce dispositif de mesure en font un outil privilégié pour l'optimisation du refroidissement, en comparaison à la mesure par imagerie d'absorption dont nous disposons. Dans cette section, nous présentons l'optimisation du refroidissement en fonction de l'intensité des faisceaux de refroidissement durant la phase mélasses froides, puis en fonction de la durée de cette dernière. Tous les autres paramètres ont été qualitativement optimisés afin de minimiser la température du nuage.

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

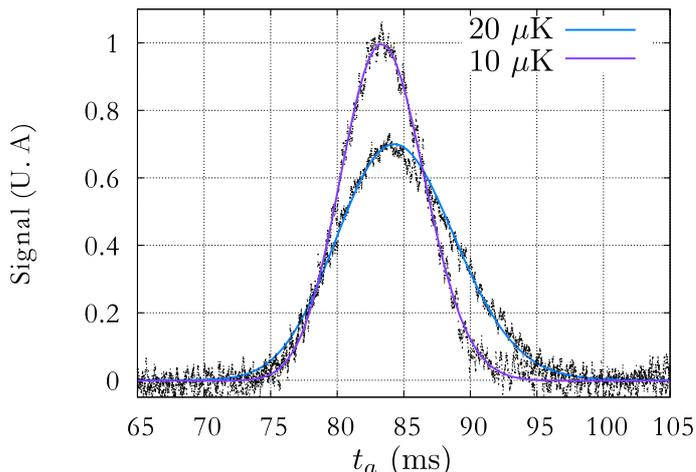


FIGURE 2.36 : Exemples de signaux de temps de vol. Les deux courbes sont des moyennes de 20 signaux de temps de vol obtenus en sortie de la photodiode. Les points expérimentaux en noirs sont très bien ajustés par la formule (2.18) (ajustements en trait plein), et permettent d'extraire des températures de 10 μK et 20 μK . Les deux courbes ont été normalisées par rapport à la courbe correspondant à une température de 10 μK .

Intensité des faisceaux des mélasses

Sur la Fig. 2.37 est tracée la température du nuage en fonction de l'intensité des faisceaux de refroidissement des mélasses froides, normalisée par l'intensité de saturation (axe des abscisses du bas). On peut observer une diminution de la température, qui devient linéaire pour de faibles intensités ($I/I_{\text{Sat}} < 3$). Ceci est en accord avec les prédictions des mécanismes de refroidissement sub-Doppler. En effet, [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989] prévoient que pour des grands désaccords ($|\delta| \geq 3 \Gamma$),

$$k_{\text{B}}T \approx C\hbar\Omega^2/|\delta|, \quad (2.19)$$

où C est une constante de l'ordre de 0,1¹⁶ et Ω est la fréquence de Rabi, avec

$$2 \left(\frac{\Omega}{\Gamma} \right)^2 = \frac{I}{I_{\text{Sat}}}. \quad (2.20)$$

Ces prédictions ont par ailleurs été confortées expérimentalement par plusieurs expériences, notamment [Salomon *et al.*, 1990]. Afin de connaître la valeur de C dans notre expérience, la diminution de température est également tracée en fonction de $\Omega^2/|\delta|\Gamma$ sur la Fig. 2.37 (axe des abscisses du haut), avec $|\delta| = 4, 5 \Gamma$ et $\Gamma^{-1} = 26 \text{ ns}$ pour le ^{87}Rb . L'ajustement linéaire est de la forme $T = a\Omega^2/|\delta|\Gamma$, où $a \simeq 70 \mu\text{K}$, ce qui correspond à un facteur $C \simeq 0,2$, en accord avec les théories du refroidissement sub-Doppler. Nous pouvons également observer que pour des intensités trop faibles ($I/I_{\text{Sat}} < 1,5$), la température cesse de diminuer. Ceci s'explique par une réduction de l'efficacité des mécanismes de refroidissement à de trop faibles intensités, étant donné que la gamme de vitesses sur laquelle ils agissent devient trop faible, comme l'expliquent [Lett *et al.*, 1989].

Durée des mélasses

Nous nous intéressons maintenant à la durée Δt_{mell} de la phase de mélasses froides qui optimise le refroidissement, tout en conservant un maximum d'atomes.

16. Il s'agit d'une valeur approximative, valable pour des configurations lin \perp lin ou $\sigma^+ - \sigma^-$ des polarisations des faisceaux de refroidissement.

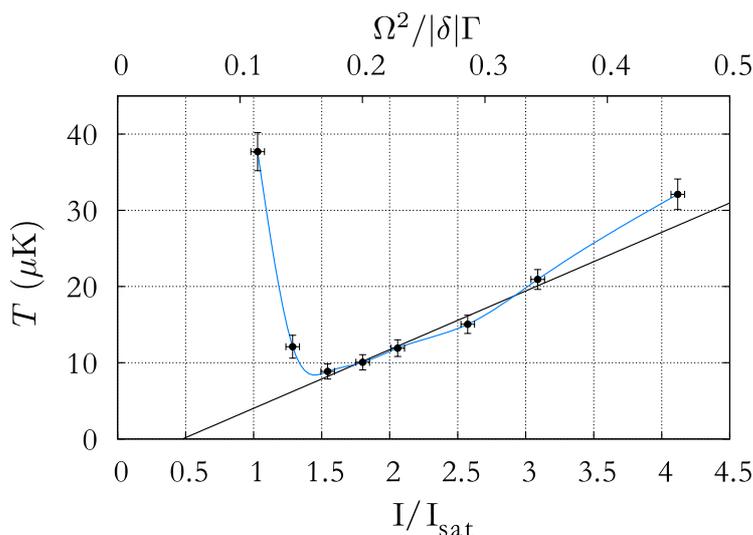


FIGURE 2.37 : Température des mélasses en fonction de l'intensité des faisceaux de refroidissement. Lorsque l'intensité des faisceaux de refroidissement diminue, la température diminue également, jusqu'à atteindre une valeur limite aux environs de $9 \mu\text{K}$. La courbe en bleue est un guide pour les yeux et la droite est à un ajustement de données linéaire.

La Fig. 2.38 a) montre l'impact de cette durée sur la température de l'échantillon. On peut observer qu'à la fin des mélasses, *i.e.* sans phase de mélasses froides, les atomes ont une température de l'ordre de $45 \mu\text{K}$. Puis l'augmentation du désaccord et la diminution de l'intensité des faisceaux de refroidissement permettent de refroidir d'avantage les atomes, jusqu'à environ $10 \mu\text{K}$. Cette diminution s'effectue de manière exponentielle, avec une constante de temps de $\tau = 1 \text{ ms}$, comme le montre l'ajustement de données en trait plein. Au bout de 5τ , soit $\Delta t_{\text{mell}} = 5 \text{ ms}$, la température minimale est atteinte.

Sur la Fig. 2.38 b), on peut observer la fraction d'atomes présents dans les mélasses froides en fonction de leur durée. Afin de mesurer cette fraction, une expérience de lâcher/recapture est utilisée, avec un temps de lâcher très faible (typiquement 1 ms). Si les mélasses froides durent trop longtemps, les atomes finissent par sortir de la région de refroidissement. Par exemple, environ 50% des atomes sont perdus lorsqu'elles durent 60 ms . Au bout de 5 ms , temps optimal pour le refroidissement, seulement 3% d'atomes ont été perdus. Suite à cette étude, la durée des mélasses froides est donc fixée à 5 ms dans les séquences expérimentales présentées dans la section 2.5.

2.6.5 Compensation du champ magnétique résiduel

Mesurer la température du nuage permet de compenser le champ magnétique résiduel dans les mélasses. En effet, comme l'expliquent [Lett *et al.*, 1989], la présence d'un champ magnétique de l'ordre de $0,1 - 1 \text{ G}$ peut induire une précession de Larmor associée à un décalage Zeeman des sous-niveaux d'énergie. Ceci peut perturber les mécanismes de refroidissement sub-Doppler, liés notamment à des effets de pompage optique. Ainsi, cet article montre que la température d'un nuage d'atomes est minimisée lorsque le champ magnétique vaut 0 dans la région des mélasses.

Comme mentionné précédemment, la chambre de travail est donc entourée de trois paires de bobines de compensation dans les directions x' , y' et z' , en configuration Helmholtz. Il faut noter que ces trois directions sont différentes des directions x , y et z du MOT2. Les bobines d'axes y' et z' sont situées à 14 cm de la chambre

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

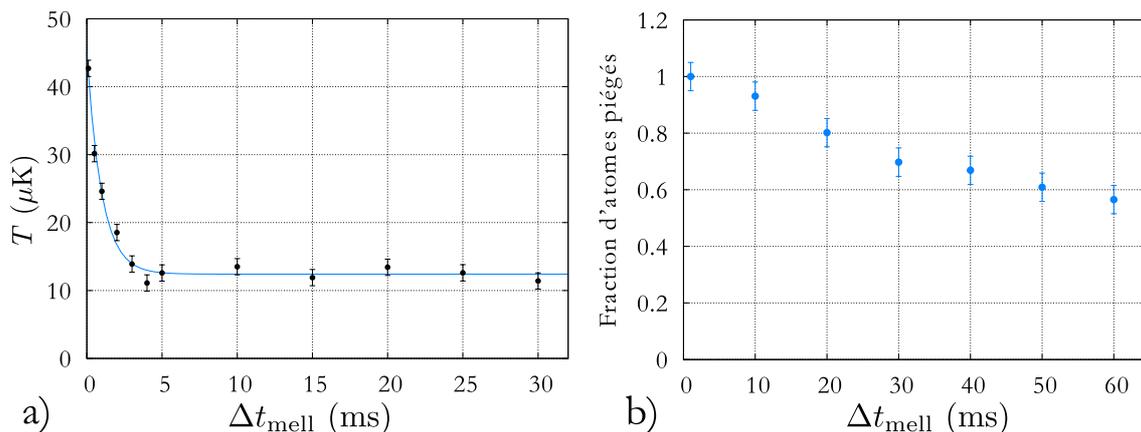


FIGURE 2.38 : Impact de la durée Δt_{mell} des mélasses froides sur a) la température du nuage et sur b) le nombre d'atomes. a) La température minimale est atteinte pour $t = 5$ ms. Un ajustement de données en trait plein montre la caractère exponentiel de l'efficacité du refroidissement. b) La fraction d'atomes présents dans les mélasses froides diminue avec la durée de cette dernière.

à vide alors que les bobines d'axe x' sont placées à 22 cm, pour des raisons de place limitée autour de la chambre à vide. Ces bobines sont contrôlées par trois alimentations stabilisées en courant. Connaissant le courant injecté dans ces bobines, le champ magnétique peut-être aisément calculé à partir de la formule (2.6), sachant que chaque bobine est composée de 100 spires et que le rayon est de 15 cm. Tout d'abord, afin d'ajuster grossièrement le courant des bobines de compensation, nous cherchons à avoir une expansion du nuage la plus symétrique possible lorsque l'on coupe le gradient de champ magnétique du MOT. Puis nous cherchons les trois valeurs de courant qui minimisent la température du nuage. La Fig. 2.39 montre la dépendance de la température avec le champ magnétique de compensation suivant les trois axes.

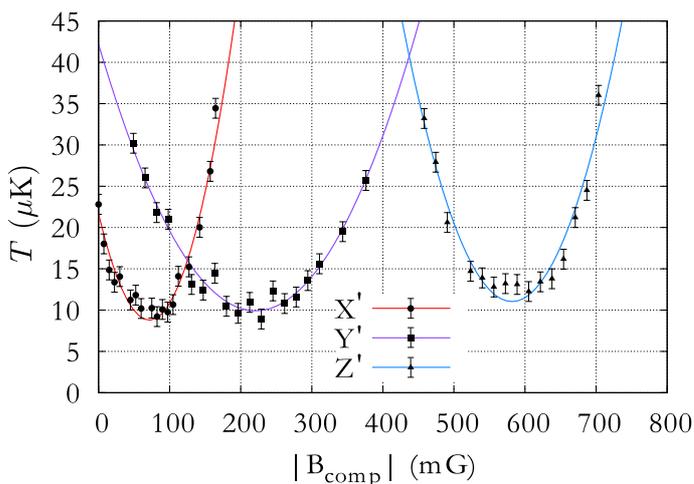


FIGURE 2.39 : Influence des champs magnétiques de compensation sur la température du nuage. Les courbes en traits pleins sont des ajustements de données paraboliques, sur lesquels les points expérimentaux semblent s'aligner. Ils nous permettent de connaître les valeurs de champ magnétique minimisant la température.

Plusieurs remarques peuvent être faites au regard de ces courbes. Tout d'abord, on peut observer que la sensibilité de la température avec $|B_{\text{comp}}|$ n'est pas la même suivant les trois axes. De plus, on observe bien une minimisation de la température pour certaines valeurs de champ de compensation. Les points expérimentaux

semblent suivre une loi parabolique, tout comme dans [Lett *et al.*, 1989]. Des ajustements de données nous permettent donc de connaître les valeurs de champ (donc de courant) qui minimisent la température suivant les trois axes. On trouve :

- $|B_{\text{comp}}^x| = 72 \text{ mG}$;
- $|B_{\text{comp}}^y| = 221 \text{ mG}$;
- $|B_{\text{comp}}^z| = 582 \text{ mG}$.

Le module du champ magnétique de compensation total est donc

$$B_{\text{comp}}^{\text{tot}} = \sqrt{(B_{\text{comp}}^x)^2 + (B_{\text{comp}}^y)^2 + (B_{\text{comp}}^z)^2} = 0,63 \text{ G}.$$

Nous pouvons comparer cette valeur à celle du champ magnétique terrestre, qui vaut 0,46 G à Nice. Il semble donc que le champ magnétique résiduel ne soit pas exclusivement dû à la Terre, mais également à d'autres champs tels que ceux générés par les pompes ioniques par exemple.

Cette compensation du champ magnétique résiduel nous permet d'établir un bon environnement magnétique autour du nuage d'atomes, ce qui est un point important pour les expériences de stockage quantique.

2.6.6 Mesure de l'épaisseur optique

Outre la température, l'épaisseur optique d'un nuage d'atomes froids est également une grandeur importante, d'autant plus qu'elle est reliée dans notre cas à l'efficacité de la mémoire quantique. Dans cette partie, nous détaillons le dispositif de mesure mis en place sur l'expérience et montrons plusieurs mesures effectuées.

L'épaisseur optique, notée b , caractérise la transparence du nuage du point de vue d'un faisceau lumineux. Elle est reliée à la taille du nuage L et à la longueur de diffusion l des photons dans le nuage par la relation $b = L/l$ ¹⁷. Cette longueur de diffusion traduit la distance moyenne que parcourt un photon entre chaque événement de diffusion. Plus cette longueur est faible, plus l'épaisseur optique est grande. Si l'on écrit maintenant la transmission $T(\delta)$ d'un faisceau de désaccord δ à travers le nuage, elle est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$T(\delta) = \exp[-b(\delta)] = \exp\left[-\frac{b_0}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}\right], \quad (2.21)$$

où b_0 est l'épaisseur optique à résonance, *i.e.* pour $\delta = 0$. Si l'on considère un profil de nuage gaussien, l'épaisseur optique $b(\delta)$ est reliée à la densité du nuage n , à la taille du nuage σ (et donc au nombre d'atomes N) ainsi qu'à la section efficace d'extinction des atomes σ_{ext} , par les relations suivantes :

$$b(\delta) = \sqrt{2\pi}\sigma n \sigma_{\text{ext}}(\delta), \quad ; \quad b(\delta) = \frac{N\sigma_{\text{ext}}(\delta)}{2\pi\sigma^2}, \quad ; \quad \sigma_{\text{ext}}(\delta) = \frac{\sigma_0}{1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2}, \quad (2.22)$$

17. Cette relation n'est valable que dans le cas de faibles saturations du faisceau [Steck, 2010].

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

avec σ_0 la section efficace de diffusion à résonance, qui vaut $\sigma_0 = g \frac{3\lambda^2}{2\pi}$, où g est un facteur qui permet de prendre en compte la structure multi-niveaux des atomes¹⁸.

Il est donc possible de mesurer l'épaisseur optique d'un nuage de plusieurs façons :

- en connaissant le nombre d'atomes et la taille du nuage. Dans la partie 2.4.4, nous avons pu estimer N et n . Toutefois, au vu des incertitudes expérimentales (notamment sur l'angle solide du système d'analyse), une méthode complémentaire est préférable ;
- en exploitant les images obtenues par imagerie d'absorption, dans la partie 2.6.2. En divisant les images "sonde + atomes" par les images "sonde", nous avons accès à la transmission de la sonde au travers du nuage. Toutefois, comme nous l'avons précédemment évoqué, ces images manquent de contraste. Il est donc difficile de les exploiter précisément ;
- en mesurant directement la transmission d'une sonde à travers le nuage.

C'est cette dernière méthode que nous avons mis en place ; le dispositif est schématisé sur la Fig. 2.40. Une sonde accordée sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ et d'intensité $I = I_{\text{Sat}}/10$ est divisée en deux faisceaux par cube séparateur 50/50. Puis chacun des faisceaux est focalisé (waist $w \simeq 80 \mu\text{m}$) sur la chambre à vide (dont un au niveau des atomes), puis est envoyé sur une photodiode à deux entrées. En sortie de la photodiode, deux signaux électriques sont disponibles : I_A , qui correspond à l'intensité du faisceau ayant été diffusé par les atomes, et I_B qui correspond à l'intensité de la sonde. La transmission est alors donnée par $T = I_A/I_B$.

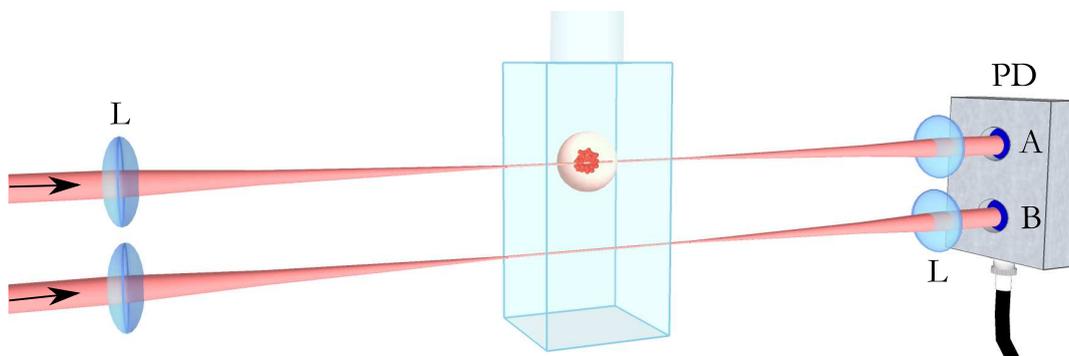


FIGURE 2.40 : Dispositif de mesure de l'épaisseur optique. Deux sondes d'intensité égale, résonantes avec la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ sont focalisées, l'une sur les atomes, et l'autre à travers la chambre pendant $500 \mu\text{s}$. Elles sont ensuite envoyées sur des photodiodes A et B.

Concernant les séquences expérimentales, la sonde est envoyée pendant $500 \mu\text{s}$ durant la phase de mesure (après le refroidissement). L'impulsion est réalisée à l'aide de l'AOM placé sur le trajet de la sonde et piloté par la carte d'acquisition. Les deux signaux en sortie de la photodiode sont envoyés dans des entrées analogiques de la carte d'acquisition et le traitement est effectué par le programme Labview. De cette manière, il est possible de répéter la séquence expérimentale plusieurs fois et ainsi obtenir une transmission moyenne, pour une fréquence de la sonde donnée.

18. Ce facteur s'écrit $g = 1/3(2F' + 1)/(2F + 1)$ et vaut $7/15$ pour la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ du ^{87}Rb , lorsque les atomes sont répartis de manière équiprobable dans les sous-niveaux Zeeman.

La Fig. 2.41 montre la transmission $T(\delta)$ et la Fig. 2.42 l'épaisseur optique $b(\delta) = \frac{b_0}{1 + (\frac{2\delta}{\Gamma})^2}$, en fonction du désaccord δ de la sonde (en unités de Γ). Les trois courbes correspondent à trois configurations expérimentales différentes :

- Les points rouges correspondent à une mesure effectuée pour un waist des faisceaux de refroidissement du MOT1 égal à $w = 6$ mm et avec un courant du getter égal à 4,8 A. De plus, pour cette mesure, le refroidissement n'est pas optimisé.
- Pour les points violets, le waist est identique. En revanche, le courant du getter est amené à 5 A et le refroidissement est optimisé (voir parties 2.6.4 et 2.6.5).
- Enfin, les points bleus correspondent à une mesure effectuée avec un waist des faisceaux du MOT1 de 9 mm. L'épaisseur optique du MOT2 est donc logiquement plus grande, étant donné que le nombre d'atomes piégés dans le MOT1 est proportionnel à $w^{3,6}$ [Lindquist *et al.*, 1992]. De plus, pour cette mesure, le courant du getter est égal à 5 A, et le refroidissement est optimisé.

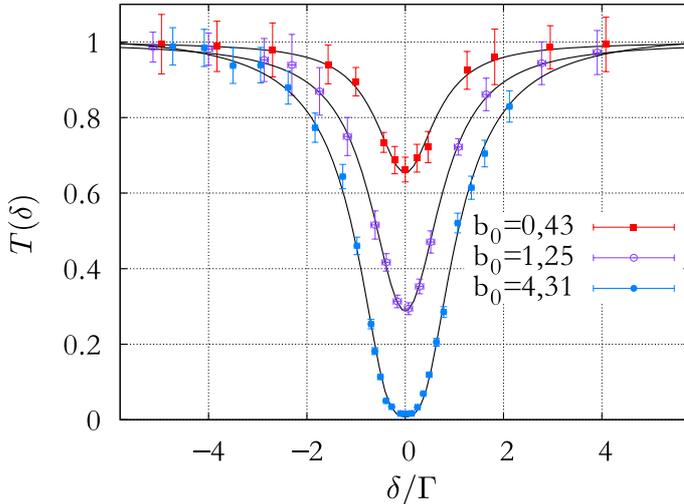


FIGURE 2.41 : Transmission de la sonde à travers le nuage en fonction de sa fréquence. $T(\delta)$ est minimale en $\delta = 0$. Les trois courbes correspondent à des configurations expérimentales différentes. Un ajustement de données avec la formule (2.21) permet d'extraire les valeurs de l'épaisseur optique b_0 à résonance.

Des ajustements de données (en traits pleins) utilisant la loi (2.21) permettent d'extraire l'épaisseur optique à résonance b_0 ainsi que la valeur de Γ . Pour les trois courbes, on peut observer que l'accord entre les points expérimentaux et l'ajustement est très bon. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type sur les données moyennées pour chaque fréquence. Les épaisseurs optiques correspondantes sont respectivement $b_0^{(1)} = 0,43 \pm 0,01$, $b_0^{(2)} = 1,25 \pm 0,02$ et $b_0^{(3)} = 4,31 \pm 0,05$. En ce qui concerne les largeurs des courbes, elles valent $\Gamma^{(1)} = 1,3 \Gamma$, $\Gamma^{(2)} = 1,3 \Gamma$ et $\Gamma^{(3)} = 1 \Gamma$.

Discussion sur les valeurs de Γ

En théorie, le Γ de la formule (2.21) correspond à la largeur de raie du niveau excité, soit $\frac{\Gamma}{2\pi} = 6,067$ MHz. Mais en pratique, plusieurs facteurs peuvent élargir les courbes, notamment l'intensité de la sonde et la largeur de raie du laser Γ_L . En tenant compte de ces deux effets, la largeur effective s'écrit [Demtröder, 2002] :

$$\Gamma_{\text{eff}} = (\Gamma + \Gamma_L) \sqrt{1 + I/I_{\text{Sat}}}. \quad (2.23)$$

2.6. Étude et manipulation du support de stockage

Dans notre cas, $I = I_{\text{Sat}}/10$ et $\frac{\Gamma_L}{2\pi} \gtrsim 1$ MHz pour le premier laser principal utilisé (Laser DLX, mort en cours de thèse). En injectant ces valeurs dans l'équation (2.23), on retombe sur une valeur similaire à celle trouvée pour $\Gamma^{(1)}$ et $\Gamma^{(2)}$. En revanche, pour la troisième mesure, le nouveau laser utilisé présente une largeur de raie bien plus fine (~ 100 kHz), d'où $\Gamma_{\text{eff}} \sim \Gamma$.

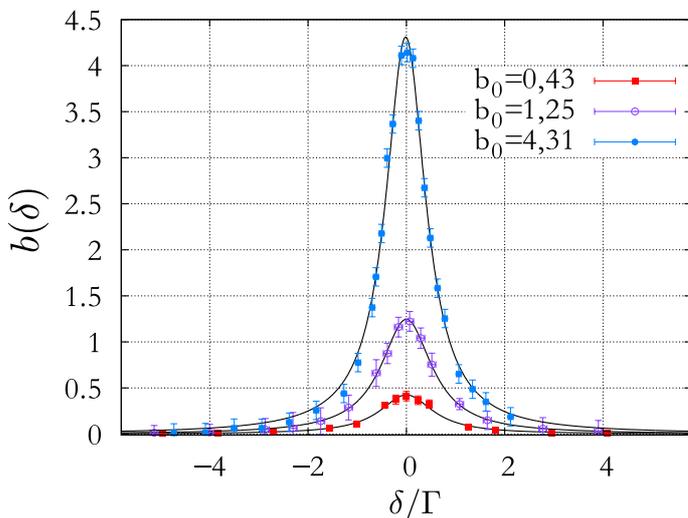


FIGURE 2.42 : Épaisseur optique du nuage en fonction de la fréquence de la sonde. Ces courbes reprennent les résultats de la Fig. 2.41, avec $b(\delta) = -\ln(T(\delta))$. Les ajustements de données sont des lorentziennes de hauteur b_0 et de largeur Γ_{eff} .

Nombre d'atomes et densité du nuage

On peut estimer le nombre d'atomes N et la densité n_0 au centre du nuage, pour la mesure où l'épaisseur optique est la plus grande par exemple. Les mélasses froides pour cette mesure ont une taille $\sigma = (560 \pm 20) \mu\text{m}$ et la section efficace de diffusion vaut donc $\sigma_0 = 1,356 \times 10^{-13} \text{ m}^2$. On en déduit un nombre d'atomes $N = (6,3 \pm 0,5) \times 10^7$ et une densité au centre du nuage $n_0 = (2,3 \pm 0,1) \times 10^{10} \text{ atomes/cm}^3$.

Nous pouvons comparer ces valeurs avec celles estimées dans la partie 2.4.4 pour le MOT2. Certes, il s'agit ici d'une mesure effectuée sur le nuage après la phase mélasses (et non pour le MOT2), mais il est tout de même intéressant de comparer les ordres de grandeurs. Pour rappel, nous avons trouvé $N = (1,5 \pm 0,1) \times 10^7$ atomes et $n = (4,3 \pm 0,5) \times 10^9 \text{ atomes/cm}^3$ pour le MOT2 dans la partie 2.4.4. Si l'on compare les valeurs :

- Un ordre de grandeur sépare les deux densités estimées. Ceci peut s'expliquer par le fait que la taille du MOT2 et des mélasses n'est pas la même, mais surtout par le fait que la valeur calculée à partir de b_0 correspond à la densité au centre du nuage (et non dans sa totalité). Il est donc normal que celle-ci soit plus élevée pour cette mesure.
- Le nombre d'atomes total en revanche correspond à la même quantité pour les deux mesures. Là-aussi il est plus élevé dans le cas de la seconde mesure. Ceci peut raisonnablement s'expliquer par le fait que les valeurs obtenues avec la mesure de la fluorescence sont sous-estimées.

Quoiqu'il en soit, la grandeur qui nous intéresse le plus pour les expériences de stockage quantique est l'épaisseur optique. Celle-ci est mesurée de manière directe, et sa valeur est satisfaisante pour les expériences de stockage.

2.6.7 Pompage optique hyperfin

Pour le protocole de stockage quantique, la répartition des atomes dans les niveaux fondamentaux joue un rôle important. En effet, afin que le protocole soit efficace, les atomes doivent se trouver en majorité, idéalement tous, dans un seul et même niveau d'énergie (hyperfine ou Zeeman). Si dans certains schémas de stockage DLCZ un pompage optique dans un sous-niveau Zeeman particulier est nécessaire [Zhao *et al.*, 2009a, Zhao *et al.*, 2009b], dans la plupart des cas, un pompage optique dans un niveau hyperfin suffit. Ce type de pompage est très simple à mettre en œuvre : il suffit de couper le faisceau repompeur légèrement plus tard que ceux de refroidissement à la fin des mélasses froides pour un pompage optique dans l'état hyperfin $F = 2$. Inversement, couper les faisceaux de refroidissement légèrement plus tard que le repompeur induit un pompage optique dans l'état $F = 1$.

Dans notre cas, nous avons choisi un pompage optique dans l'état fondamental $F = 2$. Afin de connaître le délai nécessaire entre repompeur et faisceaux de refroidissement dans notre expérience pour satisfaire cette condition, nous utilisons à nouveau une expérience de lâcher/recapture. Le repompeur est coupé avec un délai (positif ou négatif) par rapport aux faisceaux de refroidissement. Lorsque le nuage est dans la phase "lâcher", un faisceau de forte intensité (plusieurs mW), accordé sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 3$ est envoyé sur les atomes pendant 1 ms. Puis le piège est rallumé de manière à recapturer les atomes. Les atomes se situant dans le niveau $F = 2$ avant l'envoi du faisceau sont poussés par celui-ci, et ne sont donc pas recapturés. En revanche, les atomes dans le niveau $F = 1$ sont insensibles à ce faisceau et sont recapturés. Ainsi, la fraction d'atomes recapturés correspond à la fraction d'atomes dans le niveau $N_{F=1}$, et la fraction d'atomes dans le niveau $F = 2$ est donnée par $N_{F=2} = 1 - N_{F=1}$. La Fig. 2.43 montre le résultat de cette mesure, avec $N_{F=2}$ en ordonnées, tracée en fonction du temps de coupure du repompeur par rapport aux faisceaux de refroidissement. Ces derniers sont coupés à $t = 0$.

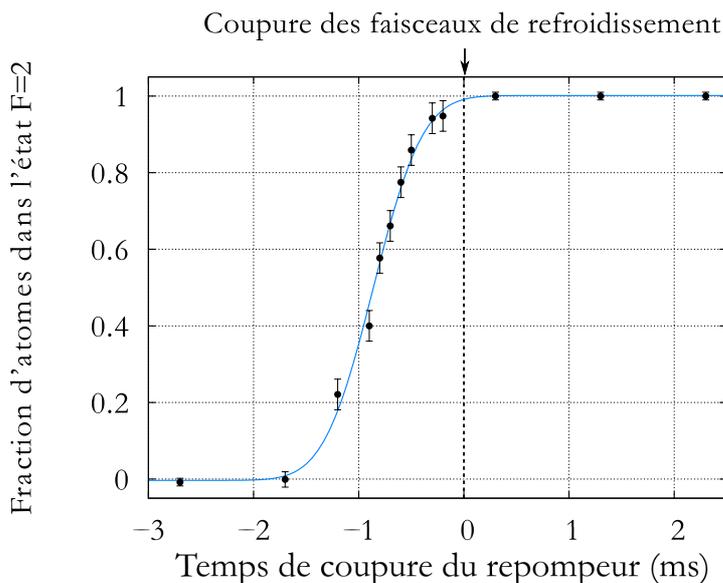


FIGURE 2.43 : Influence du temps de coupure du repompeur sur la fraction d'atomes dans l'état $F = 2$. À $t = 0$, les faisceaux de refroidissement sont coupés. Lorsque le repompeur est coupé 200 μs après les faisceaux de refroidissement, la fraction d'atomes dans l'état $F = 2$ est égale à 1.

On peut observer dans un premier temps que les points expérimentaux s'alignent sur une fonction d'erreur (erf). Lorsque le repompeur est coupé plusieurs ms avant,

$N_{F=2} \rightarrow 0$. Puis à mesure que ce délai se rapproche de 0, $N_{F=2}$ augmente. Lorsque les faisceaux sont coupés simultanément ($t = 0$), la fraction d'atomes dans $F = 2$ vaut environ 98%. Puis au bout de 200 μs , cette fraction atteint 100%. Il n'est donc pas nécessaire de laisser le repompeur allumé trop longtemps ; 200 μs suffisent dans notre expérience.

2.7 Conclusion

Nous résumons les principaux points abordés dans ce chapitre, ainsi que les conséquences sur la suite des expériences.

- Nous avons mis au point un double piège magnéto-optique permettant de charger un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb en quelques secondes, dans une chambre à vide où règne un ultra-vide poussé de l'ordre de 10^{-9} mbar. Cette pression assure un temps de vie du piège de plusieurs secondes et donc un taux de collision avec le gaz résiduel faible.
- Plusieurs dispositifs de mesure permettent une caractérisation de l'échantillon d'atomes froids en termes de température et d'épaisseur optique : imagerie par fluorescence, imagerie d'absorption, dispositif de temps de vol et spectroscopie du nuage.
- Des séquences expérimentales pilotées par logiciel assurent un refroidissement du nuage d'atomes jusqu'à des températures de l'ordre de 10 μK , pour une épaisseur optique d'environ 5. L'optimisation de la température permet également de compenser le champ magnétique résiduel au niveau des atomes.
- À la fin des séquences expérimentales, les atomes du nuage sont efficacement pompés dans le niveau fondamental $F = 2$.

Le nuage d'atomes est donc préparé et manipulé en vue du stockage quantique : le faible taux de collisions dans la chambre à vide, la faible température du nuage d'atomes, ainsi que la compensation du champ magnétique résiduel permettent de mettre en place une mémoire quantique avec un long temps de cohérence et donc une bonne fidélité. Le pompage optique efficace dans le niveau $F = 2$ et l'épaisseur optique de 5 laissent présager une efficacité raisonnable de la mémoire.

Améliorations futures

Deux points nécessitent une amélioration dans le futur :

- l'épaisseur optique est satisfaisante, mais peut toutefois limiter l'efficacité : une épaisseur optique plus forte est souvent privilégiée dans ce type d'expérience (voir section 3.2.2).
- le temps de chargement de plusieurs secondes limite le taux auquel s'effectue les expériences. Augmenter ce temps permettrait d'augmenter le taux de répétition.

Les pistes d'amélioration de ces deux points sont abordées plus en détails dans le chapitre 3, et plus précisément dans la section 3.5.

Chapitre 3

Réalisation d'une mémoire quantique dans un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb

3.1	Principe du protocole de stockage	102
3.2	Paramètres importants pour l'efficacité et le temps de stockage .	106
3.3	Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ	112
3.4	Caractérisation de la mémoire	122
3.5	Discussion sur les performances de la mémoire	131
3.6	Conclusion	133

En information quantique, le stockage cohérent et réversible d'états quantiques au sein de mémoires photoniques revêt actuellement un intérêt particulier, notamment pour l'accroissement de la portée et du rendement des réseaux quantiques au travers de l'implémentation de répéteurs quantiques [Sangouard *et al.*, 2011]. La réalisation de mémoires photoniques fonctionnant en régime de photon unique représente donc un enjeu majeur, qu'elles soient absorbantes ou émissives. Dans le chapitre 1, nous avons pu voir que les supports de stockage quantique sont nombreux et que, parmi eux, les ensembles d'atomes froids apparaissent comme un des candidats intéressants étant donné qu'il s'agit de systèmes bien contrôlés, qui sont le siège d'interférences collectives et qui présentent des propriétés de cohérence remarquables. Ainsi, les ensembles d'atomes froids représentent les interfaces lumière/matière les plus développées, permettant de mettre au point des mémoires photoniques absorbantes ou émissives. Le protocole DLCZ est le protocole par excellence qui regroupe une source photonique et une mémoire au sein du même système, constituant ainsi une mémoire émissive au cœur de plusieurs schémas de répéteurs quantiques [Duan *et al.*, 2001].

Dans ce chapitre, nous détaillons le principe du processus de stockage lié au protocole DLCZ, qui consiste à créer des états cohérents dans la matière puis à les relire, à partir de diffusions Raman dans l'ensemble d'atomes froids. Ce processus de

stockage s'accompagne de la génération de photons uniques corrélés en impulsion. Après avoir rappelé le principe de ce protocole de stockage ainsi que les sources de décohérences principales qui peuvent l'impacter, nous présentons sa réalisation expérimentale sur l'ensemble d'atomes froids que nous avons préparé. Les performances de la mémoire sont ensuite discutées ainsi que les limites et améliorations potentielles qui y sont associées.

3.1 Principe du protocole de stockage

Le processus au cœur du protocole DLCZ est basé sur l'émission Raman spontanée d'un photon, qui crée simultanément une excitation collective de spin dans un ensemble atomique composé d'un grand nombre d'atomes [Duan *et al.*, 2001]. C'est le processus *d'écriture*. Cet état collectif présente un intérêt particulier car il met en jeu un très grand nombre d'atomes et peut ainsi induire un phénomène d'interférences collectives lors de la phase de *lecture*. L'état stocké dans l'ensemble atomique peut alors être "lu" et transféré sur un photon unique avec une grande efficacité, dans un mode spatio-temporel très bien défini. Nous détaillons maintenant ces phases d'écriture et de lecture, ainsi que le phénomène d'interférences qui se traduit par une relation d'accord de phase. Nous nous intéressons également aux différentes géométries possibles pour ce protocole de stockage, ainsi qu'aux différentes sources de décohérence de l'état collectif.

3.1.1 Processus d'écriture par diffusion Raman spontanée

Le protocole DLCZ nécessite un ensemble atomique constitué d'un grand nombre N d'atomes identiques et présentant une configuration atomique du type Λ . Celle-ci est représentée sur la Fig. 3.1 a), avec $|e\rangle$ le niveau excité et $|g\rangle$ et $|s\rangle$ les deux niveaux fondamentaux qui permettent de stocker l'excitation atomique. Ces derniers peuvent correspondre à deux niveaux hyperfins ou bien à deux sous-niveaux Zeeman par exemple. Au début du processus d'écriture, tous les atomes sont préparés dans le même niveau d'énergie $|g\rangle$. L'état de l'ensemble atomique s'écrit alors :

$$|0\rangle_{\text{ens}}^i = |g_1, \dots, g_j, \dots, g_N\rangle. \quad (3.1)$$

Puis une impulsion cohérente, de faible intensité et désaccordée de la transition $|g\rangle \mapsto |e\rangle$, est envoyée sur l'ensemble atomique, comme schématisé sur la Fig. 3.1 a). Ce champ est appelé *faisceau Write*, et son vecteur d'onde est noté \mathbf{k}_W . Une faible quantité d'atomes est alors excitée et transférée vers le niveau $|s\rangle$, et des photons sont émis par diffusion Raman spontanée. Ils sont appelés *photons Anti-Stokes*¹ et leur vecteur d'onde est noté \mathbf{k}_{AS} .

Si l'on considère maintenant un régime d'excitation unique où le faisceau Write est suffisamment faible pour n'induire, en moyenne, l'émission que d'un seul photon, alors un seul atome est transféré sur le niveau $|s\rangle$. Mais chaque atome a une certaine

1. Cette dénomination vient du fait que nous avons choisi un niveau $|g\rangle$ de plus grande énergie que le niveau $|s\rangle$. Dans le cas inverse, nous aurions nommé ces photons *Stokes*.

3.1. Principe du protocole de stockage

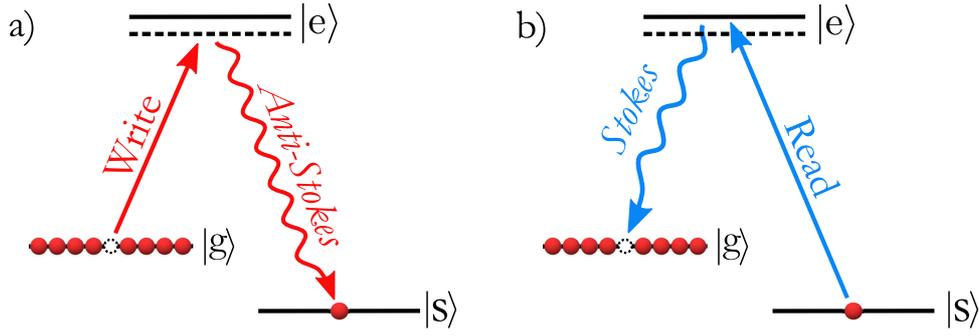


FIGURE 3.1 : Processus a) d'écriture et b) de lecture du protocole DLCZ. a) Un faisceau classique d'écriture, désaccordé de la transition $|g\rangle \mapsto |e\rangle$, induit la diffusion Raman spontanée d'un atome vers le niveau fondamental $|s\rangle$, accompagnée de l'émission d'un photon Anti-Stokes. b) Un faisceau classique de lecture permet d'induire la transition Raman inverse et ainsi de transférer l'onde de spin sur un photon Stokes.

probabilité de subir cette transition, autrement dit, le changement de spin est délocalisé sur tout l'ensemble atomique. Cet état correspond à une *excitation collective*, également appelée *onde de spin*, et s'écrit donc comme une superposition cohérente de tous les atomes dans le niveau $|g\rangle$, sauf un dans le niveau $|s\rangle$. De plus, il est impossible de connaître la position de l'atome qui a changé de niveau sans détruire cette onde de spin. La détection d'un photon Anti-Stokes projette donc l'ensemble atomique sur l'état collectif :

$$|1\rangle_{\text{ens}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^N \exp \left[i(\mathbf{k}_W - \mathbf{k}_{AS}) \cdot \mathbf{r}_j \right] |g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle, \quad (3.2)$$

où \mathbf{r}_j correspond à la position de l'atome j . On note $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_W - \mathbf{k}_{AS}$ l'impulsion de l'onde de spin.

L'émission du photon Anti-Stokes s'effectue dans 4π sr, puisqu'elle est spontanée et isotrope. La sélection de la direction d'émission et donc de l'onde de spin s'effectue en pratique en fixant la direction du détecteur employé pour la détection du photon Anti-Stokes. Dans la section 3.2.1, nous discutons les différentes configurations possibles quant à la position de ce détecteur, ainsi que leur impact sur le temps de cohérence de l'onde de spin.

Si l'on s'intéresse maintenant à l'état du système [atomes + photon Anti-Stokes] pour des régimes où les excitations multiples sont négligeables, il s'écrit :

$$|\psi\rangle = |0\rangle_{\text{at}}|0\rangle_{\text{AS}} + \sqrt{\chi} |1\rangle_{\text{at}}|1\rangle_{\text{AS}} + O(\chi), \quad (3.3)$$

où $|0\rangle_{\text{at}}$, $|1\rangle_{\text{at}}$ correspondent aux états atomiques des équations (3.1) et (3.2), et $|0\rangle_{\text{AS}}$, $|1\rangle_{\text{AS}}$ correspondent respectivement à 0 et 1 photon Anti-Stokes généré. D'autre part, χ correspond à la probabilité d'excitation Raman, telle que $\chi \ll 1$ en régime de faible excitation. Elle est donnée par [Lukin, 2003] :

$$\chi = \frac{4g^2 NL}{c \left(\frac{\Omega_W}{\delta_W} \right)^2 t_W}, \quad (3.4)$$

avec g la constante de couplage atome-photon, N le nombre d'atomes, L la longueur

de l'ensemble atomique, et Ω_W , δ_W et t_W les fréquence de Rabi, désaccord et durée de l'impulsion Write. Enfin, le terme $O(\chi)$ de l'équation (3.3) représente des termes d'excitations multiples, dont les probabilités sont inférieures ou égales à χ^2 .

L'équation (3.3) montre qu'il existe de fortes corrélations entre l'onde de spin et le photon Anti-Stokes. En conclusion, ce processus d'écriture peut être vu comme la création et le stockage probabilistes d'une onde de spin dans l'ensemble atomique, annoncés par l'émission d'un photon unique Anti-Stokes.

3.1.2 Processus de lecture

Après le processus d'écriture, l'onde de spin est stockée dans l'ensemble atomique. La manipulation de cet état n'étant pas triviale, il convient de le convertir en photon unique, notamment pour des expériences de type répéteurs quantiques.

Cette conversion est effectuée en envoyant sur l'ensemble atomique, après un délai contrôlable, une impulsion cohérente, de plus forte intensité que l'impulsion Write, et résonnante avec la transition $|s\rangle \mapsto |e\rangle$. Cette impulsion, appelée *faisceau Read*, induit la transition Raman inverse au processus d'écriture, où l'excitation atomique est transférée sur un photon, appelé *photon Stokes*, lorsque l'atome se désexcite vers l'état $|g\rangle$ (cf Fig. 3.1 b)).

Mais l'émission de ce photon est très différente du processus d'écriture : il ne s'agit pas d'un processus spontané. En effet, l'ensemble des N atomes participe à un phénomène d'interférences constructives qui induit l'émission efficace d'un photon Stokes dans un mode spatial bien défini. L'état atomique s'écrit alors :

$$|0\rangle_{\text{at}}^f = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^N \exp \left[i(\mathbf{k}_W - \mathbf{k}_{\text{AS}}) \cdot \mathbf{r}_j \right] \exp \left[i(\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S) \cdot \mathbf{r}'_j \right] |g_1, \dots, g_j, \dots, g_N\rangle, \quad (3.5)$$

avec \mathbf{k}_R le vecteur d'onde du faisceau Read, \mathbf{k}_S celui du photon Stokes, et \mathbf{r}'_j la position de l'atome j au temps de lecture. On appelle *temps de stockage* le délai entre le temps de lecture et le temps d'écriture. Cette expression de l'état après la lecture montre qu'il existe une condition d'interférences constructives qui dépend du mouvement des atomes durant le temps de stockage τ_s :

- si le mouvement des atomes est important pendant τ_s , $\mathbf{r}_j \neq \mathbf{r}'_j$. Des interférences constructives apparaissent donc lorsque :

$$\mathbf{k}_W = \mathbf{k}_{\text{AS}} \quad \text{et} \quad \mathbf{k}_R = \mathbf{k}_S ; \quad (3.6)$$

- si le mouvement des atomes est négligeable pendant τ_s , $\mathbf{r}_j \simeq \mathbf{r}'_j \forall j$. Des interférences constructives apparaissent alors pour :

$$\mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R = \mathbf{k}_{\text{AS}} + \mathbf{k}_S. \quad (3.7)$$

Cette relation implique une très grande probabilité d'émission du photon Stokes dans la direction $\mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_{\text{AS}}$.

Ces conditions sont appelées *conditions d'accord de phase*. Lorsqu'elles sont satisfaites pour des ensembles atomiques contenant un nombre d'atomes suffisamment

grand, l'émission dans la direction \mathbf{k}_S domine toutes les autres directions, ce qui permet une collection très efficace des photons Stokes [Laurat *et al.*, 2006, Simon *et al.*, 2007a].

Étant données les fortes corrélations entre le photon Anti-Stokes et l'onde de spin, explicitées par l'état (3.3), et si l'on considère que le processus de lecture s'effectue avec une grande efficacité, l'état du système [atomes + photon Anti-Stokes] s'écrit alors :

$$|\psi\rangle = |0\rangle_S |0\rangle_{AS} + \sqrt{\chi} |1\rangle_S |1\rangle_{AS} + O(\chi). \quad (3.8)$$

Cet état montre que ce protocole de stockage du type DLCZ peut générer des paires de photons Anti-Stokes/Stokes avec un délai et présentant de très fortes corrélations, qui peuvent se quantifier par la fonction de corrélation croisée du second ordre (cf. section 3.4.2). Ce protocole peut également être vu comme la génération sur demande de photons uniques (Stokes) annoncés par la détection des photons Anti-Stokes, et présentant donc une statistique sub-poissonienne (voir chapitre 4).

3.1.3 Accord de phase et géométries du processus de stockage DLCZ

Les équations (3.6) et (3.7) montrent que la condition d'accord de phase pour des atomes de grandes vitesses est plus contraignante que pour des atomes considérés au repos (pendant τ_s). Ceci implique différentes géométries possibles du protocole, suivant le milieu dans lequel il est établi.

Lorsque le protocole DLCZ est implémenté dans des vapeurs chaudes [Wal *et al.*, 2003, Bashkansky *et al.*, 2012], la vitesse des atomes est telle que la configuration à utiliser est nécessairement une configuration dite *colinéaire*, où tous les vecteurs d'onde sont alignés suivant la même direction. Quant au temps de cohérence de l'onde de spin, il est limité à quelques μs du fait de l'agitation thermique.

Cette géométrie a également été utilisée pour les premières démonstrations du protocole DLCZ dans des ensembles d'atomes froids [Kuzmich *et al.*, 2003], de manière à réduire l'agitation thermique et ainsi augmenter le temps de stockage. Toutefois, un défi majeur de ce type de configuration est de parvenir à séparer les photons uniques des faisceaux classiques Write/Read, en utilisant un filtrage en polarisation et/ou en fréquence.

Pour contourner ce problème, [Balić *et al.*, 2005] ont proposé d'introduire un léger angle entre les faisceaux classiques et les photons Anti-Stokes/Stokes, comme schématisé sur la Fig. 3.2. L'angle θ entre le faisceau Write et le photon Anti-Stokes généré permet donc un filtrage spatial facilitant la détection des photons uniques, sans bruit additionnel induit par les faisceaux classiques. Depuis, cette configuration dite *hors-axe* est la plus utilisée dans les expériences de type DLCZ.

Cependant, certaines expériences nécessitent une géométrie fixée par d'autres contraintes expérimentales. Par exemple, les expériences impliquant des atomes piégés dans une cavité peuvent nécessiter des configurations colinéaires [Bimbard *et al.*, 2014], ou bien des configurations orthogonales où $\theta = 90^\circ$ [Tanji *et al.*, 2009] lorsque des polarisations particulières sont visées. Pour cette dernière configuration, il faut tenir compte d'une source de décohérence importante, due à l'angle θ . En effet,

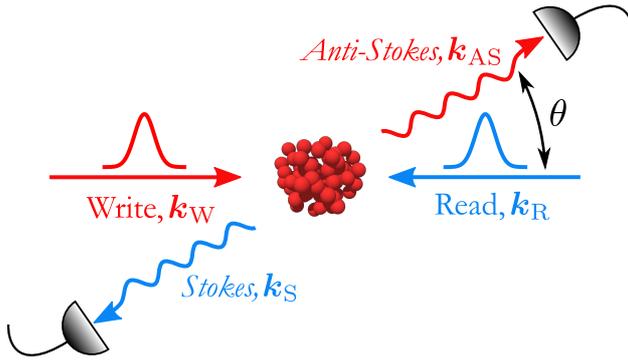


FIGURE 3.2 : Configuration hors-axe du protocole DLCZ. Les vecteurs d'ondes des faisceaux Write/Read, et ceux des photons Anti-Stokes/Stokes satisfait la relation d'accord de phase donnée par l'équation (3.7). Les photons sont envoyés sur des détecteurs de photons uniques et font un angle θ avec la direction des faisceaux de stockage Write/Read.

comme nous allons le discuter maintenant, le vecteur d'onde de l'onde de spin est un paramètre crucial pour le temps de cohérence de l'état collectif.

3.2 Paramètres importants pour l'efficacité et le temps de stockage

Dans cette section, nous discutons les paramètres les plus importants permettant de maximiser le temps de cohérence de l'onde de spin ainsi que l'efficacité de lecture. Dans un premier temps, les sources majeures de décohérence de l'onde de spin sont présentées. Puis nous nous intéressons à l'influence de l'épaisseur optique de l'ensemble atomique sur l'efficacité de la mémoire.

3.2.1 Sources de décohérence de l'excitation collective

Une fois l'onde de spin créée dans l'ensemble atomique, elle peut être soumise à différents processus de décohérence. Plus précisément, l'information sur l'état atomique qui a été créé peut être dégradée, voire perdue. Il est alors impossible de transférer l'état sur un photon Stokes, ce qui se traduit par une diminution de l'efficacité et de la fidélité du stockage. En effet, les sources de décohérence sont nombreuses, et leur impact sur le stockage dépend des temps caractéristiques sur lesquels elles agissent. Si ces temps caractéristiques de décohérence sont plus grands que le temps de stockage, cela a peu d'influence sur l'état stocké.

La décohérence de l'onde de spin se manifeste par une phase $\phi_j(t)$ qui apparaît pour plusieurs termes de la superposition cohérente de l'équation (3.2), et qui dépend de chaque atome. Ainsi, l'onde s'écrit au temps t :

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^N \exp[i\phi_j(t)] \exp[i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j(0)] |g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle. \quad (3.9)$$

Cette phase peut être liée à la position ou à la vitesse de l'atome j par exemple.

Nous nous intéressons maintenant aux principaux processus qui peuvent induire une perte de cohérence de l'onde de spin dans des ensembles d'atomes froids, notamment le déphasage lié au mouvement des atomes, ou encore au champ magnétique résiduel.

Déphasage lié au mouvement des atomes

Lorsque les atomes ne sont plus piégés durant la phase de stockage, leur mouvement est une source importante de décohérence de l'onde de spin. Sur des échelles de temps de l'ordre de la milliseconde, la gravité joue un rôle très important puisqu'elle induit une perte d'atomes. En effet, dans la plupart des expériences de stockage, les vecteurs d'ondes des faisceaux Write/Read et des photons Anti-Stokes/Stokes sont alignés dans le plan horizontal pour des questions de facilité. Ainsi, lorsque les atomes chutent sous l'influence de la gravité, ils sortent de la région d'interaction ce qui induit une diminution de l'efficacité. Si l'on considère une région dont le rayon vaut $r \simeq 100 \mu\text{m}$ (ce qui correspond à une valeur typique des modes Anti-Stokes/Stokes), le temps mis par les atomes pour quitter r est : $\tau_{\text{perte}} = \sqrt{2r/g} \simeq 4,5 \text{ ms}$, avec g l'accélération de la pesanteur. Ceci indique que des temps de stockage supérieurs à cette valeur ne sont pas envisageables pour des atomes non-piégés. Il est cependant possible de minimiser cet effet en utilisant une configuration des faisceaux verticale [Bao *et al.*, 2012].

Outre cet effet, l'agitation thermique de l'ensemble atomique joue également un rôle important. Le mouvement aléatoire des atomes induit un facteur de phase $\phi_j(t)$ dans l'équation (3.9) qui dépend de la vitesse $\mathbf{v}_j(t)$ de chaque atome. Après un temps t , l'onde de spin peut s'écrire :

$$|\psi(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{j=0}^N \exp \left[i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}'_j(t) \right] |g_1, \dots, s_j, \dots, g_N\rangle, \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{r}'_j(t) = \mathbf{r}_j(0) + \mathbf{v}_j(t)t$. Ainsi, le facteur de phase dans l'équation (3.9) vaut $\phi_j(t) = \Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_j(t)t$. L'efficacité de relecture $\eta(t)$ est donc proportionnelle au recouvrement entre l'onde de spin écrite à $t = 0$ et l'onde de spin perturbée $|\psi(t)\rangle$ [Zhao *et al.*, 2009b] :

$$\eta(t) \propto |\langle \psi(t=0) | \psi(t) \rangle|^2 = \left| \frac{1}{N} \sum_{j=0}^N \exp \left[i\phi_j(t) \right] \right|^2 \quad (3.11)$$

$$\propto \left| \int f(\mathbf{v}) \exp \left[i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}(t)t \right] d\mathbf{v} \right|^2, \quad (3.12)$$

où nous avons utilisé l'approximation continue $\sum_j \rightarrow \int f(\mathbf{v})d\mathbf{v}$, avec $f(\mathbf{v})$ la distribution des vitesses. En supposant une distribution du type Maxwell-Boltzmann, elle s'écrit : $f(\mathbf{v}) \propto \exp \left[-mv^2/2k_B T \right]$, avec m la masse des atomes, T leur température et $v_s = \sqrt{k_B T/m}$ l'écart-type de la distribution. En intégrant cette fonction, il vient :

$$\eta(t) \propto \exp \left[-(\Delta k v_s)^2 t^2 \right] = \exp \left[-t^2/\tau_D^2 \right], \quad (3.13)$$

où $\tau_D = 1/|\Delta k|v_s$ correspond à la constante de décroissance exponentielle de l'efficacité.

L'efficacité dépend donc de l'impulsion de l'onde de spin ainsi que de la température de l'ensemble atomique². Si l'on considère que $k_W \simeq k_{AS} = 2\pi/\lambda$, on peut

2. Elle dépend également d'autres facteurs non-explicités ici, tels que l'épaisseur optique, la

écrire :

$$|\Delta k| \simeq \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta \quad \text{et} \quad \tau_D \simeq \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta} \sqrt{\frac{m}{k_B T}}. \quad (3.14)$$

En conclusion, plus la température des atomes T et l'angle θ de la configuration DLCZ sont faibles, plus l'onde de spin aura un temps de cohérence élevé. La Fig. 3.3 a) montre l'évolution de l'efficacité $\eta(t)$ en fonction du temps de stockage τ_s , pour différents T (10 μK , 50 μK , et 1 mK). Les courbes sont tracées pour des atomes de rubidium et un angle $\theta = 5^\circ$. Sur la Fig. 3.3 b) est représentée l'évolution de τ_D en fonction de T , pour différentes valeurs de θ . En ce qui concerne notre expérience, les paramètres sont $T \simeq 10 \mu\text{K}$ et $\theta \simeq 5^\circ$ (voir section 3.3.1). Nous nous attendons donc à un temps de cohérence de notre mémoire de l'ordre de $\tau_D \simeq 50 \mu\text{s}$, si toutefois le principal mécanisme de décohérence est lié au mouvement des atomes.

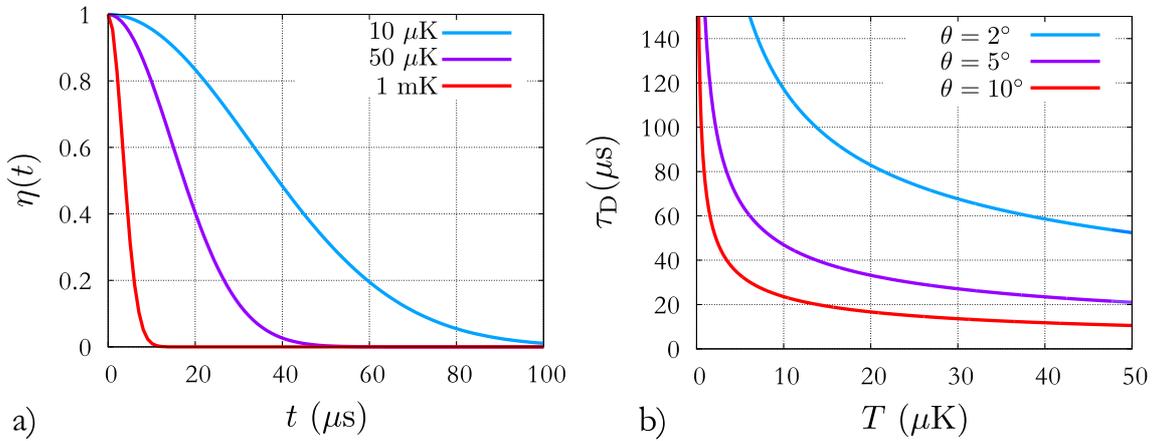


FIGURE 3.3 : a) Évolution temporelle de l'efficacité. $\eta(t)$ est tracée pour des températures de 10 μK , 50 μK et 1 mK, pour des atomes de Rb et une angle $\theta = 5^\circ$. b) Influence de la température sur τ_D . Les courbes sont tracées pour trois angles θ différents : 2, 5 et 10° .

Champ magnétique résiduel

Durant les phases de stockage, des champs magnétiques résiduels tels que celui de la Terre par exemple, peuvent être une source de décohérence importante. En effet, ils induisent un élargissement inhomogène en levant la dégénérescence des $2F + 1$ sous-niveaux M_F d'un niveau hyperfin F , par effet Zeeman. Pour de faibles champs magnétiques, le décalage en énergie d'un sous-niveau M_F , induit par un champ magnétique B_z le long de l'axe z , est donné par [Corney, 1977] :

$$\Delta E_{|F, M_F\rangle} = \mu_B g_F M_F B_z, \quad (3.15)$$

avec μ_B le magnéton de Bohr, et g_F le facteur de Landé du niveau hyperfin F . Dans notre cas, il faut considérer les sous-niveaux des deux niveaux fondamentaux $|g\rangle$ et $|s\rangle$ du schéma de stockage, chacun subissant ses propres décalages Zeeman $\Delta E_{|g, M_g\rangle}$ et $\Delta E_{|s, M_s\rangle}$.

puissance du faisceau Read, *etc.*

3.2. Paramètres importants pour l'efficacité et le temps de stockage

La conséquence d'un champ magnétique résiduel est que, dans l'équation (3.2), chaque excitation d'atome unique $|s_j\rangle$ doit être décomposée en une superposition de changements de spin qui dépendent de l'état Zeeman initial $|g, M_g\rangle$ et de l'état final $|s, M_s\rangle$. Ainsi, $|s_j\rangle$ s'écrit [Choi, 2011, Veissier, 2013] :

$$|s_j(t, \mathbf{r}_j)\rangle = \sum_{M_g, M_s} \alpha_{M_g, M_s} \exp \left[i\phi_j(t, \mathbf{r}_j) \right] |s, M_s\rangle, \quad (3.16)$$

où α_{M_g, M_s} est une fonction qui dépend de la population de l'état initial $|g, M_g\rangle$ ainsi que de la constante de couplage de la transition $|g, M_g\rangle \mapsto |s, M_s\rangle$ considérée. Le facteur de phase est quant à lui donné par :

$$\phi_j(t, \mathbf{r}_j) = \frac{\Delta E_{|g, M_g\rangle} - \Delta E_{|s, M_s\rangle}}{\hbar} t = \frac{\mu_B (g_g M_g - g_s M_s) B_z(\mathbf{r}_j)}{\hbar} t, \quad (3.17)$$

avec g_g et g_s les facteurs de Landé respectifs des états $|g\rangle$ et $|s\rangle$. L'efficacité de relecture $\eta(t)$ est là aussi proportionnelle au recouvrement entre l'onde de spin écrite à $t = 0$ et l'onde de spin perturbée au temps t [Zhao *et al.*, 2009b] :

$$\begin{aligned} \eta(t) &\propto |\langle \psi(t=0) | \psi(t) \rangle|^2 = \left| \frac{1}{N} \sum_{M_g, M_s} \sum_{j=0}^N \alpha_{M_g, M_s} \exp \left[i\phi_j(t, \mathbf{r}_j) \right] \right|^2 \\ &= \left| \frac{1}{N} \sum_{M_g, M_s} \alpha_{M_g, M_s} \int n(z) e^{i\mu_B (g_g M_g - g_s M_s) B_z(z) t / \hbar} dz \right|^2, \end{aligned} \quad (3.18)$$

$$(3.19)$$

où nous avons utilisé l'approximation continue $\sum_j \mapsto \int dz n(z)$. Afin de connaître l'ordre de grandeur des temps de décohérence dus au champ magnétique, nous pouvons faire quelques hypothèses, par exemple celle d'une distribution atomique gaussienne $n(z) \propto \exp[-z^2/2\sigma^2]$. De plus, en supposant un gradient de champ magnétique de la forme $B(z) = B'z$, et en intégrant l'expression précédente, on trouve :

$$\eta(t) \propto \left| \sum_{M_g, M_s} \alpha_{M_g, M_s} \exp \left[-t^2 / \tau_D^2 \right] \right|^2, \quad (3.20)$$

avec $\tau_D = \sqrt{2}\hbar / (\mu_B |g_g M_g - g_s M_s| B' \sigma)$. La présence d'un gradient de champ magnétique induit donc une décroissance exponentielle de l'efficacité avec ce temps caractéristique τ_D [Zhao *et al.*, 2009b].

On peut maintenant estimer les différents temps caractéristiques dans notre expérience, pour laquelle les niveaux mis en jeu sont $|g\rangle \equiv |5s^2S_{1/2}, F=2\rangle$ et $|s\rangle \equiv |5s^2S_{1/2}, F=1\rangle$, et correspondent à des facteurs de Landé respectifs très proches en valeur absolue : $g_{F=2} = 0,4998364$ et $g_{F=1} = -0,5018267$ [Arimondo *et al.*, 1977, Steck, 2010]. Au total, 13 combinaisons sont possibles sachant que $\Delta M = M_g - M_s$ ne peut prendre que les valeurs $\pm 2, \pm 1$ ou 0 pour le processus d'écriture, qui est un processus à deux photons. Pour chacune de ces combinaisons, τ_D est calculé en prenant pour valeurs typiques $\sigma = 500 \mu\text{m}$, et $B' = 100 \text{ mG/cm}$. Les valeurs calculées pour chaque paire de niveaux fondamentaux sont reportées

$ F=2\rangle \backslash F=1\rangle$	$M_{F=1} = -1$	$M_{F=1} = 0$	$M_{F=1} = +1$
$M_{F=2} = -2$	$21 \mu\text{s}$	$32 \mu\text{s}$	\times
$M_{F=2} = -1$	$32 \mu\text{s}$	$64 \mu\text{s}$	16 ms
$M_{F=2} = 0$	$64 \mu\text{s}$	$+\infty$	$64 \mu\text{s}$
$M_{F=2} = +1$	16 ms	$64 \mu\text{s}$	$32 \mu\text{s}$
$M_{F=2} = +2$	\times	$32 \mu\text{s}$	$21 \mu\text{s}$

TABLE 3.1 : Calcul de τ_D pour chaque paire de niveaux fondamentaux. Les cases grisées correspondent aux "clock transitions", pour lesquelles le temps de décohérence est beaucoup plus long.

dans le tableau 3.1. On peut observer que pour 10 de ces combinaisons, les temps de décohérence sont compris entre $21 \mu\text{s}$ et $64 \mu\text{s}$, ce qui est du même ordre de grandeur que des observations expérimentales, par exemple celles de [Chen *et al.*, 2006, Zhao *et al.*, 2009a, Zhao, 2010], ou bien de simulations numériques [Strassel, 2008]. Trois combinaisons présentent un temps de décroissance de l'efficacité beaucoup plus long, de l'ordre de la dizaine de ms, et sont beaucoup moins sensibles à la présence d'un champ magnétique inhomogène que les autres. Le temps infini est un résultat non-physique dû aux approximations faites, notamment celle sur l'effet Zeeman, dont seul le premier ordre a été pris en compte dans les calculs. Ces paires de niveaux peu sensibles au champ magnétique résiduel sont appelées des "clock transitions", et leur utilisation présente donc un fort intérêt pour le stockage quantique [Zhao *et al.*, 2009b, Zhao *et al.*, 2009a].

Déplacement lumineux différentiel

Afin de contrer l'expansion du nuage d'atomes pendant le stockage, une méthode consiste à les piéger dans un réseau optique ou un piège dipolaire. Cependant, ceci peut également être une source de décohérence. En effet, ces méthodes de piégeage nécessitent l'application de faisceaux de forte puissance sur les atomes durant la phase de stockage. Des déplacements lumineux peuvent alors apparaître, et correspondent à un déplacement de l'énergie des niveaux $|F, M_F\rangle$, induisant un terme de déphasage $\phi_j(t, \mathbf{r}_j)$ dans l'équation (3.9).

Cet effet est différent pour chacun des niveaux $|F, M_F\rangle$, ce qui induit un déphasage inhomogène. De plus, si l'intensité des faisceaux de piégeage n'est pas uniforme sur l'ensemble atomique, cette phase dépend de la position des atomes. Ainsi, les déplacements lumineux différentiels induisent un déphasage inhomogène lors du processus de stockage sur des atomes confinés dans des pièges optiques. Ce processus est étudié en détails dans [Jenkins *et al.*, 2012] pour des atomes de Rb confinés dans un réseau optique 1D hors résonance (1024 nm).

3.2.2 Épaisseur optique et efficacité

Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 1, l'efficacité est une propriété importante des mémoires quantiques. Plusieurs publications sont consacrées à l'analyse de différentes stratégies pour optimiser l'efficacité de relecture de l'état stocké [Gorshkov *et al.*, 2007b, Gorshkov *et al.*, 2007a, Stanojevic *et al.*, 2011]. Ces travaux montrent que, lorsque le processus de stockage est optimisé (en termes de forme des faisceaux notamment), l'efficacité maximale atteignable η_{\max} ne dépend que de l'épaisseur optique b de l'ensemble atomique [Gorshkov *et al.*, 2007b] :

$$\eta_{\max} \simeq \frac{b}{1+b}. \quad (3.21)$$

Cette relation est une approximation qui ne tient pas compte de paramètres tels que la structure atomique multi-niveaux. Cependant, elle permet de connaître la tendance de η_{\max} en fonction de b , et montre que l'efficacité peut atteindre des valeurs proches de l'unité, sans utiliser de cavité, pour de grandes épaisseurs optiques. Sur la Fig. 3.4 a) est tracée la relation (3.21), où l'on peut voir que pour $b > 50$, $\eta_{\max} \rightarrow 1$. Cette relation est en accord avec les résultats de [Simon *et al.*, 2007b], présentés sur la Fig. 3.4 b) ou bien avec ceux de [Veissier, 2013].

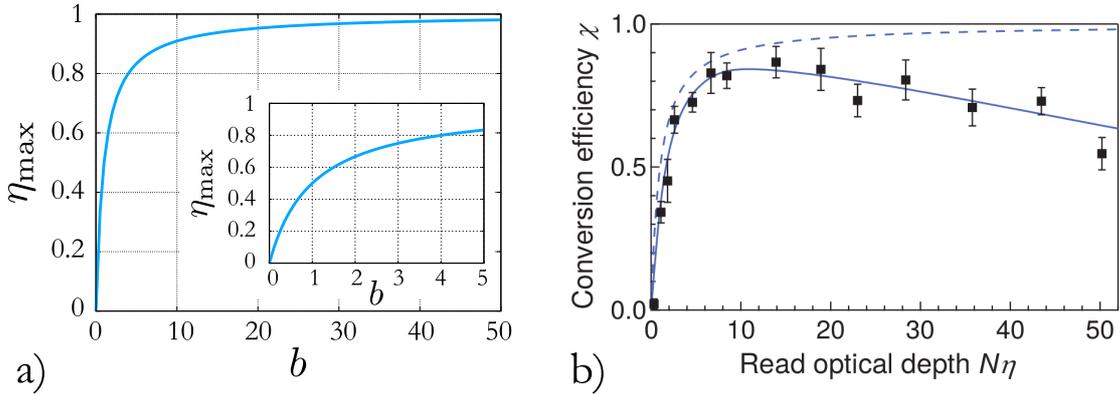


FIGURE 3.4 : a) Influence de l'épaisseur optique b sur l'efficacité maximale de lecture. L'efficacité tend vers l'unité pour de grandes épaisseurs optiques (> 50). Le graphique inséré se focalise sur les épaisseurs optiques < 5 . b) Résultats expérimentaux de [Simon *et al.*, 2007b]. L'efficacité de conversion de l'onde de spin sur un photon est tracée en fonction de l'épaisseur optique du faisceau Read. La courbe en pointillé correspond à l'équation (3.21) et la courbe en trait plein à un modèle qui tient compte d'un déphasage induit par la structure atomique multi-niveaux.

Épaisseur optique dans notre expérience

En ce qui concerne notre expérience, l'épaisseur optique est comprise entre 1 et 5 suivant la valeur du courant circulant dans le getter de rubidium. Il est possible d'obtenir une épaisseur optique plus grande en augmentant d'avantage le courant, mais, comme discuté dans le chapitre 2, ceci a des répercussions sur la pression régnant dans la chambre à vide de travail.

Cette valeur d'épaisseur optique est mesurée sur la transition $|F = 2\rangle \mapsto |F' = 3\rangle$ de la raie D2, pour laquelle la section efficace de diffusion à résonance vaut : $\sigma_0^{780,2 \mapsto 3'} = g \frac{3\lambda^2}{2\pi} = \frac{7}{15} \frac{3\lambda^2}{2\pi} = 1,356 \times 10^{-13} \text{ m}^2$, avec $\lambda \simeq 780 \text{ nm}$ (voir section 2.6.6).

Cependant, l'épaisseur optique qui nous intéresse est celle de la transition du faisceau Read, en l'occurrence $|F = 1\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$ de la raie D1, pour laquelle $g = 5/9$ et $\lambda \simeq 795 \text{ nm}$, ce qui correspond à $\sigma_0^{795,1 \mapsto 2'} = 1,676 \times 10^{-13} \text{ m}^2$. En conclusion, les épaisseurs optiques des deux transitions mentionnées sont similaires : $b^{795,1 \mapsto 2'} = 1,2 \times b^{780,2 \mapsto 3'}$ pour une densité atomique identique. Ainsi, lorsque l'on mesure une épaisseur optique de 4 sur la transition $2 \mapsto 3'$ à 780 nm, l'épaisseur optique sur la transition du faisceau Read vaut donc 4,8.

Si l'on reporte cette valeur sur le graphe de la Fig. 3.4 a), on peut lire que l'efficacité maximale vaut $\sim 80\%$. Afin que l'épaisseur optique ne soit pas un facteur limitant pour l'efficacité de lecture, il faudrait que $b > 50$. Si l'on tient maintenant compte des résultats expérimentaux obtenus dans la littérature, il faudrait plutôt travailler avec $b = 10 - 20$ étant donné que l'efficacité diminue pour des épaisseurs optiques trop grandes (> 20) [Simon *et al.*, 2007b, Veissier, 2013], ce qui peut être dû à différents mécanismes (par exemple celui de réabsorption des photons par l'ensemble atomique).

Il faut également noter que travailler sur cette transition pour le faisceau Read est intéressant, car c'est celle pour laquelle l'épaisseur optique est la plus grande sur la raie D1 du ^{87}Rb . Les valeurs des sections efficaces de diffusion pour les autres transitions sont présentées dans l'annexe D.

3.3 Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

Dans cette section, nous présentons la réalisation du protocole de stockage DLCZ sur l'ensemble d'atomes froids décrit au chapitre 2. Le dispositif expérimental est tout d'abord décrit, puis sont présentés les séquences temporelles d'application des faisceaux ainsi que les outils et les programmes de contrôle.

3.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental complet est représenté sur la Fig. 3.5.

Système laser Les faisceaux Write et Read de la mémoire sont issus de deux diodes laser à cavité externe (type Littrow), opérant autour de 795 nm ($|5s \ ^2S_{1/2} \mapsto |5p \ ^2P_{1/2}\rangle$). Elles sont asservies toutes deux au moyen d'un montage de spectroscopie par absorption saturée, avec soustraction du profil Doppler pour une meilleure stabilité (voir Annexe C). La modulation des faisceaux nécessaire à l'asservissement est créée à l'aide de bobines de champ magnétique enroulées autour des cellules de rubidium de la spectroscopie, et permettent d'en moduler l'absorption. Ces bobines sont constituées d'environ 200 spires et le courant y circulant est modulé à $\sim 10 \text{ kHz}$. Des systèmes de détection synchrone commerciaux associés à des contrôleurs PI (proportionnel et intégrateur) faits-maison créent une boucle de rétroaction sur chacun

3.3. Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

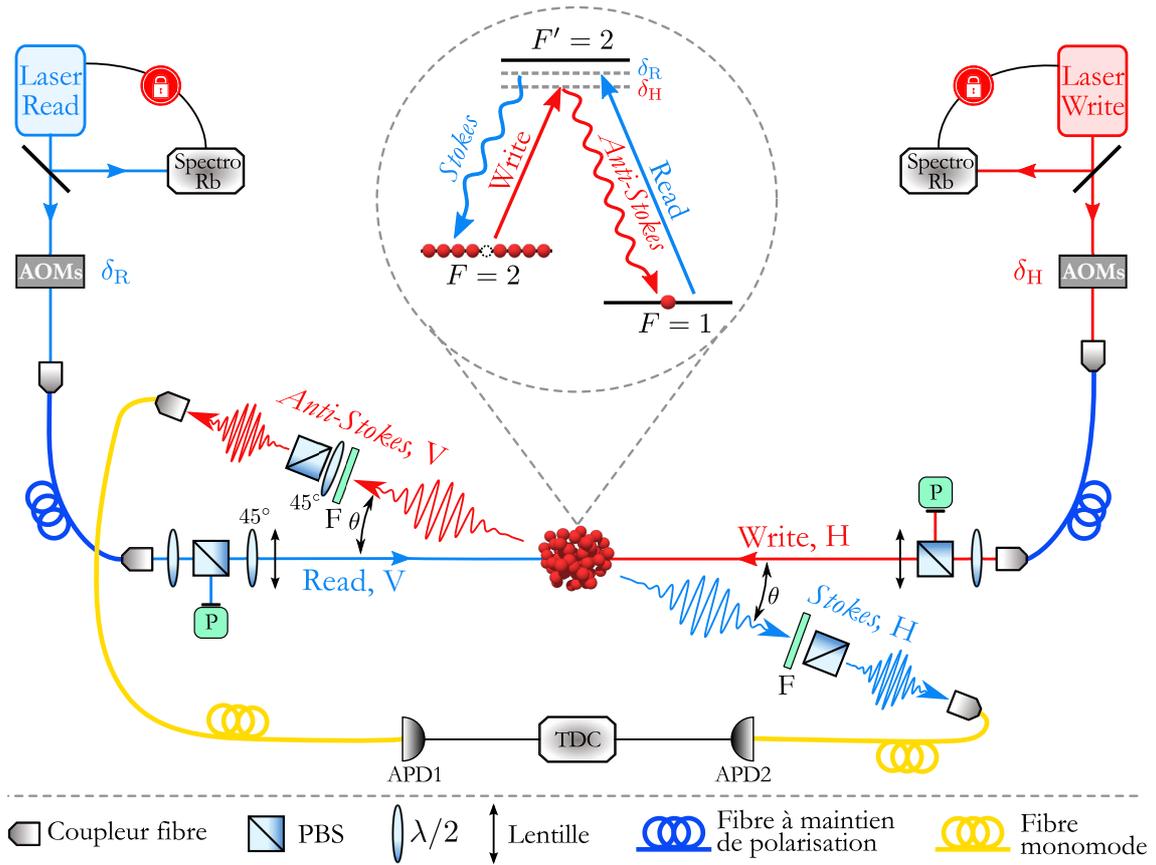


FIGURE 3.5 : Dispositif expérimental du protocole de stockage DLCZ. Deux lasers sont asservis sur les transitions $F = 2 \mapsto F' = 2$ et $F = 1 \mapsto F' = 2$ de la raie D1 du ^{87}Rb par spectroscopie d'absorption saturée. La fréquence des faisceaux est ajustée à l'aide d'AOMs, puis ceux-ci sont couplés dans des fibres à maintien de polarisation avant d'être focalisés sur le nuage d'atomes. Ces faisceaux de polarisation horizontale (H) et verticale (V) constituent respectivement les faisceaux d'écriture et de lecture de la mémoire et les photons Anti-Stokes et Stokes générés sont récoltés par des fibres optiques monomodes puis détectés avec des APDs. Un convertisseur numérique d'intervalle de temps (TDC, pour "time to digital converter") est utilisé pour l'acquisition de données.

des actuateurs piezo-électrique des diodes laser, et assurent ainsi l'asservissement en fréquence des deux lasers.

Un exemple de signal de spectroscopie est donné en Fig. 3.6. Le laser est scanné sur ~ 10 GHz et on peut voir les quatre profils Doppler de la raie D1 du ^{85}Rb et du ^{87}Rb . Le laser Write est asservi à résonance sur la transition $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 2\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$ du ^{87}Rb et le laser Read également à résonance, sur la transition $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 1\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{1/2}, F' = 2\rangle$. Afin d'obtenir des faisceaux lasers de désaccords δ_W et δ_R ajustables autour des résonances, une combinaison de deux AOMs en double passage, et de signes opposés, est utilisée pour chaque laser. En faisant varier la différence de fréquence entre les deux AOMs, il est ainsi possible d'obtenir de faibles désaccords, de typiquement ± 20 MHz autour du niveau excité $F' = 2$. Le désaccord du faisceau Write est fixé à $\delta_W = -10$ MHz et le faisceau Read est en revanche placé à résonance. Ces AOMs sont également utilisés pour découper des impulsions lumineuses de quelques centaines de ns pour le protocole de stockage (voir partie 3.3.3).

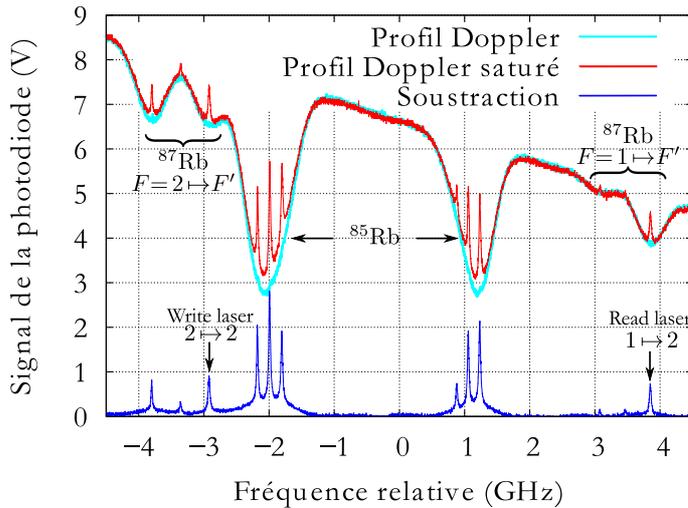


FIGURE 3.6 : Signal d'absorption saturée de la raie D1 du Rb. Les quatre profils Doppler correspondent aux transitions $|5s\ ^2S_{1/2}, F=1\rangle \mapsto |5p\ ^2P_{1/2}, F'\rangle$ et $|5s\ ^2S_{1/2}, F=2\rangle \mapsto |5p\ ^2P_{1/2}, F'\rangle$ du ^{85}Rb et du ^{87}Rb .

Faisceaux de stockage Les faisceaux Write/Read sont ensuite couplés dans des fibres optiques à maintien de polarisation, et acheminés vers l'ensemble atomique. En sortie de fibre, une partie est prélevée et envoyée sur une photodiode (P) permettant de contrôler la puissance et la forme des impulsions Write/Read. Les deux faisceaux sont contra-propageants et leurs polarisations, contrôlées par des PBS et des lames $\lambda/2$, sont linéaires et orthogonales (horizontale pour le faisceau Write et verticale pour le Read). Enfin, des lentilles de distance focale $f = 300\text{ mm}$ focalisent les faisceaux au centre du nuage, avec un waist de $150\ \mu\text{m}$.

Récolte et détection des photons Anti-Stokes/Stokes Les photons Anti-Stokes et Stokes sont détectés dans une direction faisant un angle $\theta = 5^\circ$ avec la direction des faisceaux de la mémoire et sont filtrés en polarisation. La polarisation des photons Anti-Stokes récoltés est verticale (orthogonale à la polarisation du faisceau Write), et celle des photons Stokes est horizontale (orthogonale à celle du faisceau Read). Ces photons sont collectés par une lentille et couplés dans une fibre optique monomode, avec une efficacité $\eta_{\text{coll}} \simeq 75\%$. Le mode de collection correspondant présente un waist de $\sim 50\ \mu\text{m}$ au niveau de l'ensemble atomique, ce qui implique que la région observée est plus petite que la région d'interaction des atomes avec les faisceaux de la mémoire. Les photons émis sont ensuite détectés par des photodiodes à avalanche silicium (Si-APD, Excelitas SPCM-AQRH-16) présentant une efficacité de détection $\eta_{\text{apd}} \simeq 55\%$ à 795 nm et un taux de coups sombres de 50 s^{-1} . Ces APDs sont utilisées en mode continu et afin d'éviter qu'elles ne soient saturées par les photons émis à 780 nm pendant la phase MOT, des filtres (F) sont placés sur les trajet des photons Anti-Stokes/Stokes. Ces filtres (Laser Components QuantaMAX) présentent une transmission de $\sim 95\%$ à 795 nm et une extinction de $\sim 30\text{ dB}$ à 780 nm . L'efficacité globale de détection des photons, qui prend en compte l'efficacité des détecteurs, celle de collection ainsi que la transmission des filtres, vaut donc $\eta_{\text{det}} \simeq 40\%$.

Filtrage des photons uniques Étant donné que les photons Anti-Stokes/Stokes sont émis alors que les faisceaux Write/Read sont allumés, il est nécessaire d'isoler les photons uniques des faisceaux classiques. Le filtrage est assuré spatialement par

3.3. Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

l'angle θ entre les faisceaux et les photons, ce qui empêche un couplage direct des faisceaux dans les fibres de collection. Les polarisations orthogonales entre le faisceau Write (Read) et les photons Anti-Stokes (Stokes) assurent un second étage de filtrage, au moyen de lames $\lambda/2$ et de PBS.

Un filtrage fréquentiel des photons Anti-Stokes est également nécessaire. En effet, lorsque le faisceau Write induit l'émission Raman spontanée d'un photon Anti-Stokes par l'ensemble atomique, celle-ci peut se faire sur la transition $|F' = 1\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$ ou $|F = 2\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$, comme le montre la Fig. 3.7. Or seule l'émission d'un photon sur la transition $|F' = 1\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$ nous intéresse pour le protocole de stockage et l'accord de phase, étant donnée la fréquence choisie pour le faisceau de lecture (voir Fig. 3.5). L'émission sur la transition $|F = 2\rangle \mapsto |F' = 2\rangle$ génère donc des photons qui ne prennent pas part au protocole de stockage ce qui réduit l'efficacité du processus. Afin de filtrer la fréquence des photons Anti-Stokes, plusieurs méthodes sont possibles, par exemple l'utilisation de cavités optiques [Zhao, 2008, Albrecht *et al.*, 2014], ou d'un filtre basé sur une cellule atomique de forte épaisseur optique [Kuzmich *et al.*, 2003, Chen *et al.*, 2006, Laurat *et al.*, 2006]. La mise en place de ce type de dispositif fait partie des améliorations futures prévues et discutées en section 3.5.

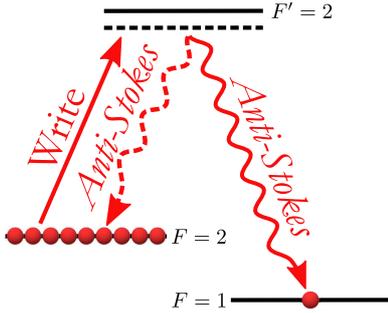


FIGURE 3.7 : Fréquences possibles du photon Anti-Stokes émis. Lors du processus d'écriture, les atomes excités peuvent se désexciter du niveau $F' = 2$ vers le niveau $F = 1$ en émettant un photon Anti-Stokes accordé sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$, ou vers le niveau $F = 2$ en émettant un photon Anti-Stokes accordé sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 2$.

3.3.2 Alignement des faisceaux

L'alignement des faisceaux de stockage et des récoltes de photons uniques est crucial pour le protocole DLCZ. En effet, afin d'observer le phénomène d'interférence collective donnant naissance au photon Stokes, la relation d'accord de phase

$$\mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R = \mathbf{k}_{AS} + \mathbf{k}_S, \quad (3.22)$$

discutée à section 3.1, doit être respectée. Dans notre cas, nous avons choisi deux conditions particulières :

$$\text{a) } \mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R = \mathbf{0} \quad \text{et} \quad \text{b) } \mathbf{k}_{AS} + \mathbf{k}_S = \mathbf{0}. \quad (3.23)$$

Afin de s'assurer de ce bon alignement, une technique basée sur un processus de mélange à quatre ondes est utilisée. Trois faisceaux interagissant avec un milieu non-linéaire tel qu'un ensemble atomique peuvent induire la génération par le milieu considéré d'un champ conjugué. Ce processus, démontré initialement dans des

systèmes à l'état solide [Yariv, 1989], a été développé plus tard dans des ensembles atomiques avec le protocole EIT [Braje *et al.*, 2004, Balić *et al.*, 2005].

Une méthode basée sur ce processus de mélange à quatre ondes permet de s'assurer que les photons Anti-Stokes et Stokes sont bien récoltés par les fibres optiques, et que la relation d'accord de phase de l'équation (3.22) est respectée. Elle consiste à utiliser un faisceau de faible puissance (quelques centaines de nW), appelée *faisceau Anti-Stokes* présentant les mêmes propriétés que les photons Anti-Stokes : une polarisation verticale et une fréquence correspondant à celle du faisceau Read (accordée sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$). La combinaison des faisceaux Write/Read avec ce faisceau permet ainsi de générer un faisceau à la longueur d'onde des photons Stokes, contra-propageant au faisceau Anti-Stokes, et de polarisation horizontale, comme schématisé sur la Fig. 3.8. L'optimisation de la récolte de ces photons Stokes, en fonction notamment de l'alignement, nous assure que les quatre vecteurs d'onde (\mathbf{k}_W , \mathbf{k}_R , \mathbf{k}_{AS} et \mathbf{k}_S) satisfont bien la relation d'accord de phase, et que la récolte des photons Stokes se fait bien dans la direction $\mathbf{k}_W + \mathbf{k}_R - \mathbf{k}_{AS}$.

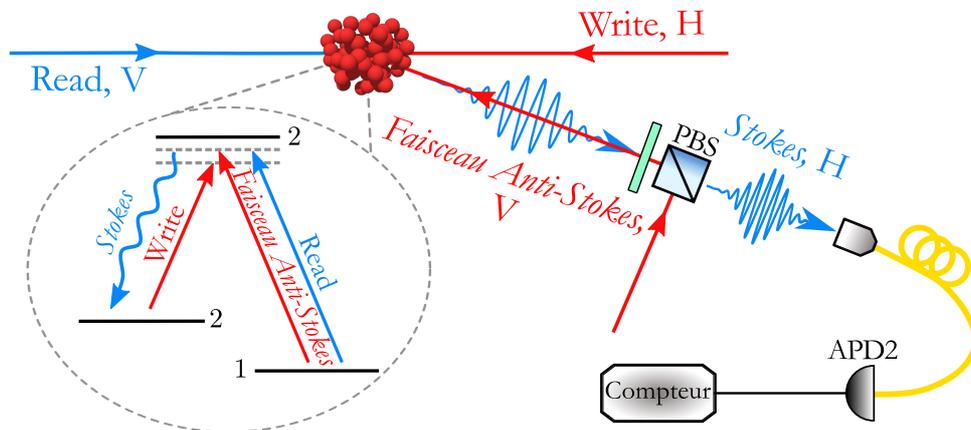


FIGURE 3.8 : Montage utilisé pour la procédure d'alignement. Les faisceaux Write et Read sont contra-propageants et de polarisations orthogonales. Un faisceau Anti-Stokes présentant les mêmes propriétés que les photons Anti-Stokes est superposé aux photons Stokes. Les photons Stokes sont récoltés par une fibre monomode avant d'être détectés par l'APD2, connectée à un compteur.

La procédure d'alignement peut s'effectuer en continu, durant la phase MOT. Elle est constituée de 4 étapes :

- Le faisceau Write est aligné sur le centre du nuage, et la diffusion des atomes à 795 nm est récoltée par l'APD2 connectée à un compteur, comme schématisé sur la Fig. 3.8.
- Afin de s'assurer que les faisceaux Write/Read sont contra-propageants et se superposent bien au centre de l'ensemble atomique, ils sont couplés fibre à fibre. Le faisceau Write (Read) est ainsi couplé dans la fibre acheminant le faisceau Read (Write) avec une efficacité mesurée de $\sim 80\%$, ce qui satisfait la condition de l'équation (3.23) a).
- Le faisceau Anti-Stokes est ensuite envoyé sur l'ensemble atomique, de manière contra-propageante aux photons Stokes (voir Fig. 3.8). Lorsque ce faisceau est parfaitement aligné sur les photons Stokes, le taux de comptage sur l'APD2

3.3. Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

augmente considérablement (de plusieurs ordres de grandeur), traduisant la génération par le processus de mélange à quatre ondes d'un faisceau Stokes conjugué³. Il convient ensuite de maximiser le taux de comptage sur l'APD2 en ajustant l'alignement du faisceau Anti-Stokes.

- La dernière étape consiste à aligner la récolte des photons Anti-Stokes connectée à l'APD1. Pour cela, le faisceau Anti-Stokes est couplé dans la récolte des photons Anti-Stokes (voir Fig. 3.5) avec une efficacité mesurée de $\sim 75\%$.

En plus de l'alignement, le taux de comptage des photons Stokes dépend également des puissances des différents faisceaux mis en jeu. La Fig. 3.9 montre la dépendance de ce taux avec la puissance des faisceaux Read et Anti-Stokes, pour une puissance du faisceau Write de $10 \mu\text{W}$. Nous pouvons observer que le taux de comptage augmente considérablement lorsque la puissance du faisceau Anti-Stokes augmente, ce qui est lié à la génération du champ conjugué. Ce taux passe de 500 kcps/s (en l'absence de faisceau Anti-Stokes) à plusieurs dizaines de MHz pour des puissances de l'ordre de 100-200 μW ⁴. Puis, lorsque la puissance du faisceau Anti-Stokes est environ égale à la puissance du faisceau Read, le taux de comptage diminue à nouveau, traduisant une diminution de l'efficacité du processus non-linéaire.

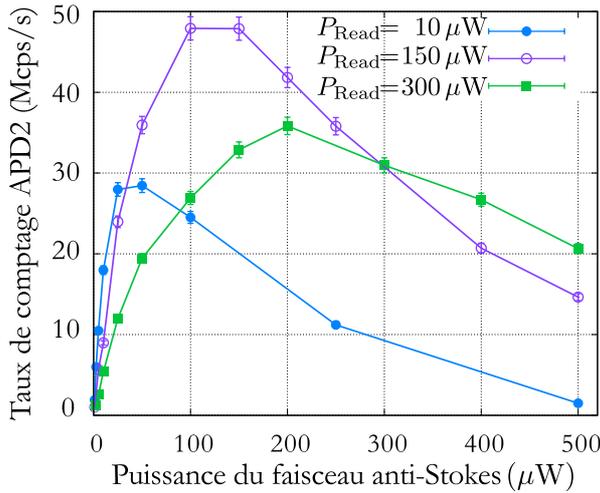


FIGURE 3.9 : Évolution du nombre de photons Stokes en fonction de la puissance du faisceau Anti-Stokes. Les trois courbes correspondent à des puissances du faisceau Read différentes. Le taux de comptage est de 500 kcps/s en l'absence du faisceau Anti-Stokes, ou encore si les combinaisons de polarisation ne sont pas bonnes (par exemple si les faisceaux Write/Read ont une polarisation identique).

3.3.3 Séquences expérimentales de stockage

Le protocole de stockage est réalisé sur l'ensemble atomique une fois l'étape de refroidissement terminée. Les faisceaux de refroidissement sont alors coupés alors que le faisceau repompeur est laissé allumé légèrement plus longtemps (200 μs) afin de garantir un pompage optique hyperfin dans l'état fondamental $F = 2$ (voir section 2.6.7). Puis, le faisceau Write est envoyé pendant une durée contrôlable (typiquement 100 ns) sur l'ensemble atomique, et induit l'émission spontanée d'un photon Anti-Stokes avec une faible probabilité p_{AS} . Ces photons, couplés dans une

3. On peut noter que ce processus dépend crucialement des polarisations des faisceaux en présence. Par exemple, en tournant la polarisation du faisceau Read de verticale à horizontale, le taux de comptage chute, traduisant la disparition du champ conjugué.

4. Le bruit photonique lié au faisceau Anti-Stokes lui-même est retranché pour ces mesures.

fibres optiques et détectés par l'APD1, annoncent donc la présence d'une onde de spin sur l'ensemble atomique. Après un délai contrôlable τ_S , le faisceau Read est envoyé également pendant une durée ajustable, afin de convertir l'excitation collective atomique en photons Stokes, détectés par l'APD2. Les deux APDs sont connectées à un convertisseur d'intervalles de temps numérique (TDC, pour "Time to digital converter"), permettant d'enregistrer tous les événements de détection.

Afin de répéter la séquence de stockage et d'obtenir des taux de comptage élevés, les séquences expérimentales sont constituées de trois boucles, schématisées en Fig. 3.10 :

- Boucle 3 : la séquence de stockage, comprenant l'envoi des faisceaux Write/Read et la détection des photons Anti-Stokes/Stokes, est répétée 1000 fois à un taux de 500 kHz. La durée de ces 1000 séquences est de 2 ms.
- Boucle 2 : la durée totale de l'étape DLCZ pendant laquelle le piège est coupé est de 5 ms. Les atomes sont ensuite recapturés dans le piège pendant 10 ms. L'ensemble des trois étapes, refroidissement, DLCZ et recapture, est répété 20 fois à un taux de 30 Hz.
- Boucle 1 : à la fin de ces 20 séquences, le nuage s'est dépeuplé d'environ 20% et il est donc nécessaire de charger à nouveau le nuage pour bénéficier d'une épaisseur optique maximum.

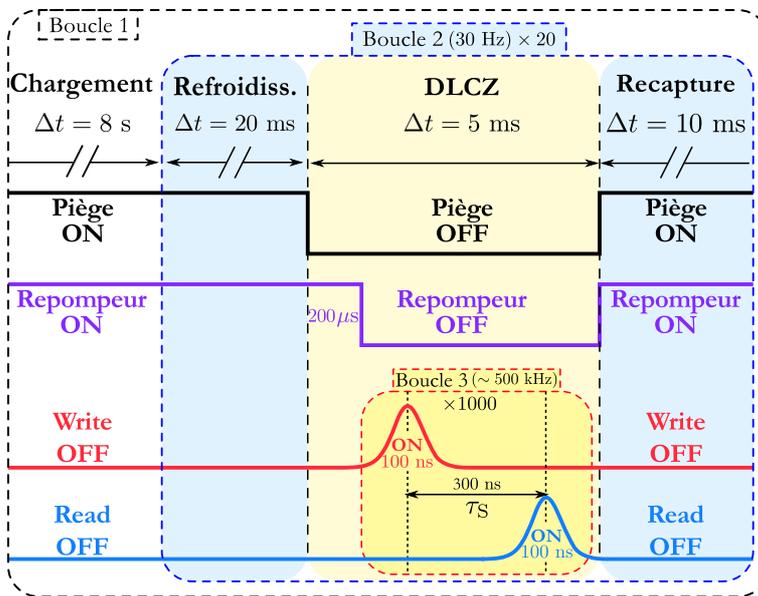


FIGURE 3.10 : Séquences expérimentales de stockage. Durant l'étape DLCZ, le piège est coupé et le repompeur, allumé pendant $200 \mu\text{s}$, induit un pompage optique des atomes dans le niveau $F = 2$. Puis les faisceaux Write/Read sont envoyés pendant $\sim 100 \text{ ns}$ sur l'ensemble atomique, et ce 1000 fois (Boucle 3). Les atomes sont ensuite recapturés, à nouveau refroidis, puis l'étape DLCZ recommence (Boucle 2), le tout 20 fois, après quoi de nouveaux atomes sont rechargés dans le piège (Boucle 1).

La Fig. 3.11 a) montre les intensités des faisceaux de refroidissement et des faisceaux de la mémoire, récoltées sur des photodiodes, durant ces séquences expérimentales de stockage. À $t = 0$, la séquence de refroidissement se termine, puis l'étape DLCZ commence avec l'envoi des faisceaux Write/Read 1000 fois. La Fig. 3.11 b) montre la forme des impulsions Write/Read, qui est discutée ci-après. Le temps séparant deux séquences de stockage est de $2 \mu\text{s}$, ce qui correspond au taux de 500 kHz mentionné précédemment.

3.3. Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

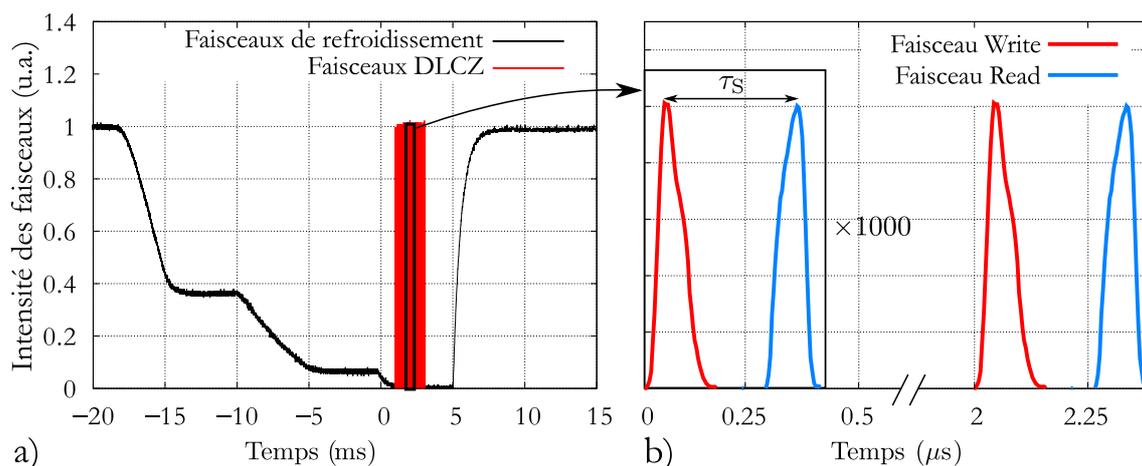


FIGURE 3.11 : Séquences expérimentales de stockage. a) L'intensité des faisceaux est tracée en fonction du temps. À $t = 0$, les faisceaux de refroidissement sont coupés puis les faisceaux DLCZ sont envoyés 1000 fois. À $t = 5$ ms, les faisceaux de refroidissement sont rallumés et les atomes sont recapturés. b) Les faisceaux Write et Read sont séparés par un temps τ_s , et sont envoyés sur l'ensemble atomique 1000 fois.

Outils et logiciel de contrôle Pour réaliser les étapes expérimentales de chargement, refroidissement et recapture, la carte d'acquisition et le programme principal présentés dans la section 2.5.2 sont utilisés. En ce qui concerne l'étape DLCZ, les fréquences mises en jeu sont plus élevées et nécessitent des outils de contrôle différents. Pour cela, nous utilisons toujours le logiciel LabVIEW afin de programmer une seconde carte d'acquisition de données multi-fonction (DAQ, National Instruments PCI-6602). Cette carte d'entrées/sorties numériques et de cadencement comprend huit compteurs/timers 32 bits et 32 lignes d'entrées/sorties numériques TTL, pour une fréquence source de 80 MHz. Cette carte est gérée par un second programme, dit programme DLCZ, intégré au sein du programme principal. L'interface graphique de ce programme est visible sur la Fig. 3.12. Sans entrer dans les détails de la structure du programme, notons toutefois son principe de fonctionnement : un premier compteur ("Write beam") permet de générer un train d'impulsions TTL de fréquence 500 kHz et de largeur 200 ns, afin de contrôler le faisceau Write. Ce compteur est déclenché par une sortie numérique du programme principal, à la fin de l'étape refroidissement. Puis, plusieurs autres compteurs sont utilisés et déclenchés par ce premier compteur :

- Le compteur "Read beam" permet de contrôler le faisceau Read, en générant un train d'impulsions TTL décalé du temps τ_s par rapport à celui du faisceau Write.
- Les compteurs "APD1 Gate" et "APD2&3 Gate" sont des signaux correspondant aux fenêtres de détection des photons Anti-Stokes et Stokes. Leur intérêt est décrit en page suivante.
- Enfin, les compteurs "APD1 count" et "APD2&3 count" sont utilisés pour enregistrer les événements détectés par les APDs.

Mise en forme des faisceaux Write/Read Afin de générer les impulsions Write/Read, les modulateurs acousto-optiques du dispositif expérimental présenté

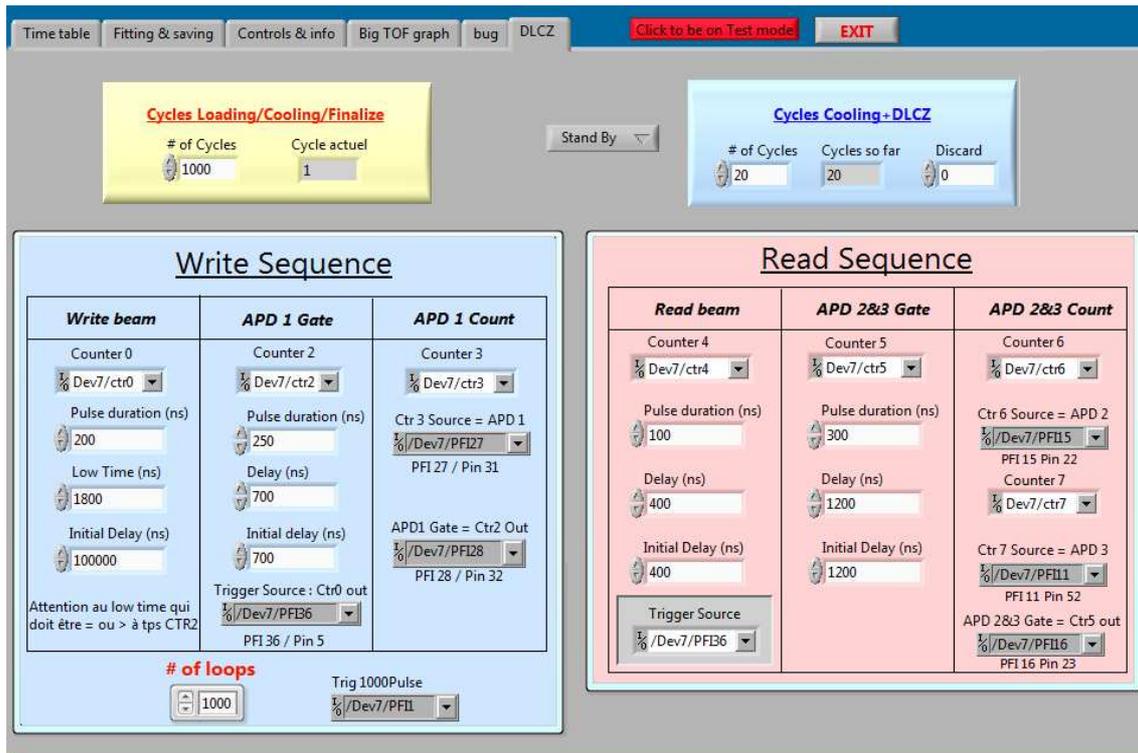


FIGURE 3.12 : Interface graphique du programme DLCZ. Plusieurs compteurs permettent de contrôler les faisceaux Write/Read et de compter les photons Anti-Stokes/Stokes.

en Fig. 3.5 sont utilisés en mode de diffraction non-nulle. Les signaux générés par les compteurs "Write beam" et "Read beam" sont envoyés sur les VCOs pilotant les AOMs placés sur le trajet des faisceaux Write/Read et permettent de contrôler la puissance de l'onde RF appliquée au cristal des AOMs. Ces derniers étant utilisés en double passage, ils offrent une extinction des faisceaux de l'ordre de 60 dB. Les impulsions Write/Read obtenues sont représentées en Fig. 3.11 b). Leur durée étant inférieure aux temps de montée et de coupure des AOMs, la forme de ces impulsions s'apparente à des gaussiennes, d'écart-types $t_W = t_R = 30$ ns.

Comptage des photons Anti-Stokes/Stokes et histogrammes Afin d'enregistrer les temps de détections des APDs 1 et 2, un convertisseur d'intervalle de temps numérique (TDC id800, IDQuantique) est utilisé. Puis, un nouveau programme Lab-view, dont l'interface graphique est visible en Fig. 3.13 permet de calculer et tracer les histogrammes des temps d'arrivée des photons Anti-Stokes/Stokes ainsi que les histogrammes de coïncidences entre les APDs 1 et 2.

Pour ne sélectionner que les détections Anti-Stokes/Stokes simultanées à l'envoi des faisceaux Write/Read sur l'ensemble atomique, les signaux TTL des compteurs "APD1 Gate" et "APD2&3 Gate" décrits précédemment sont utilisés. Comme schématisé en Fig. 3.14, ils permettent de créer une fenêtre de détection et de s'affranchir du bruit présent en dehors de cette fenêtre. Pour cela, ils sont combinés avec les sorties des APDs sur une porte ET, dont la sortie est connectée au TDC. Ce bruit provient de différentes sources : les coups sombres, le bruit photonique non filtré lors des phases MOT, mais surtout les photons Anti-Stokes/Stokes qui diffusent dans les mauvaises APDs. En effet, lorsque le faisceau Write est envoyé, des photons Anti-

3.3. Réalisation expérimentale du protocole de stockage DLCZ

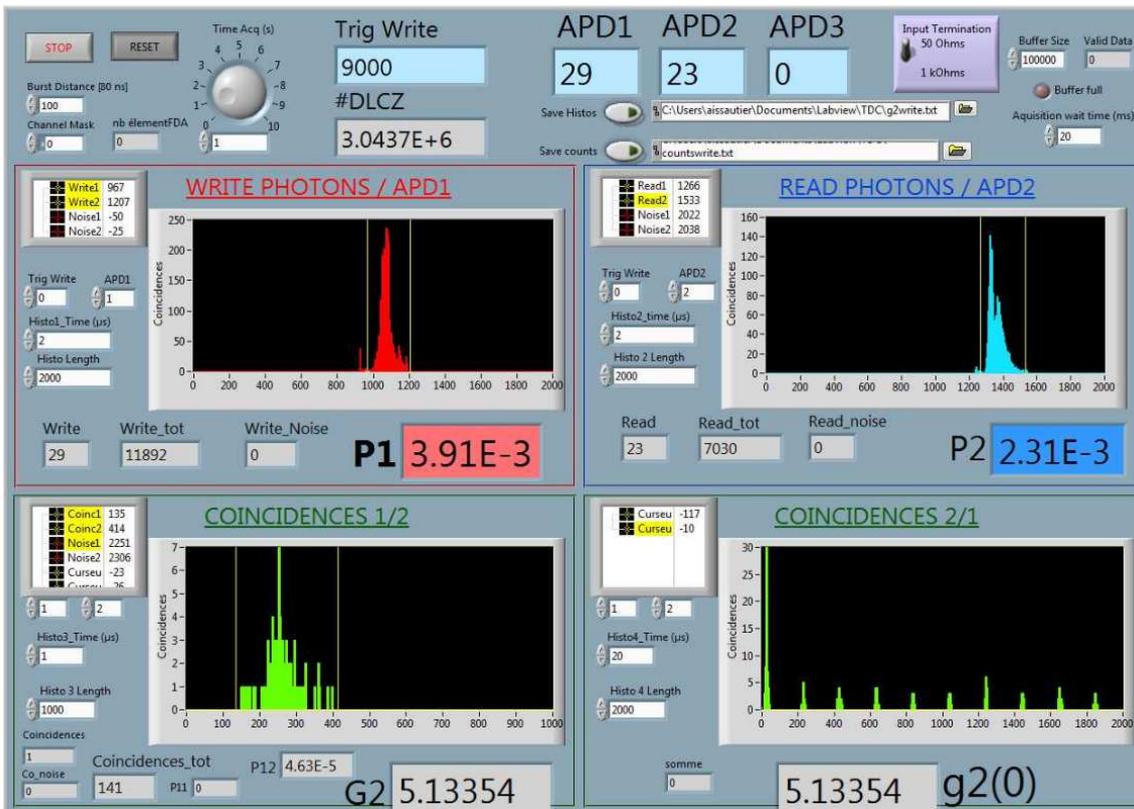


FIGURE 3.13 : Interface du programme Labview de comptage de photons. Ce programme permet de tracer les histogrammes d'arrivées de photons, avec une taille de bin et une fenêtre temporelle choisies. Il permet également de tracer des histogrammes de coïncidences entre différentes entrées du TDC. Des mesures de nombre de photons peuvent être directement réalisées sur les histogrammes, afin de calculer différentes grandeurs permettant de caractériser la mémoire.

Stokes diffusent dans la direction correspondant à l'APD1, mais également dans celle correspondant à l'APD2 (et réciproquement pour le faisceau Read), comme schématisé sur la Fig 3.14. Le traitement électronique post-détection permet donc d'éliminer ces mauvaises contributions photoniques.

Un exemple d'histogrammes des temps d'arrivée des photons Anti-Stokes et Stokes est représenté en Fig. 3.15. On peut y voir le taux de comptage des deux APDs, normalisé par le taux de comptage des photons Anti-Stokes, en fonction du temps. La forme des faisceaux Write/Read est superposée à ces histogrammes. Il faut noter que l'histogramme des photons Stokes représente les détections de l'APD2, conditionnées par les détections de l'APD1.

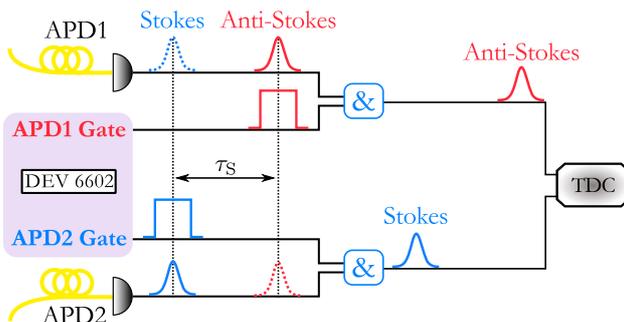


FIGURE 3.14 : Traitement électronique post-détection. Les signaux TTL "APD1 Gate" et "APD2 Gate" sont combinés respectivement avec les détections des APD1 et 2, sur des portes ET. Les résultats des deux opérations ET sont ensuite envoyés sur le TDC.

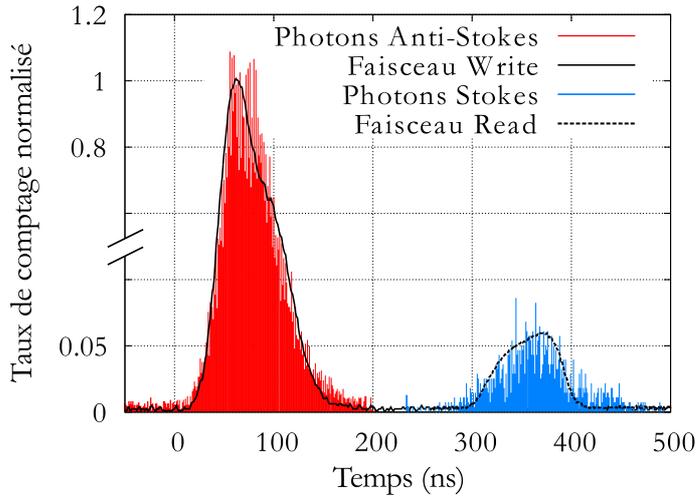


FIGURE 3.15 : Histogrammes des temps d'arrivée des photons Anti-Stokes/Stokes. Les deux histogrammes sont séparés du temps de stockage $\tau_S = 300$ ns et sont tracés pour une taille de bin de 1 ns. Les faisceaux Write/Read sont superposés aux deux enveloppes temporelles.

3.4 Caractérisation de la mémoire

Cette section est consacrée à la caractérisation de la mémoire et présente les différentes mesures effectuées durant les séquences de stockage DLCZ. Dans un premier temps, nous nous intéressons au processus d'écriture et à la probabilité d'obtenir un photon Anti-Stokes. Puis le processus de lecture est examiné, notamment les histogrammes de coïncidences entre les photons Anti-Stokes/Stokes et les statistiques d'émission de ces photons. La fonction de corrélation croisée traduisant les corrélations non-classiques entre les photons Anti-Stokes et Stokes est également étudiée, ainsi que l'efficacité de lecture de la mémoire et son temps de cohérence. Avant de présenter ces caractérisations, introduisons les différents paramètres mesurés lors des expériences :

- N_{DLCZ} , le nombre de séquences de stockage réalisées.
- N_{AS} , le nombre de photons Anti-Stokes détectés par l'APD1. La probabilité de détection d'un photon Anti-Stokes s'écrit donc $p_{\text{AS}} = N_{\text{AS}}/N_{\text{DLCZ}}$.
- N_{S} , le nombre de photons Stokes détectés par l'APD2. La probabilité de détection d'un photon Stokes s'écrit donc $p_{\text{S}} = N_{\text{S}}/N_{\text{DLCZ}}$.
- $N_{\text{AS,S}}$, le nombre de photons Stokes émis par l'ensemble atomique, conditionnés par la détection d'un photon Anti-Stokes lors de la même séquence, soit le nombre de coïncidences à $t = \tau_S$. La probabilité de coïncidences correspondante est donnée par $p_{\text{AS,S}} = N_{\text{AS,S}}/N_{\text{DLCZ}}$.

Ces différentes grandeurs sont mesurées directement sur les histogrammes tracés à l'aide du programme Labview. Ce sont des données brutes qui ne sont pas corrigées par les pertes du système de détection, *i.e.* par les efficacités de collection et de détection. Les barres d'erreurs sur ces mesures sont quant à elles calculées à partir des incertitudes sur les taux de comptage N_{AS} , N_{S} et $N_{\text{AS,S}}$. Comme nous le montrons en section 3.4.2, la statistique des photons Anti-Stokes et Stokes est poissonnienne, ce qui implique $\Delta N_i = \sqrt{N_i}$.

3.4.1 Probabilité d'écriture

La probabilité de détecter un photon Anti-Stokes est étudiée en fonction de la puissance du faisceau Write. Le résultat de cette mesure est présenté en Fig. 3.16, pour trois puissances de faisceaux Read différentes. On peut observer que la probabilité p_{AS} de détecter un photon Anti-Stokes présente une saturation pour des puissances de faisceau Write supérieures à $200 \mu\text{W}$. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour ces puissances, le processus d'écriture s'effectue en régime d'excitations multiples. Ainsi, le niveau fondamental $F = 2$ se dépeuple rapidement au cours des séquences de stockage. De plus, ces fortes puissances ont pour effet de pousser les atomes et de les réchauffer. On peut également noter l'influence de la puissance du faisceau Read. Plus celle-ci est faible, plus le phénomène de saturation apparaît rapidement et pour une valeur de p_{AS} plus faible. Ceci est dû au fait que le faisceau Read joue le rôle d'un repompeur à chaque séquence. En effet, qu'un photon Anti-Stokes ait été détecté ou non, le faisceau Read permet de repomper les atomes du niveau $F = 1$ vers le niveau $F = 2$. Ainsi, lorsque sa puissance diminue, l'efficacité de ce repompage diminue également ce qui explique que la probabilité d'écriture sature pour des puissances de faisceau Write plus faibles. La Fig. 3.16 b) montre que, pour $0 < P_{\text{Write}} < 5 \mu\text{W}$, p_{AS} est identique et augmente linéairement pour les trois puissances du faisceau Read considérées.

La puissance du faisceau Write peut être convertie en nombre de photons par impulsion, sachant que la durée de l'impulsion Write, de forme gaussienne, est $t_W = 30 \text{ ns}$. Ainsi, la gamme de puissance $1 < P_{\text{Write}} < 5 \mu\text{W}$ correspond à un nombre de photons par impulsion compris entre 10^5 et 5×10^5 .

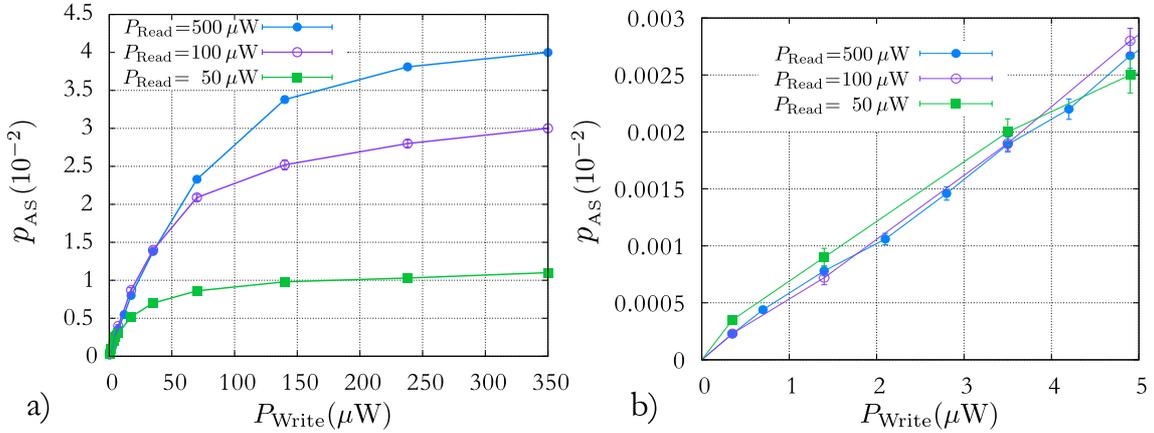


FIGURE 3.16 : Probabilité d'écriture en fonction de la puissance du faisceau Write. Cette mesure est effectuée pour trois puissances de faisceaux Read différentes : 50, 100 et $500 \mu\text{W}$. La figure a) montre la variation de p_{AS} pour $0 < P_{\text{Write}} < 350 \mu\text{W}$, et la b) pour $0 < P_{\text{Write}} < 5 \mu\text{W}$.

3.4.2 Génération de paires de photons corrélés

Dans cette section, nous nous intéressons au processus de lecture et à la génération de paires de photons Anti-Stokes/Stokes corrélés. Pour ce faire, les histogrammes de coïncidences entre les APD1 et 2 sont tracés et étudiés. Deux exemples d'histogrammes sont présentés en Fig. 3.17, pour deux probabilités d'écriture différentes : $p_{AS} = 3,5 \times 10^{-2}$ et $p_{AS} = 1,7 \times 10^{-3}$. On peut observer une succession de

pics de coïncidences séparés par le temps entre deux séquences de stockage ($2 \mu\text{s}$), et centrés sur le temps $t_{\Delta i} = \tau_S + \Delta i \times 2 \mu\text{s}$, avec Δi la différence de séquences entre la détection d'un photon Anti-Stokes et d'un photon Stokes. Les coïncidences à $t = \tau_S$ correspondent donc à des photons Anti-Stokes et Stokes détectés au cours de la même séquence ($\Delta i = 0$). La Fig. 3.18 montre le profil temporel de ce pic de coïncidences. Un ajustement gaussien permet d'extraire un écart-type de $34 \pm 1 \text{ ns}$, soit une largeur à mi-hauteur (FWHM) de 80 ns , ce qui correspond à des photons de largeur spectrale de l'ordre de $5,5 \text{ MHz}$. On peut observer sur les deux histogrammes de la Fig 3.17 qu'il existe un excès de coïncidences pour le pic centré sur $t = \tau_S$, ce qui indique qu'il est plus probable de détecter des paires de photons Anti-Stokes/Stokes au cours de la même séquence. Cette probabilité plus élevée témoigne de la présence de corrélations non-classiques entre les deux photons et donc de l'effet d'interférences collectives du protocole de stockage DLCZ. Ces corrélations peuvent être quantifiées à l'aide de la fonction de corrélation croisée du second ordre.

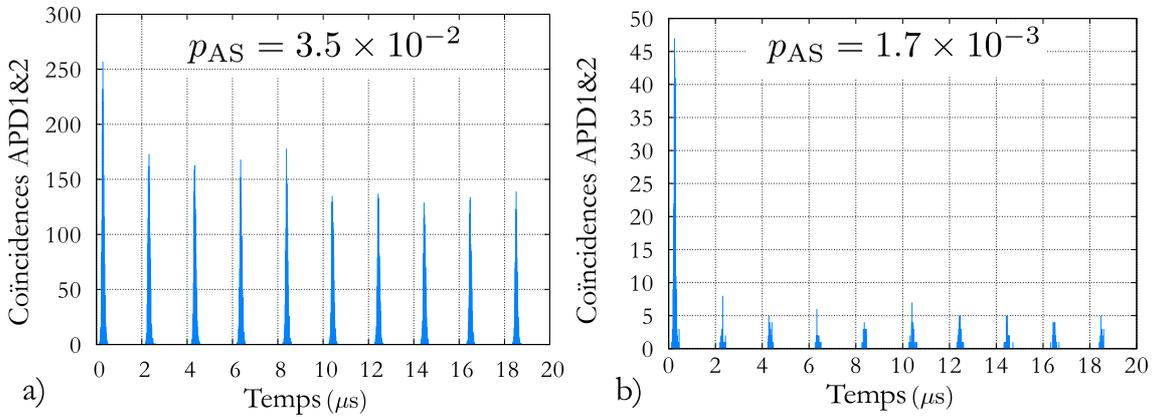


FIGURE 3.17 : Histogrammes de coïncidences entre les APDS 1 et 2. Les deux histogrammes sont tracés pour deux probabilités d'écriture différentes, a) $p_{\text{AS}} = 3,5 \times 10^{-2}$ et b) $p_{\text{AS}} = 1,7 \times 10^{-3}$, et pour un nombre de séquences de stockage respectivement égal à $1,7 \times 10^6$ et 10^7 séquences. La taille des bins est de 10 ns .

Fonction de corrélation croisée d'ordre 2

Afin de quantifier les corrélations existantes entre les photons Anti-Stokes et Stokes, il convient d'utiliser la fonction de corrélation croisée d'ordre 2, définie par :

$$g_{\text{AS},\text{S}}^{(2)}(\tau_S) = \frac{p_{\text{AS},\text{S}}}{p_{\text{AS}}p_{\text{S}}}. \quad (3.24)$$

Pour des champs classiques, cette fonction ainsi que les fonctions d'autocorrélation respectives des deux champs doivent satisfaire l'inégalité de Cauchy-Schwarz, définie par [Clauser, 1974] :

$$R = \frac{[g_{\text{AS},\text{S}}^{(2)}]^2}{g_{\text{AS},\text{AS}}^{(2)} \cdot g_{\text{S},\text{S}}^{(2)}} \leq 1, \quad (3.25)$$

où $g_{\text{AS},\text{AS}}^{(2)}$ et $g_{\text{S},\text{S}}^{(2)}$ sont les fonctions d'autocorrélation du second ordre des photons Anti-Stokes et Stokes respectivement. Le caractère non-classique des paires de photons Anti-Stokes/Stokes peut ainsi être prouvé par la violation de cette inégalité.

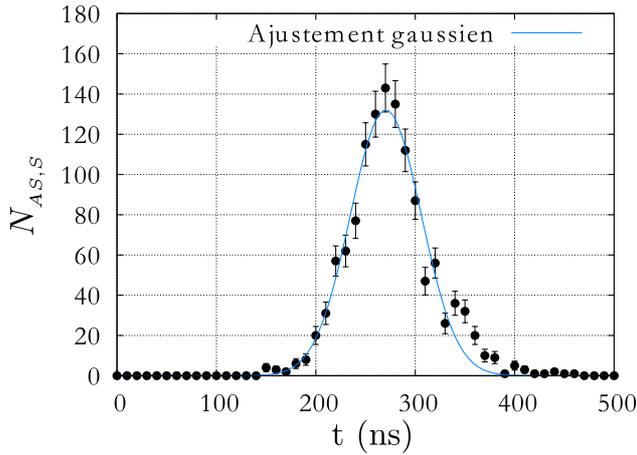


FIGURE 3.18 : Profil temporel du pic de coïncidences à $t = \tau_S$. Ce profil est tracé pour une taille de bin de 10 ns. Il est centré sur le temps séparant les impulsions Write et Read ($\tau_S = 270$ ns).

Les fonctions d'autocorrélation des photons peuvent prendre plusieurs valeurs, selon leur statistique. Dans la plupart des expériences de stockage DLCZ, la statistique des photons est thermique, soit $g_{AS,AS}^{(2)} = g_{S,S}^{(2)} = 2$ [Kuzmich *et al.*, 2003, Laurat *et al.*, 2006, Albrecht *et al.*, 2014]. De ce fait, mesurer une valeur de fonction de corrélation croisée supérieure à 2 est une preuve de l'existence de corrélation non-classiques entre les deux photons. Dans notre cas, la statistique des photons n'est pas thermique mais poissonnienne, comme nous le montrons ci-dessous, ce qui implique que $g_{AS,AS}^{(2)} = g_{S,S}^{(2)} = 1$. En conséquence, dans notre expérience, mesurer une valeur de la fonction de corrélation croisée supérieure à 1 entraîne une violation de l'inégalité de Cauchy-Schwarz.

Statistique des photons Anti-Stokes/Stokes La statistique poissonnienne des photons Anti-Stokes et Stokes dans notre expérience vient du fait que les photons détectés ne sont pas filtrés spectralement et donc que plusieurs modes spectraux sont détectés [Tapster and Rarity, 1998] (voir Fig. 3.7). Pour mesurer cette statistique, nous utilisons un dispositif de type Hanbury Brown & Twiss [Hanbury Brown and Twiss, 1956] pour chaque photon, comme schématisé sur la Fig. 3.19.

Ce type de dispositif consiste à envoyer les photons sur une lame séparatrice 50/50 (BS pour "Beam splitter"), puis à placer deux détecteurs de photons uniques (APD) sur les deux modes de sortie de la lame. Les sorties des APDs sont ensuite envoyées sur un corrélateur (le TDC dans notre cas). Pour les photons Anti-Stokes, les APD 1 et 3 sont utilisées, et pour les photons Stokes les APDs 2 et 4. Les fonctions

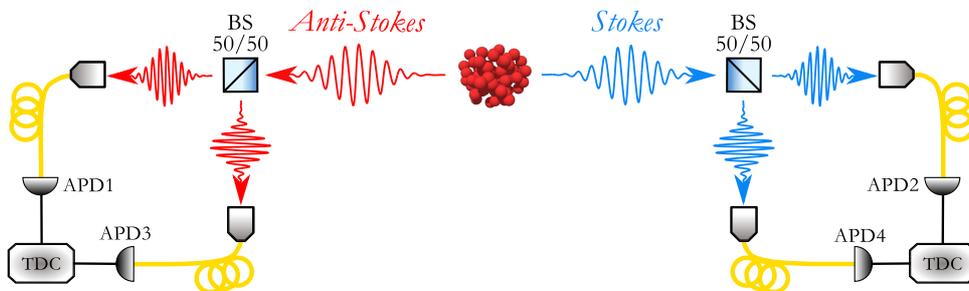


FIGURE 3.19 : Dispositif de Hanbury Brown & Twiss. Les photons Anti-Stokes/Stokes sont envoyés sur des lames séparatrices (BS) 50/50. Chacune des sorties des BS est récoltée par une fibre optique monomode puis connectée à une APD. Un TDC permet de mesurer les coïncidences entre les APDs.

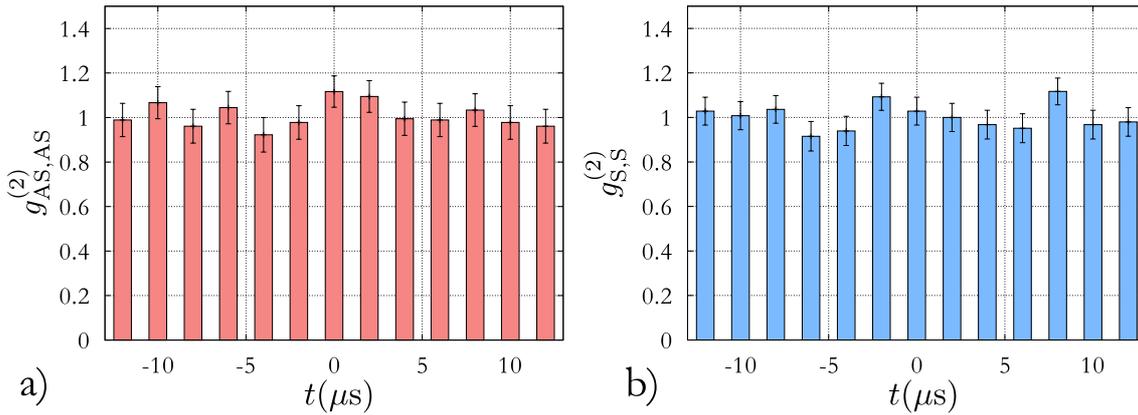


FIGURE 3.20 : Mesure d'autocorrélation des photons a) Anti-Stokes et b) Stokes. Les histogrammes sont obtenus pour une taille de bin de $1 \mu\text{s}$, et pour des probabilités d'écriture et de détection non-conditionnelle de photon Stokes respectivement égales à $p_{\text{AS}} = 10^{-3}$ et $p_{\text{S}} = 10^{-3}$.

d'autocorrélation des photons Anti-Stokes/Stokes sont alors respectivement données par

$$g_{\text{AS,AS}}^{(2)}(t) = \frac{\langle N_1(0)N_3(t) \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_3 \rangle} \quad \text{et} \quad g_{\text{S,S}}^{(2)}(t) = \frac{\langle N_2(0)N_4(t) \rangle}{\langle N_2 \rangle \langle N_4 \rangle}, \quad (3.26)$$

où N_i est le nombre de photons détectés par l'APD i durant la phase d'écriture pour les photons Anti-Stokes, et durant la phase de lecture pour les photons Stokes. Le résultat de ces deux mesures est présenté en Fig. 3.20. On peut voir que $g_{\text{AS,AS}}^{(2)}(0) = 1,1 \pm 0,1$ et $g_{\text{S,S}}^{(2)}(0) = 1 \pm 0,1$, traduisant la statistique poissonnienne des photons Anti-Stokes et Stokes⁵.

Il faut noter que la mesure d'autocorrélation des photons Stokes n'est pas conditionnelle, c'est à dire qu'elle est effectuée sur tous les photons Stokes, qu'un photon Anti-Stokes ait été détecté ou non. Plus de détails sur la mesure d'autocorrélation des photons Stokes, conditionnés par la détection d'un photon Anti-Stokes, sont donnés en section 4.2. On peut notamment montrer que la statistique de ces photons, annoncés par la détection des photons Anti-Stokes, présente une statistique sub-poissonnienne.

Mesure de la fonction de corrélation croisée

Afin de mesurer la fonction de corrélation croisée des photons Anti-Stokes et Stokes, nous utilisons les histogrammes de détection des photons ainsi que les histogrammes de coïncidences entre les APDs 1 et 2. Par exemple, pour les histogrammes présentés en Fig. 3.17, on mesure respectivement $g_{\text{AS,S}}^{(2)}(\tau_{\text{S}}) = 1.45 \pm 0.04$ et $g_{\text{AS,S}}^{(2)}(\tau_{\text{S}}) = 13,9 \pm 0.9$. La valeur de $g_{\text{AS,S}}^{(2)}$ dépend de la probabilité d'écriture, et les corrélations non-classiques sont d'autant plus importantes que la probabilité d'écriture est faible [Chou *et al.*, 2004, Laurat *et al.*, 2006, Matsukevich *et al.*, 2006, Zhao *et al.*, 2009b, Zhao *et al.*, 2009a]. La Fig. 3.21 a) montre la variation de la fonction de corrélation croisée en fonction de p_{AS} . On observe bien une décroissance de $g_{\text{AS,S}}^{(2)}$ avec p_{AS} , selon une loi de puissance [Chou *et al.*, 2004, Laurat *et al.*, 2006] et

5. On retrouve le même type de statistique dans les dispositifs expérimentaux de stockage DLCZ qui, comme dans notre expérience, ne comprennent pas d'étage de filtrage des photons émis lors du processus d'écriture [Mendes *et al.*, 2013].

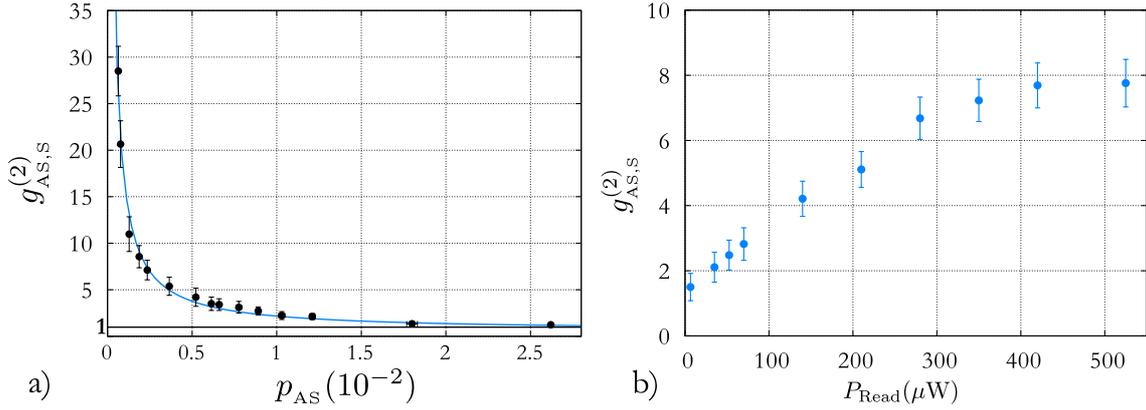


FIGURE 3.21 : Fonction de corrélation croisée en fonction de a) la probabilité d'écriture et de b) la puissance du faisceau Read. a) $g_{AS,S}^{(2)}$ décroît en fonction de p_{AS} , en suivant une loi de puissance. Elle atteint une valeur maximale de $28,5 \pm 2,5$ pour $p_{AS} = 6,4 \times 10^{-4}$ et tend vers la valeur de 1 pour de hautes probabilités d'écriture. b) La mesure est effectuée pour $p_{AS} = 3 \times 10^{-3}$ et $g_{AS,S}^{(2)}$ montre une saturation pour $P_{Read} \geq 300 \mu W$.

pour de hautes probabilités d'excitation, $g_{AS,S}^{(2)} \rightarrow 1$. En revanche, pour $p_{AS} < 10^{-2}$, $g_{AS,S}^{(2)} \gg 1$, avec une valeur maximale de $28,5 \pm 2,5$ pour $p_{AS} = 6,4 \times 10^{-4}$, ce qui représente une forte violation de l'inégalité de Cauchy-Schwarz. En ce point, la valeur correspondante du paramètre R de Cauchy-Schwarz de l'Eq. (3.25) vaut $R = 780 \pm 150 \gg 1$, ce qui confirme les fortes corrélations non-classiques entre les photons Anti-Stokes/Stokes.

La Fig. 3.21 b) montre l'influence de la puissance du faisceau Read sur la fonction de corrélation croisée, pour une probabilité d'écriture $p_{AS} = 3 \times 10^{-3}$. On peut voir que les corrélations augmentent avec cette puissance, et que la valeur de $g_{AS,S}^{(2)}$ présente une saturation pour $P_{Read} \geq 300 \mu W$, ce qui correspond à une valeur optimale de $\sim 5 \times 10^7$ photons par impulsion Read.

3.4.3 Efficacité de lecture conditionnelle

Dans cette section, nous nous intéressons à l'efficacité conditionnelle de lecture du protocole de stockage. Cette efficacité conditionnelle, notée η_c , est calculée à partir de la probabilité conditionnelle p_c de détecter un photon Stokes sachant qu'un photon Anti-Stokes a été détecté. Cette probabilité est donnée par :

$$p_c = p_{(S|AS)} = \frac{p_{AS,S}}{p_{AS}}. \quad (3.27)$$

Elle est reliée à l'efficacité conditionnelle par la relation :

$$p_c = \eta_{det} \eta_c, \quad (3.28)$$

avec $\eta_{det} = 40\%$ l'efficacité globale de détection du dispositif expérimental, qui prend en compte l'efficacité des détecteurs, celle de collection des photons ainsi que la transmission au travers des filtres. L'efficacité conditionnelle en fonction de la probabilité d'écriture est tracée en Fig. 3.22 a). On observe une allure de la courbe similaire à celles données par d'autres expériences [Laurat *et al.*, 2006, Veissier, 2013, Albrecht *et al.*, 2014], allure qui se décompose en trois régimes :

- Pour de faibles probabilités d'excitation ($p_{\text{AS}} < 10^{-3}$), η_c diminue avec p_{AS} . Ceci vient du fait que les probabilités de détection des photons deviennent proches du bruit de détection, et donc que les détections ne correspondent pas nécessairement à de réels photons Anti-Stokes ou Stokes.
- Pour des probabilités d'excitation comprises entre 10^{-3} et 10^{-2} , nous pouvons observer un plateau pour lequel η_c est constant à une valeur d'environ 4%. Il s'agit du régime d'excitation faible, pour lequel la probabilité d'excitation multiple est négligeable.
- Pour de hautes probabilités d'excitation ($p_{\text{AS}} > 10^{-2}$), η_c augmente avec p_{AS} car il s'agit d'un régime d'excitations multiples, dont l'effet croît avec la puissance du faisceau Write.

La région qui nous intéresse est celle du régime d'excitation faible, *i.e.* $p_{\text{AS}} \leq 10^{-2}$, qui correspond à une valeur typique de 10^5 photons par impulsion Write, et pour laquelle $\eta_c \simeq 4\%$ et $g_{\text{AS,S}}^{(2)} > 2$.

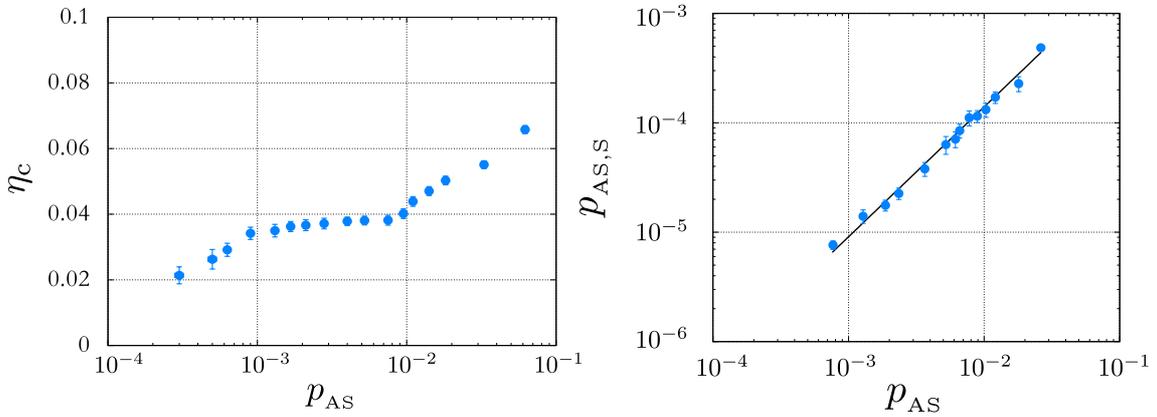


FIGURE 3.22 : a) Efficacité de lecture conditionnelle et b) probabilité de coïncidences en fonction de la probabilité d'écriture. a) Le régime d'excitation unique correspond à la région où l'efficacité est constante, c'est à dire pour $p_{\text{AS}} \leq 10^{-2}$. b) La probabilité de coïncidences croît avec p_{AS} en suivant une loi de puissance.

Nous pouvons cependant noter que cette valeur d'efficacité est faible au regard de différentes démonstrations expérimentales du protocole DLCZ [Laurat *et al.*, 2006, Bao *et al.*, 2012, Bimbard *et al.*, 2014, Albrecht *et al.*, 2014]. Plusieurs raisons expérimentales peuvent l'expliquer. Par exemple, il est possible que l'efficacité réelle de collection des photons Anti-Stokes et Stokes se situe en deçà de l'efficacité de collection attendue $\eta_{\text{coll}} \simeq 75\%$, estimée avec des faisceaux classiques. Un recouvrement non-optimal des faisceaux de la mémoire et des modes de collection des photons au centre du nuage pourrait également expliquer une efficacité plus faible qu'attendue.

De plus, nous avons discuté en section 3.2.2 de l'efficacité théorique maximale atteignable η_{max} au cours du processus de lecture, qui dépend de l'épaisseur optique de l'ensemble atomique. Dans notre cas, une épaisseur optique de l'ordre de 5 limite l'efficacité maximale à $\sim 80\%$.

Mais surtout, les photons Anti-Stokes ne sont pas filtrés spectralement dans notre expérience (voir section 3.3.1). Lors du processus d'écriture, les atomes excités peuvent se désexciter du niveau $F' = 2$ vers le niveau $F = 1$ en émettant un photon Anti-Stokes accordé sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$, ou vers le niveau $F = 2$

en émettant un photon Anti-Stokes accordé sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 2$ (voir Fig. 3.7). Or, seuls les photons émis sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$ sont intéressants dans notre cas étant donné que le faisceau Read est accordé sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$. Tous les photons Anti-Stokes détectés, et correspondant à la transition $F = 2 \mapsto F' = 2$, annoncent donc la création d'une onde de spin qui ne pourra jamais être lue par le faisceau Read. Ces "faux" événements d'annonce réduisent fortement l'efficacité de lecture conditionnelle. En effet, la somme des carrés des coefficients de Clebsch-Gordan des deux transitions hyperfines $F = 2 \mapsto F' = 2$ et $F = 1 \mapsto F' = 2$ est identique (30/12, voir Annexe D), ce qui indique que les probabilités de désexcitation d'un atome depuis le niveau $F' = 2$ vers les niveaux fondamentaux $F = 1$ et $F = 2$ sont similaires. Il existe donc une limite fondamentale de 50% pour l'efficacité de lecture de la mémoire lorsque les photons ne sont pas filtrés spectralement [Mendes *et al.*, 2013].

Taux de coïncidences En Fig. 3.22 b) est représentée la probabilité de coïncidences non-conditionnelle $p_{AS,S}$, en fonction de la probabilité d'écriture. On peut observer que $p_{AS,S}$ augmente avec p_{AS} en suivant une loi de puissance, explicitement démontrée dans [Chou *et al.*, 2004, Laurat *et al.*, 2006]. Afin d'obtenir le taux de coïncidences par seconde, il convient de multiplier $p_{AS,S}$ par le nombre de séquences DLCZ durant 1 s. Si l'on ne tient compte que des cycles de refroidissement et de recapture, 1000 séquences sont effectuées à un taux de 30 Hz, soit 30000 séquences/s. Pour $8 \times 10^{-4} < p_{AS,S} < 3 \times 10^{-2}$, le taux de coïncidences est donc compris entre 0,2 et 20 cps/s.

Si l'on tient maintenant compte du fait qu'il faut recharger le nuage d'atomes toutes les 20 séquences de refroidissement, et que la phase de chargement dure 8 s, ce taux chute. En effet, le nombre de séquences devient égal à $\sim (1000 \times 20)/8 = 2500$ séquences/s, et pour $8 \times 10^{-4} < p_{AS,S} < 3 \times 10^{-2}$, le taux de coïncidences correspondant est compris entre 0,02 et 1,6 cps/s. Dans la section 3.5, nous discutons de cette valeur et proposons des solutions afin d'augmenter ce taux de coïncidences.

3.4.4 Temps de cohérence de la mémoire

Comme nous l'avons vu en section 3.2.1, une fois l'onde de spin créée dans l'ensemble atomique, elle peut être soumise à différents processus de décohérence, principalement liés au mouvement des atomes et aux champs magnétiques résiduels. Ces processus ont pour conséquence de réduire l'efficacité de lecture, mais également de réduire les corrélations entre les photons Anti-Stokes et Stokes. En effet, l'efficacité de lecture $\eta(t)$ est reliée à la fonction de corrélation croisée $g_{AS,S}^{(2)}$ par [Matsukevich *et al.*, 2006, Chen *et al.*, 2006] :

$$g_{AS,S}^{(2)}(\tau_S) = 1 + \frac{\eta(\tau_S)}{\eta(\tau_S)\chi + B} \simeq 1 + C \exp\left[-\tau_S^2/\tau_D^2\right], \quad (3.29)$$

où B, C sont des constantes, et l'on rappelle que χ correspond à la probabilité d'excitation Raman et τ_D au temps de cohérence de l'onde de spin.

En Fig. 3.23 est tracée l'évolution de la fonction de corrélation croisée des photons Anti-Stokes/Stokes que nous détectons en fonction du temps de stockage τ_S . On

observe une décroissance qui suit la loi (3.29), avec un temps de cohérence $\tau_D = (800 \pm 20)$ ns. Dans la section 3.2.1, nous avons estimé le temps de décohérence de l'onde de spin dû au mouvement résiduel des atomes de l'ensemble atomique à $\tau_D = 50 \mu\text{s}$. Une autre source de décohérence plus importante limite donc ici le temps de cohérence de l'onde de spin. Il peut s'agir notamment de la présence de champs magnétiques résiduels, non-compensés par les bobines de compensations du MOT2 (voir section 2.6.5). Afin d'augmenter ce temps de cohérence, il est possible d'utiliser des états ou des transitions insensibles aux variations de champs magnétiques, qui portent le nom de "clock states" ou "clock transitions" [Zhao *et al.*, 2009a, Zhao *et al.*, 2009b] (voir section 3.2.1).

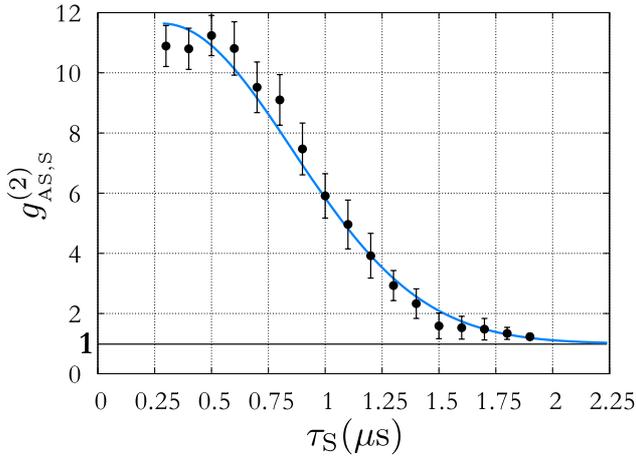


FIGURE 3.23 : Fonction de corrélation croisée des photons Anti-Stokes/Stokes en fonction du temps de stockage τ_S . Les données ont été prises pour une probabilité d'écriture $p_{AS} = 1,3 \times 10^{-3}$, et montrent un temps de cohérence de l'onde de spin $\tau_D = (800 \pm 20)$ ns.

Résumés des paramètres de l'expérience et des résultats obtenus

Les paramètres utilisés lors des séquences de stockage sont résumés ici :

- Durée des impulsions Write/Read : $t_W = t_R = 30$ ns ;
- Désaccord du faisceau Write par rapport à la transition $F = 2 \mapsto F' = 2$: $\delta_W = -10$ MHz ;
- Faisceau Read résonant avec la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$;
- Nombre de photons par impulsion Write/Read : 10^5 pour le faisceau Write (régime de faible excitation) et 5×10^7 pour le faisceau Read ;
- Angle entre les faisceaux Write/Read et les photons Anti-Stokes/Stokes : $\theta = 5^\circ$;

Concernant les résultats obtenus, nous avons mesuré :

- ✓ Un régime d'excitation unique correspondant à $p_{AS} \leq 10^{-2}$;
- ✓ Une statistique poissonnienne pour les photons Anti-Stokes/Stokes, *i.e.* $g_{AS,AS}^{(2)} = g_{S,S}^{(2)} = 1$;
- ✓ Une fonction de corrélation croisée entre les photons Anti-Stokes/Stokes atteignant $28,5 \pm 2,5$ pour $p_{AS} = 6,4 \times 10^{-4}$;
- ✓ Une efficacité conditionnelle de lecture de la mémoire de $\sim 4\%$;
- ✓ Un temps de cohérence de la mémoire de (800 ± 20) ns ;

3.5 Discussion sur les performances de la mémoire

Les mesures présentées dans la section 3.4 constituent les premiers résultats obtenus avec la mémoire quantique développée dans l'équipe. Ces mesures montrent une violation forte de l'inégalité de Cauchy-Schwarz, ce qui prouve l'existence de corrélations non-classiques entre les photons Anti-Stokes et Stokes, liées au phénomène d'interférence collective au sein de l'ensemble atomique.

Si l'on s'intéresse maintenant aux grandeurs caractéristiques du protocole de stockage, nous avons mesuré une fonction de corrélation croisée atteignant une valeur de $28,5 \pm 2,5$ et des efficacités de lecture de l'ordre de 4% en régime de faible excitation, pour un temps de cohérence de l'onde de spin de (800 ± 20) ns. Ces premières valeurs obtenues sont satisfaisantes, mais nécessitent toutefois d'être améliorées au regard des démonstrations expérimentales du protocole DLCZ. En effet, des efficacités de l'ordre de 30 – 50% en espace libre [Laurat *et al.*, 2006, Veissier, 2013, Albrecht *et al.*, 2014] et pouvant atteindre 80% en utilisant des cavités [Bao *et al.*, 2012, Bimbard *et al.*, 2014] sont possibles avec ce protocole. Concernant la fonction de corrélation croisée, la valeur que nous obtenons affiche une violation sans ambiguïté de l'inégalité de Cauchy-Schwarz. Il faut cependant noter que de meilleures valeurs ont été démontrées dans la littérature [Matsukevich *et al.*, 2006, Veissier, 2013], et peuvent dépasser les 500 [Laurat *et al.*, 2006].

☞ Efficacité de lecture et fonction de corrélation croisée

Afin d'augmenter les valeurs de η_c et $g_{AS,S}^{(2)}$ dans notre expérience, plusieurs pistes sont possibles. Tout d'abord, augmenter l'épaisseur optique de l'ensemble atomique présenterait un avantage certain étant donné que l'efficacité maximale de lecture atteignable ne serait plus limitée à 80% (voir section 3.2.2). Ceci peut être réalisé de plusieurs manières, par exemple en utilisant de plus gros faisceaux de piégeage pour le MOT1 comme pour le MOT2, ce qui permettrait d'augmenter la taille du nuage. Une autre solution consisterait à augmenter l'épaisseur optique apparente du nuage en le plaçant dans une cavité [Bao *et al.*, 2012, Bimbard *et al.*, 2014]. De plus, l'utilisation d'une cavité présente l'avantage considérable de forcer l'émission des photons dans une seule direction et ainsi d'augmenter la probabilité de récolte.

Par ailleurs, filtrer spectralement les photons Anti-Stokes représente une amélioration nécessaire à cette expérience, et prévue dans un futur proche. Un filtre permettant de discriminer entre les fréquences correspondant aux transitions $F = 2 \mapsto F' = 2$ et $F = 1 \mapsto F' = 2$ doit être mis en place. Il peut s'agir d'une cellule contenant des atomes pompés optiquement dans un niveau fondamental choisi [Kuzmich *et al.*, 2003, Laurat *et al.*, 2006, Chen *et al.*, 2006, Zhao *et al.*, 2009a], ou bien de l'utilisation de cavités de filtrage [Zhao *et al.*, 2009b, Albrecht *et al.*, 2014]. En plus d'améliorer l'efficacité de lecture, ce filtrage en fréquence permettra d'éliminer les détections de photons ne prenant pas part au processus de stockage et ainsi d'augmenter la valeur de $g_{AS,S}^{(2)}$. Notons qu'une expérience effectuée dans les mêmes conditions que la notre (sans filtrage et en espace libre) a démontré des valeurs de η_c et $g_{AS,S}^{(2)}$ similaires à celles exposées dans ce chapitre [Mendes *et al.*, 2013], ce qui est en accord avec le fait que l'absence de filtrage réduit fortement les valeurs de η_c et $g_{AS,S}^{(2)}$.

De plus, des valeurs supérieures de $g_{\text{AS,S}}^{(2)}$ sont atteignables dans notre expérience en diminuant davantage la probabilité d'écriture. Cependant, le taux de répétition des séquences de stockage est un facteur limitant. En effet, plus on réduit p_{AS} , plus le taux de coïncidences entre les photons Anti-Stokes et Stokes est faible, et plus le temps nécessaire à la construction de bonnes statistiques de mesures est long.

☞ Taux de répétition des séquences

Afin d'augmenter le taux de répétition de l'expérience, il convient d'optimiser un maximum les séquences de stockage (temps de stockage, nombre d'itérations des séquences DLCZ et des séquences de refroidissement, *etc.*). Mais surtout, il est nécessaire de réduire le temps de chargement du MOT2. Cela peut passer par la recherche d'une façon plus efficace de charger le MOT2 à partir du MOT1. Par exemple, une solution peut consister à rapprocher les deux pièges, ou bien à utiliser un flux continu d'atomes durant les séquences de stockage, mais qui ne serait pas poussé par un faisceau lumineux comme dans notre cas⁶. Ce flux d'atomes peut être par exemple créé par un MOT en configuration LVIS (pour "Low-velocity intense source") [Lu *et al.*, 1996], laissant passer un flux d'atomes en permanence. Une autre solution serait de n'utiliser qu'une seule chambre à vide, et de s'affranchir d'une chambre de préparation. Toutefois, on perdrait dans ce cas tous les avantages que présente l'utilisation de deux chambres à vide, discutés en section 2.3.1.

☞ Temps de cohérence de la mémoire

Concernant le temps de stockage de la mémoire, nous avons mesuré un temps de cohérence de l'onde de spin de (800 ± 20) ns. Or les mesures de température effectuées sur le nuage et présentées dans la section 2.6.4 nous ont permis d'estimer, dans la section 3.2.1, un temps de décohérence lié au mouvement résiduel des atomes de l'ordre de $50 \mu\text{s}$. Un autre processus de décohérence limite donc le temps de stockage de la mémoire. Il s'agit très probablement de champs magnétiques résiduels, constants ou non, perturbant l'onde de spin. Bien que la section 2.6.5 soit consacrée à la compensation des champs magnétiques résiduels constants (permettant de réduire un maximum la température de l'ensemble atomique), il est possible que cette compensation ne soit pas assez précise pour le protocole de stockage. Une spectroscopie radio-fréquence entre les deux niveaux fondamentaux hyperfins de l'atome est une méthode alternative permettant de compenser précisément les champs magnétiques résiduels.

Par ailleurs, comme nous l'avons déjà mentionné, il est possible de s'affranchir des variations de champs magnétiques en utilisant des transitions insensibles aux variations de champs magnétiques ("clock transitions"). Le temps de cohérence de l'onde de spin peut ainsi être étendu à plusieurs centaines de μs [Zhao *et al.*, 2009a], voire même plusieurs ms en confinant les atomes dans un réseau optique [Zhao *et al.*, 2009b].

6. En effet, afin de ne pas induire de décohérence lors des séquences de stockage, le faisceau pousseur doit être coupé dans notre expérience.

3.6 Conclusion

Le protocole DLCZ permet de regrouper, au sein d'un même système, à la fois une source photonique et une mémoire quantique. Il est donc logiquement l'un des protocoles de stockage les plus étudiés en information quantique. Dans ce chapitre, son principe a été détaillé et les principales sources de décohérence l'impactant, notamment le mouvement résiduel des atomes et les champs magnétiques résiduels, ont été discutées.

Nous avons ensuite présenté la réalisation expérimentale de ce protocole au sein de l'ensemble d'atomes froids décrit dans le chapitre 2. Une génération de paires de photons corrélés, présentant une fonction de corrélation croisée égale à $28,5 \pm 2,5$, est démontrée. L'efficacité de lecture de la mémoire est de l'ordre de 4% pour un temps de cohérence de $\tau_S = 800$ ns. Si les corrélations mesurées offrent une violation forte de l'inégalité de Cauchy-Schwarz, indiquant sans ambiguïté leur caractère non-classique, l'efficacité de lecture et le temps de cohérence sont en deçà des valeurs attendues. Les pistes d'améliorations de ces valeurs ont été discutées en détails dans la section 3.5, et imposent notamment la mise en place d'un système de filtrage des photons émis lors du processus DLCZ.

Perspectives d'utilisation de la mémoire

En réalisant ce protocole de stockage dans un ensemble d'atomes froids, nous disposons donc d'une source de paires de photons, qui peut également être vue comme une source de photons uniques annoncés. Afin de pouvoir intégrer efficacement cette source au sein de réseaux quantiques de communication, il convient de convertir les photons émis à 795 nm vers les longueurs d'onde télécoms, comme nous avons pu en discuter dans le chapitre 1. Une stratégie efficace pour la conversion de fréquence repose sur l'utilisation de processus non-linéaires en optique guidée. Combiner une telle interface et la mémoire dont nous disposons permettrait de réaliser une source de photons uniques annoncés "hybride", pouvant être utilisée dans des protocoles de téléportation quantique.

Le chapitre 4 est consacré à la description d'une telle source qui constitue une des perspectives d'utilisation de la mémoire/source décrite dans ce chapitre. La réalisation de l'interface de conversion de fréquences, basée sur un guide d'onde, est également présentée, ainsi que son utilisation au sein d'un protocole de téléportation quantique.

Chapitre 4

Perspectives en matière de relais quantiques synchronisés

4.1	Relais quantique hybride	136
4.2	Source hybride de photons uniques annoncés aux longueurs d'onde télécoms	140
4.3	Expérience préliminaire de téléportation	146
4.4	Conclusion	153

Le futur de la science de l'information quantique, et notamment des réseaux, repose sur le mariage pertinent de différentes technologies complémentaires, par exemple celles de l'optique non-linéaire intégrée [Tanzilli *et al.*, 2012] et des ensembles atomiques [Lvovsky *et al.*, 2009], qui offrent des solutions de plus en plus pertinentes en matière de compatibilité entre les divers systèmes quantiques photoniques et ceux basés sur la matière. Cette combinaison de technologies permet de mettre au point des architectures de réseaux quantiques, utilisant par exemple des répéteurs pour augmenter les distances de communication [Sangouard *et al.*, 2007]. En effet, le haut degré de contrôle possible avec les ensembles atomiques et ioniques en fait de très bons candidats pour le stockage et la manipulation de qubits. Par ailleurs, les photons sont les porteurs de qubits idéaux pour la communication quantique étant donné qu'ils peuvent se propager sur de longues distances, tout en présentant peu d'interaction avec leur environnement, que ce soit dans des fibres optiques ou en espace libre. Cependant, une des différences majeures entre les systèmes quantiques photoniques et ceux basés sur de la matière, concerne respectivement leur largeur spectrale d'émission et d'interaction. Alors que les largeurs spectrales des sources photoniques sont typiquement de l'ordre de quelques centaines de GHz [Tanzilli *et al.*, 2012], les ensembles atomiques présentent des bandes passantes allant de 100 kHz à 5 GHz [Simon *et al.*, 2010]. De plus, ces derniers opèrent, pour la grande majorité, à des longueurs d'ondes inférieures à 900 nm, alors que les longueurs d'onde privilégiées pour les réseaux établis sur grandes distances se situent dans la bande C des télécoms, *i.e.* autour de 1550 nm. Ainsi, afin de rendre compatibles ces deux différentes technologies, une stratégie possible consiste à convertir la longueur d'onde télécom des photons uniques émis par les sources

photoniques vers les longueurs d'onde de fonctionnement des ensembles atomiques, ou vice versa [Tanzilli *et al.*, 2005, Radnaev *et al.*, 2010, Fernandez-Gonzalvo *et al.*, 2013, Albrecht *et al.*, 2014].

Dans ce chapitre, nous décrivons comment combiner une source de photons intriqués aux longueurs d'onde télécoms avec une source de photons uniques basée sur la mémoire quantique émissive présentée dans le chapitre 3, en utilisant une interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée. L'ensemble de ces trois éléments réunis au sein d'une expérience de téléportation d'états permettra ainsi de réaliser un relais quantique hybride. L'utilisation de la mémoire en régime d'émission de photons uniques annoncés est ensuite décrite, ainsi que la réalisation de l'interface quantique. Enfin, une expérience préliminaire de téléportation est présentée. Cependant, la source de photons uniques basée sur l'ensemble atomique nécessite des améliorations décrites en section 3.5. Ainsi, pour cette expérience préliminaire de téléportation, une source de qubits réalisée à l'aide d'un laser atténué et que nous décrirons, permet de simuler la source de photons uniques.

4.1 Relais quantique hybride

Dans cette section, nous présentons le projet de relais quantique hybride dans lequel s'inscrit la mémoire quantique présentée dans le chapitre 3, et impliquant des photons de largeur spectrale étroite. Il consiste à coupler des photons à 1560 nm pour une distribution optimale dans des réseaux fibrés, avec les photons à 795 nm obtenus à partir de la mémoire quantique émissive. Plus précisément, le but est de réaliser une expérience de téléportation dans laquelle un qubit, émis par l'ensemble atomique, atteint une station de relais quantique, et dont l'état est téléporté sur un autre photon.

4.1.1 Principe du protocole de téléportation

Le protocole de téléportation, discuté en section 1.4.2, est présenté ici avec l'observable polarisation. Ainsi, les états de base $|0\rangle$ et $|1\rangle$ correspondent respectivement aux états de polarisation horizontale $|H\rangle$ et verticale $|V\rangle$. Le protocole nécessite une source de qubits uniques, préparés dans l'état $|\psi\rangle_1$, ainsi qu'une source de paires de qubits intriqués préparés dans l'état $|\psi\rangle_{23}$.

Comme représenté en Fig. 4.1, supposons qu'Alice dispose d'une source de qubits uniques préparés dans l'état :

$$|\psi\rangle_1 = \alpha|H\rangle_1 + \beta|V\rangle_1, \quad (4.1)$$

avec $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Afin de transmettre ces qubits à Bob, elle peut exploiter une source de paires de qubits intriqués de manière à téléporter $|\psi\rangle_1$ sur le qubit envoyé à Bob. Pour cela, considérons une source générant, par exemple, l'état maximalement intriqué :

$$|\psi\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle_{23} + |VV\rangle_{23}), \quad (4.2)$$

correspondant à l'état de Bell $|\Phi^+\rangle$ (voir eqs. (1.13)), où 2 et 3 représentent les

qubits appairés. L'état complet du système à 3 qubits, issus des deux sous-systèmes indépendants 1 et 23, s'écrit alors, dans la base de Bell :

$$|\psi\rangle_{123} = \frac{1}{2} \left[|\Phi^+\rangle_{12} \otimes (\alpha|H\rangle_3 + \beta|V\rangle_3) + |\Phi^-\rangle_{12} \otimes (\alpha|H\rangle_3 - \beta|V\rangle_3) + |\Psi^+\rangle_{12} \otimes (\beta|H\rangle_3 + \alpha|V\rangle_3) + |\Psi^-\rangle_{12} \otimes (-\beta|H\rangle_3 + \alpha|V\rangle_3) \right]. \quad (4.3)$$

Ainsi, en effectuant une mesure de l'état de Bell sur les qubits 1 et 2, il est possible de définir la transformation unitaire adéquate qu'il faut appliquer sur le qubit 3 pour obtenir, par téléportation, l'état initialement porté par le qubit 1 (voir table 1.1). De plus, le résultat de la mesure de Bell permet également de déclencher le détecteur de photons de Bob de manière conditionnelle, ce qui a pour effet d'augmenter le rapport signal sur bruit du canal de communication global [Collins *et al.*, 2005].

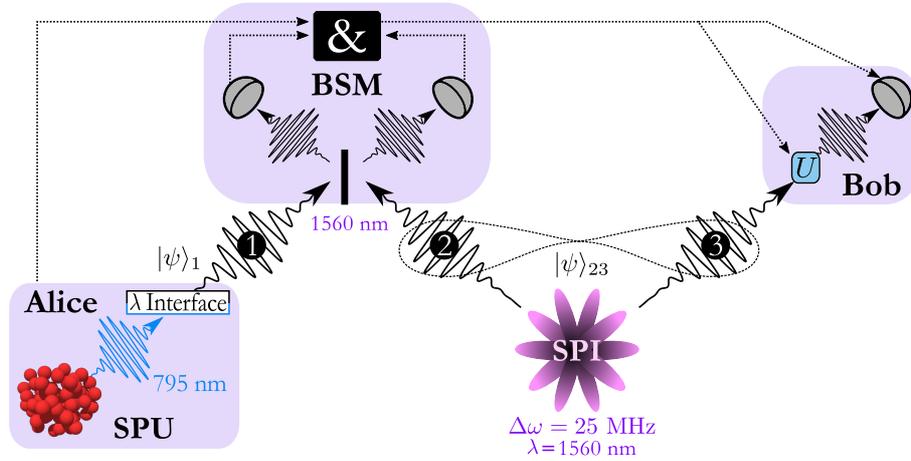


FIGURE 4.1 : Schéma de principe du relais quantique hybride. Une source de photons uniques hybride (SPU) génère chez Alice des qubits uniques $|\psi\rangle_1$ à 795 nm basés sur l'ensemble atomique de Rb et convertis à 1560 nm par une interface. Ces photons sont envoyés sur un dispositif de mesure de Bell (BSM), ainsi que les photons 2 provenant d'une source de photons intriqués (SPI) générant l'état $|\psi\rangle_{23}$. Quant aux photons 3, ils sont envoyés à Bob qui, en fonction du résultat de la mesure de Bell, applique la transformation unitaire U adéquate au qubit 3 dans le but d'obtenir l'état $|\psi\rangle_1$ par téléportation.

Mesure de Bell probabiliste

Nous nous intéressons maintenant à la mesure de Bell effectuée sur les états de polarisation des photons 1 et 2. Comme le montre l'équation (4.3), l'état partagé par les photons 1 et 2 peut s'écrire dans la base des états de Bell. Afin de projeter cet état sur un des états de Bell, il est possible d'utiliser une lame séparatrice 50/50, suivie de deux détecteurs de photons uniques. Dans certains cas, un phénomène d'interférence à deux photons [Hong *et al.*, 1987] peut alors être observé. On note a, b les deux entrées de la lame, et a', b' ses deux sorties, comme schématisé en Fig. 4.2.

Si l'on considère une lame parfaite et sans perte, elle est décrite par ses coefficients de transmission en amplitude t , et de réflexion ir , où le terme i rend compte du déphasage de $\pi/2$ entre les faisceaux réfléchis et transmis. Dans le cas d'une lame 50/50, $t = r = 1/\sqrt{2}$. Ainsi, en introduisant le formalisme de l'opérateur création

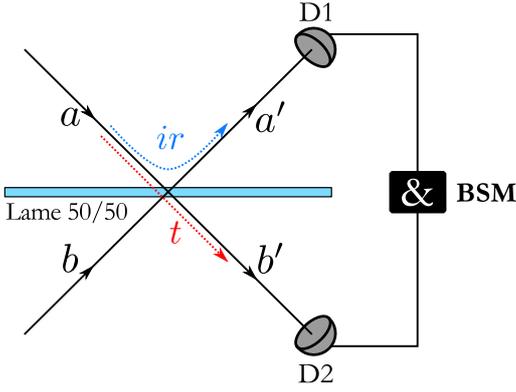


FIGURE 4.2 : Dispositif de mesure de Bell (BSM). On note respectivement a, b et a', b' les ports d'entrées et sorties de la lame séparatrice 50/50. Le coefficient de réflexion est noté ir et celui de transmission t . Les deux modes de sortie sont envoyés sur deux détecteurs de photons uniques D1 et D2, permettant de mesurer des coïncidences (&).

de photon, l'évolution des opérateurs relatifs aux ports d'entrée a et b s'écrivent :

$$\begin{cases} a_{H,V}^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [b_{H,V}^\dagger + ia_{H,V}^\dagger] \\ b_{H,V}^\dagger \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} [a_{H,V}^\dagger + ib_{H,V}^\dagger], \end{cases} \quad (4.4)$$

où H, V correspondent respectivement aux modes de polarisation horizontale et verticale des photons. En utilisant ce formalisme, les quatre états de Bell peuvent se réécrire de la façon suivante :

$$\begin{cases} |\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|H\rangle_a |H\rangle_b \pm |V\rangle_a |V\rangle_b] = \frac{1}{\sqrt{2}} [a_H^\dagger b_H^\dagger \pm a_V^\dagger b_V^\dagger] |00\rangle \\ |\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|H\rangle_a |V\rangle_b \pm |V\rangle_a |H\rangle_b] = \frac{1}{\sqrt{2}} [a_H^\dagger b_V^\dagger \pm a_V^\dagger b_H^\dagger] |00\rangle. \end{cases} \quad (4.5)$$

Ainsi, l'évolution de ces états au travers de la lame séparatrice s'écrit¹ :

$$\begin{cases} |\Phi^\pm\rangle \rightarrow \frac{i}{2} [|H\rangle_{a'} |H\rangle_{a'} + |H\rangle_{b'} |H\rangle_{b'} \pm (|V\rangle_{a'} |V\rangle_{a'} + |V\rangle_{b'} |V\rangle_{b'})] \\ |\Psi^+\rangle \rightarrow \frac{i}{\sqrt{2}} [|H\rangle_{a'} |V\rangle_{a'} + |H\rangle_{b'} |V\rangle_{b'}] \\ |\Psi^-\rangle \rightarrow \frac{i}{\sqrt{2}} [|H\rangle_{a'} |V\rangle_{b'} - |V\rangle_{a'} |H\rangle_{b'}]. \end{cases} \quad (4.6)$$

Nous pouvons directement remarquer que seul l'état anti-symétrique $|\Psi^-\rangle$ donne lieu à une séparation des photons en sortie de la lame 50/50. Ceci est une manifestation directe du comportement fermionique de cet état. *A contrario*, pour les trois autres états, les photons sortent nécessairement par le même bras de sortie a' ou b' . Ainsi, la détection d'une coïncidence entre les détecteurs D1 et D2 de la Fig. 4.2 est la signature non-ambiguë de la présence de l'état $|\Psi^-\rangle$ à l'entrée du dispositif de mesure de Bell. Cet état est donc le seul à pouvoir être discerné avec une simple lame séparatrice. C'est en cela que la mesure de Bell est dite probabiliste car une détection est obtenue dans seulement 1/4 des cas. Notons que des mesures de Bell plus raffinées existent afin d'augmenter ce pourcentage [Kwiat and Weinfurter, 1998, Van Houwelingen *et al.*, 2006].

1. Ici, la normalisation des états $|\Phi^\pm\rangle$ est donnée par l'opérateur création de photons, défini par $a^\dagger |n\rangle = \sqrt{n+1} |n+1\rangle$, où n représente le nombre de photons.

4.1.2 Sources utilisées pour le relais

Source de paires de photons intriqués (SPI)

La source utilisée est décrite dans l'annexe E, et a été réalisée au cours des travaux de thèse d'Anthony Martin [Martin, 2011] et de Florian Kaiser [Kaiser, 2012]. Il s'agit d'une source de paires de photons intriqués en polarisation à 1560 nm, basée sur une interaction non-linéaire de type-0 et générant l'état maximalelement intriqué suivant [Kaiser *et al.*, 2013, Kaiser *et al.*, 2014b] :

$$|\psi\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle_{23} + e^{i\varphi}|VV\rangle_{23}), \quad (4.7)$$

où φ est une phase ajustable. Cette source présente une grande souplesse d'utilisation, notamment au niveau de la largeur spectrale des photons émis, qui peut être choisie sur une gamme allant de 25 MHz à 100 GHz. Afin de l'adapter à la largeur spectrale des photons émis par l'ensemble atomique de rubidium décrit dans ce manuscrit, la source est utilisée avec une largeur spectrale de 25 MHz. Le taux de paires de photons émis par la source par temps de cohérence (~ 15 ns) peut être ajusté entre 0,01 et 0,03.

Source de photons uniques (SPU)

La source dont dispose Alice est une source de photons uniques, basée sur la mémoire quantique émissive décrite au chapitre 3. L'idée est de disposer d'une source se rapprochant d'une source idéale, *i.e.* une source pour laquelle la probabilité d'émission d'un photon vaut 1, alors que les probabilités d'émission de 0 photon ou deux photons simultanés valent 0. Une solution consiste à utiliser une source de photons annoncés, permettant d'obtenir une statistique *sub-poissonienne*, comme décrit dans la section suivante.

Par ailleurs, cette source étant basée sur un ensemble atomique de rubidium 87, la longueur d'onde d'émission correspond à une transition atomique précise, en l'occurrence à la raie D1, soit 795 nm. Afin de pouvoir effectuer la mesure de Bell nécessaire au protocole de téléportation, qui consiste essentiellement à faire interférer les photons 1 et 2, ces derniers doivent avoir la même longueur d'onde. Ainsi, une interface permet de convertir les photons à 795 nm en photons à 1560 nm, de manière cohérente. Comme nous le décrivons dans la section suivante, cette interface est basée sur de l'optique non-linéaire intégrée. La combinaison de la source atomique avec cette interface permet de regrouper deux technologies différentes au sein d'un même système : une source hybride de photons uniques.

Notons cependant que la mémoire quantique décrite au chapitre 3 nécessite des améliorations décrites en section 4.2.1 afin de pouvoir l'utiliser comme source de photons uniques annoncés. Ainsi, pour l'expérience préliminaire de téléportation (ou relais) présentée en section 4.3, un laser atténué permet de simuler les photons uniques à 795 nm.

4.2 Source hybride de photons uniques annoncés aux longueurs d'onde télécoms

Dans cette section, nous montrons comment réaliser la source hybride de photons uniques aux longueurs d'onde télécoms, basée à la fois sur la mémoire émissive décrite dans le chapitre 3 et sur de l'optique non-linéaire intégrée pour une conversion cohérente de fréquence. Plus précisément, l'idée est de convertir les photons à 795 nm émis par l'ensemble atomique en photons à 1560 nm via l'interface.

4.2.1 Génération de photons uniques par l'ensemble atomique

Les corrélations non-classiques qui existent entre les photons Anti-Stokes et Stokes permettent de faire d'une mémoire émissive, basée sur le protocole DLCZ, une source de photons uniques annoncés. En effet, lorsqu'un photon Anti-Stokes est détecté de manière probabiliste lors du processus d'écriture, il annonce la présence d'une excitation collective atomique. Celle-ci peut être stockée pendant un certain temps, puis, lors du processus de lecture, être convertie en photon Stokes avec (en théorie) une très grande efficacité. La détection d'un photon Anti-Stokes annonce donc l'émission d'un photon Stokes et ce, dans un mode spatio-temporel très bien défini (voir section 3.1). La qualité de la source dépend ensuite de la probabilité d'excitation lors du processus d'écriture. En effet, comme l'émission des photons Anti-Stokes suit une statistique poissonnienne, plus cette probabilité d'excitation est faible, plus les contributions à deux photons sont négligeables. Il en découle une source de photons uniques de haute qualité.

Afin de qualifier la source, il convient de mesurer la fonction d'autocorrélation conditionnelle du photon Stokes, conditionné par la détection du photon Anti-Stokes. Ceci peut se faire à partir d'un montage du type Hanbury Brown & Twiss, schématisé en Fig. 4.3. Cette fonction s'écrit alors [Grangier *et al.*, 1986] :

$$\alpha \equiv \frac{p(2, 3|1)}{p(2|1)p(3|1)} = \frac{\frac{p_{1,2,3}}{p_1}}{\frac{p_{1,2}}{p_1} \frac{p_{1,3}}{p_1}} = \frac{p_1 p_{1,2,3}}{p_{1,2} p_{1,3}}, \quad (4.8)$$

où $p_{1,2,3}$ correspond à la probabilité d'avoir une triple coïncidence entre les trois détecteurs, $p_{1,2}$ ($p_{1,3}$) celle d'avoir une coïncidence entre les détecteurs 1 et 2 (3), et p_1 la probabilité de détection d'un photon Anti-Stokes. Cette fonction d'autocorrélation est équivalente à la fonction de corrélation d'ordre 2, notée $g^{(2)}(0)$ (voir section 3.21). Elle est donc reliée à la probabilité d'avoir deux photons Stokes émis simultanément, conditionnée par la détection d'un photon Anti-Stokes. Pour une source de photons uniques parfaite, $\alpha = 0$. En effet, la probabilité d'avoir deux photons Stokes émis en même temps étant nulle, la probabilité d'obtenir une triple coïncidence vaut 0. Pour des champs classiques en revanche, l'inégalité de Cauchy-Schwarz (voir section 3.21) induit $\alpha \geq 1$. Ainsi, obtenir $\alpha < 1$ est une signature du caractère unique du photon Stokes émis, et plus α est faible, plus la qualité de la source est élevée.

Des sources de photons uniques basées sur le protocole DLCZ, et présentant de faibles valeurs de α , ont ainsi été démontrées en 2006, dans les groupes d'Alex Kuzmich, Jeff Kimble puis Jian-Wei Pan. Les auteurs ont mesuré respectivement

4.2. Source hybride de photons uniques annoncés télécoms

une fonction d'autocorrélation conditionnelle atteignant $0,012 \pm 0,007$ [Matsukevich *et al.*, 2006], $0,007 \pm 0,003$ [Laurat *et al.*, 2006] et $0,057 \pm 0,028$ [Chen *et al.*, 2006], pour des probabilités d'excitation de l'ordre de $p_1 = 5 \times 10^{-4}$.

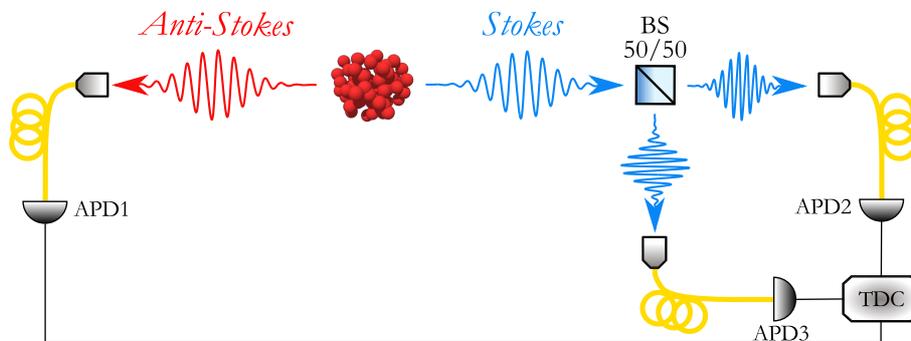


FIGURE 4.3 : Dispositif de caractérisation de la source de photons uniques. Les photons Anti-Stokes annonceurs sont détectés par l'APD1, tandis que les photons Stokes sont envoyés sur un montage du type Hanbury Brown & Twiss, constitué d'une lame séparatrice (BS 50/50) et de deux détecteurs (APD2 et APD3) placés sur les deux voies de sortie de la lame. Un convertisseur numérique d'intervalles de temps permet de réaliser des triples coïncidences entre les trois détecteurs.

En ce qui concerne notre expérience, les mesures d'autocorrélation conditionnelle sur les photons émis sont actuellement en cours. Il s'agit donc de mesurer le taux de triples coïncidences obtenu avec le montage décrit en Fig. 4.3. Pour de hautes probabilités d'excitation, *i.e.* $p_1 \geq 10^{-2}$, nous avons d'ores et déjà vérifié que ce taux vaut $\alpha \simeq 1$, traduisant l'existence d'excitations multiples dégradant la qualité de la source. Il reste maintenant à mesurer la valeur de α dans un régime d'excitation faible. Ceci est toutefois rendu difficile par les faibles taux de photons émis par l'ensemble atomique dans ce régime, ce qui augmente considérablement les temps de mesure nécessaires à l'établissement de bonnes statistiques. Les optimisations et améliorations de la mémoire, discutées en section 3.5 permettront donc de faciliter cette mesure d'auto-corrélation conditionnelle.

Intérêt des sources de photons uniques basées sur le protocole DLCZ

Utiliser la mémoire émissive décrite dans le chapitre 3 présente donc l'intérêt d'avoir un signal qui annonce l'émission des photons, ce qui permet d'obtenir une statistique sub-poissonienne d'émission. De plus, ce signal d'annonce peut être utilisé pour déclencher les détecteurs utilisés pour la mesure de Bell et ainsi réduire le rapport signal sur bruit du canal de communication. Enfin, ces photons uniques peuvent être émis sur demande, grâce à la capacité de stockage de la source puisque, une fois l'excitation collective atomique créée, elle peut être convertie en photons uniques sur demande, dans le temps de cohérence de l'onde de spin. Ainsi, ce type de source présente un intérêt particulier pour la mise en œuvre de réseaux quantiques synchronisés.

4.2.2 Interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée

Afin de convertir les photons Stokes émis par la source atomique vers les longueurs d'onde télécoms, il est possible d'utiliser une interface quantique basée sur un processus non-linéaire de génération de différence de fréquence (DFG, pour "Difference frequency generation") dans un cristal non-linéaire [Sutherland, 1996]. Ce processus permet de convertir les photons à 795 nm en photons de plus basse énergie en les couplant dans le cristal avec un champ de pompe [Fernandez-Gonzalvo *et al.*, 2013, Albrecht *et al.*, 2014]. Afin de rendre cette conversion efficace, la technique du quasi-accord de phase (QAP) [Armstrong *et al.*, 1962] est employée dans un guide d'onde intégré sur un substrat de niobate de lithium, dont la polarisation est inversée périodiquement (PPLN, HC Photonics). Le processus de conversion d'un photon "1" en photon "DFG" via un photon de pompe "p" est alors régi par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion :

$$\begin{cases} \omega_1 - \omega_p = \omega_{\text{DFG}} \\ \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_p = \mathbf{k}_{\text{DFG}} + \frac{2\pi}{\Lambda} \mathbf{u}, \end{cases} \quad (4.9)$$

où Λ représente la période d'inversion du cristal et \mathbf{u} un vecteur unitaire matérialisant la direction de propagation. Le guide, de longueur 3,8 cm, est de type-0, permettant la génération d'un photon de polarisation verticale à partir de deux photons de polarisation verticale également :

$$|V\rangle_1 \otimes |V\rangle_p \mapsto |V\rangle_{\text{DFG}}. \quad (4.10)$$

Dans notre cas, nous souhaitons convertir les photons vers la longueur d'onde de 1560 nm de manière à pouvoir les combiner aux photons générés par la source de photons intriqués décrite en section 4.1.2. D'après l'équation de conservation (4.9), la longueur d'onde des photons de pompe doit donc être fixée à 1621 nm. Un schéma de l'interface et de la conversion en longueur d'onde qu'elle permet de réaliser est représenté en Fig. 4.4.

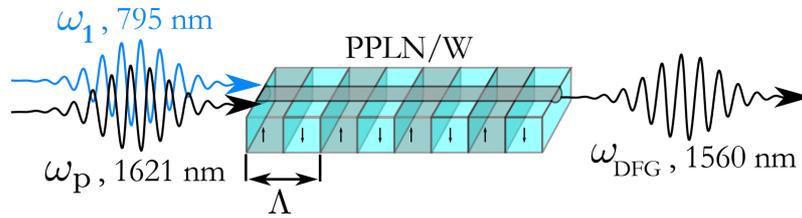


FIGURE 4.4 : Représentation schématique de l'interface. Un guide d'onde PPLN de période d'inversion Λ permet de convertir la longueur d'onde des photons à 795 nm issus de l'ensemble atomique vers la longueur d'onde télécom de 1560 nm, via un processus de génération de différence de fréquence. La longueur d'onde du champ de pompe employé est fixée à 1621 nm.

Afin de caractériser cette interface, un laser continu à 795 nm (Toptica DL Pro) est utilisé pour simuler les photons uniques de la mémoire atomique. Il est asservi par spectroscopie d'absorption saturée sur une transition atomique du rubidium de manière à stabiliser sa fréquence. Quant au champ de pompe, il est généré par un

4.2. Source hybride de photons uniques annoncés télécoms

laser continu à 1621 nm (Toptica DL 100 pro design), combiné à un amplificateur à fibre dopé erbium, afin d'obtenir un faisceau intense. Sa stabilité en fréquence est très bonne puisqu'il dérive de seulement 1 MHz/5h. Son asservissement en fréquence n'est donc pas crucial à l'échelle de quelques heures. Les deux faisceaux sont ensuite superposés à l'aide d'un miroir dichroïque (DM) et couplés dans le guide d'onde PPLN. La puissance du faisceau à 795 nm est de quelques mW alors que celle du faisceau de pompe est de l'ordre de 100-500 mW. Le dispositif expérimental est représenté en Fig. 4.5.

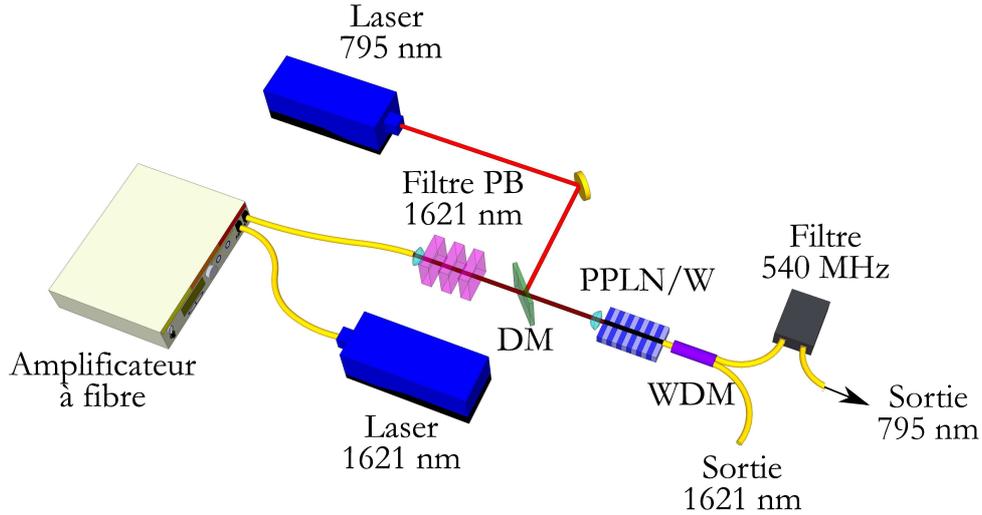


FIGURE 4.5 : Dispositif expérimental de caractérisation de l'interface. Un laser atténué à 795 nm et un laser de pompe à 1621 nm sont envoyés dans le guide d'onde PPLN. Les photons à 795 nm sont convertis par génération de différence de fréquence en photons à 1560 nm. Le bruit photonique additionnel est fortement réduit par le biais d'un filtre de Bragg de 540 MHz alors que les photons de pompe à 1621 nm sont filtrés au moyen d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM).

Efficacité du processus de DFG

Le premier paramètre à caractériser est l'efficacité de conversion de l'interface, qui est donnée par [Zaske *et al.*, 2011] :

$$\eta_{\text{int}}(P_p) = \sin^2(L\sqrt{\eta_{\text{nor}}P_p}), \quad (4.11)$$

avec P_p la puissance de la pompe, L la longueur du guide d'onde, et η_{nor} l'efficacité normalisée par P_p et L . Afin de la mesurer, le laser à 795 nm est couplé dans le guide d'onde avec une efficacité de 75%, et les photons à 1560 nm issus du processus de DFG sont récoltés en sortie du guide d'onde par une fibre avec une efficacité de 75% également. La température du cristal est ensuite ajustée à 70°C de manière à maximiser le nombre de photons récoltés à 1560 nm, et ainsi optimiser l'accord de phase du processus de DFG. L'efficacité interne du processus de DFG en fonction de la puissance de pompe est tracée en Fig. 4.6 (en rouge). Nous pouvons voir que les points expérimentaux s'ajustent parfaitement sur la loi de l'équation (4.11). L'efficacité interne atteint l'unité lorsque toute la lumière à 795 nm est convertie, et ce pour une puissance de pompe de l'ordre de 450 mW.

Afin de connaître l'efficacité totale de conversion, il faut tenir compte des différentes pertes induites par le montage. Outre les pertes de couplage aux entrée et sortie du guide d'onde de 75% chacune (traitements anti-reflets), le guide d'onde induit lui-même des pertes de l'ordre de 0,1 dB/cm. Étant donné que le guide fait 3,8 cm de long, et que les photons sont convertis, en moyenne, au milieu du cristal, les pertes dans le guide d'onde sont donc d'environ 0,2 dB. Enfin, un démultiplexeur en longueur d'onde ainsi qu'un filtre de Bragg sont utilisés pour filtrer le bruit de l'interface (voir section suivante), et induisent respectivement 1 dB et 2,4 dB de pertes. Ainsi, lorsque l'efficacité interne de conversion vaut 1, cela correspond à une efficacité totale de conversion de l'ordre de 25%.

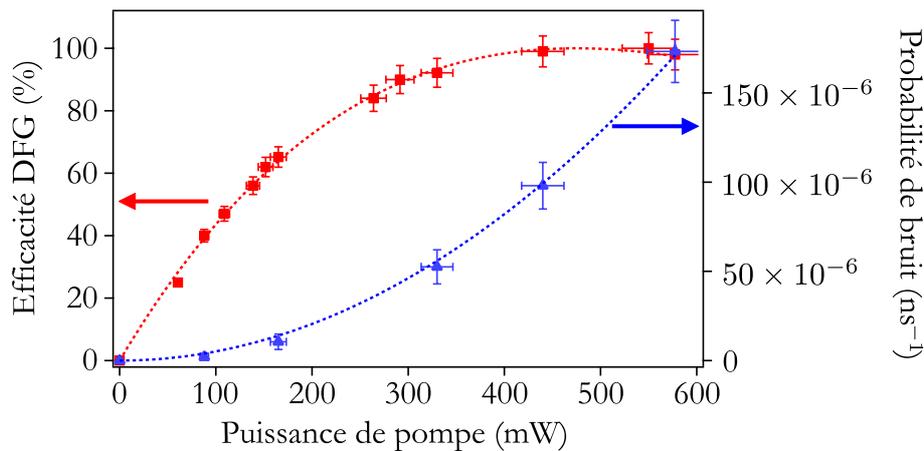


FIGURE 4.6 : Efficacité de conversion interne du processus de DFG et probabilité de bruit dans la gamme de longueurs d'onde 1500-1565 nm, en fonction de la puissance de pompe. Les ajustements de données correspondent à la loi (4.11) pour l'efficacité (courbe rouge), et à une loi quadratique pour la probabilité de bruit (courbe bleue). Les barres d'erreur pour la courbe d'efficacité, ainsi que les barres d'erreur horizontale pour la courbe de bruit, correspondent à une incertitude de mesure de 5% du puissance mètre. Les barres verticales pour la courbe de bruit sont en revanche liées à la distribution poissonnienne de la détection de photons.

Bruit Raman et filtrage

Le bruit est également un paramètre à caractériser dans ce type d'expérience de conversion de longueur d'onde. En effet, le but de l'interface est de convertir la longueur d'onde de photons uniques de 795 nm vers 1560 nm. Si l'interface génère elle-même du bruit photonique à 1560 nm, cela signifie que les photons uniques seront "noyés" dans un flux de photons additionnels.

Afin de quantifier le bruit, le laser à 795 nm en amont de l'interface est coupé; seul le faisceau de pompe à 1621 nm est couplé dans le guide. La lumière résiduelle à 1560 nm provenant notamment de l'émission spontanée amplifiée du laser (ASE), est filtrée à l'aide de filtres optiques passe-bande (PB). La lumière en sortie de l'interface est ensuite fortement atténuée afin de pouvoir l'envoyer vers un monochromateur, connecté à un détecteur de photons uniques indium-gallium-arsenic (APD InGaAs).

La Fig. 4.6 (en bleu) présente le taux de bruit photonique dans la gamme de longueurs d'onde situées entre 1500 nm et 1565 nm, en fonction de la puissance de pompe. Nous pouvons observer une augmentation quadratique du bruit, atteignant

4.2. Source hybride de photons uniques annoncés télécoms

une valeur de l'ordre de 10^{-4} photons/ns pour une efficacité de conversion de 100%. Comme pour les travaux portés en référence [Pelc *et al.*, 2011], ce bruit est induit par la diffusion Raman du champ de pompe à 1621 nm dans les fibres employées avant et après le guide d'onde (2 m de fibre SMF-28), ainsi que dans le guide d'onde lui-même. En effet, on peut observer une forte dépendance de ce bruit avec la température. En plongeant par exemple les fibres optiques dans de l'azote liquide, ce bruit est fortement réduit, ce qui est une signature de la présence d'un effet Raman dans les fibres.

Le spectre de bruit Raman, décalé vers les courtes longueurs d'onde, est tracé en Fig. 4.7, pour 2 m de fibre optique, ainsi que pour le guide d'onde à deux puissances de pompes différentes. Nous pouvons remarquer une contribution Raman couvrant plus de 100 nm, dont une partie importante se situe autour de 1560 nm. Ces contributions Raman sont à l'origine du taux de bruit élevé présenté en Fig. 4.6, et nécessitent d'être filtrées. Pour cela, trois solutions sont employées :

- Afin de s'affranchir du bruit Raman généré dans la fibre optique située en amont du guide d'onde, des filtres passe-bande (PB) centrés sur (1621 ± 5) nm sont utilisés. Le faisceau de pompe est ensuite couplé dans le guide d'onde en espace libre.
- Le bruit Raman induit par la fibre de récolte en sortie du guide d'onde est minimisé en employant une fibre très courte (< 2 cm), suivie d'un démultiplexeur en longueur d'onde (WDM) permettant de séparer les photons à 1560 nm de ceux à 1621 nm.
- Enfin, de manière à réduire le bruit Raman induit par le guide d'onde, les photons convertis sont filtrés par un filtre de Bragg de 540 MHz, centré sur 1560 nm.

Ceci permet de réduire la probabilité de bruit photonique à environ 10^{-6} photons/ns, c'est à dire en dessous du bruit des détecteurs employés (2×10^{-6} cps/ns).

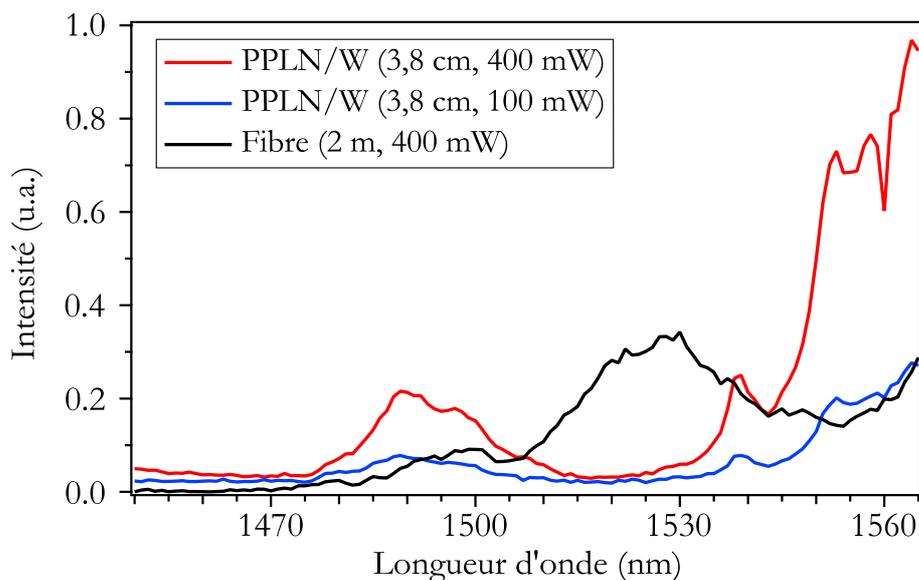


FIGURE 4.7
: Spectre de bruit Raman, décalé vers les courtes longueurs d'onde. Les trois spectres sont ceux obtenus avec 2 mètres de fibre optique et avec un guide d'onde de 3,8 cm de long, pour deux puissances de pompes différentes.

4.3 Expérience préliminaire de téléportation

Dans cette section, nous décrivons la réalisation d'une expérience de téléportation utilisant des paires de photons intriqués à 1560 nm émis sur une faible largeur spectrale (25 MHz), ainsi que des photons uniques à 795 nm provenant d'un laser atténué. L'interface quantique présentée et caractérisée en section 4.2.2 sert à convertir ces photons à 795 nm vers la longueur d'onde télécom de 1560 nm afin de les pouvoir les faire interférer avec un des photons intriqués. La largeur spectrale des photons considérés est de 25 MHz, ce qui est proche des largeurs spectrales des photons émis par des mémoires quantiques basées sur des ensembles d'atomes froids ou sur des cristaux dopés aux ions terres-rares. Dans un premier temps, nous décrivons la source de qubits utilisée, puis le dispositif expérimental utilisé pour le protocole de téléportation, et enfin les résultats obtenus².

4.3.1 Source de photons uniques "simulés"

En Fig. 4.8 est représentée la source de qubits permettant de simuler les photons à 795 nm issus de la mémoire quantique émissive. Elle est constituée du laser continu à 795 nm (\sim mW), asservi en fréquence et envoyé dans l'interface présentée à la section précédente, qui convertit les photons à 795 nm vers la longueur d'onde de 1560 nm.

Afin de générer des photons présentant des propriétés spectrales similaires à celles des photons émis par les ensembles atomiques de rubidium (voir section 3.4.2 ainsi que [Bimbard *et al.*, 2014, Albrecht *et al.*, 2014]), un modulateur d'intensité rapide est utilisé. Il permet de générer des impulsions à 1560 nm d'une durée de \sim 10 ns, soit 25 MHz de largeur spectrale étant donnée leur forme lorentzienne. De plus, en modifiant l'amplitude du modulateur, il est possible d'ajuster la probabilité d'avoir un photon par impulsion entre 0 et 0,1, de manière à minimiser les contributions à deux photons. Puis, un contrôleur de polarisation (PC) est utilisé pour coder un qubit en polarisation $|\psi\rangle_1$ sur les photons uniques, avec

$$|\psi\rangle_1 = \alpha|H\rangle_1 + \beta|V\rangle_1. \quad (4.12)$$

4.3.2 Montage expérimental de téléportation

Le dispositif expérimental utilisé pour l'expérience de téléportation est représenté en Fig. 4.9. La source de paires de photons intriqués utilisée est celle décrite en Annexe E, et présentée en section 4.1.2. Elle permet de générer l'état intriqué en polarisation suivant :

$$|\psi\rangle_{23} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|HH\rangle_{23} + e^{i\varphi}|VV\rangle_{23}), \quad (4.13)$$

2. Ces travaux font l'objet d'une soumission auprès d'une revue internationale avec comité de lecture [Kaiser *et al.*, 2014a].

4.3. Expérience préliminaire de téléportation

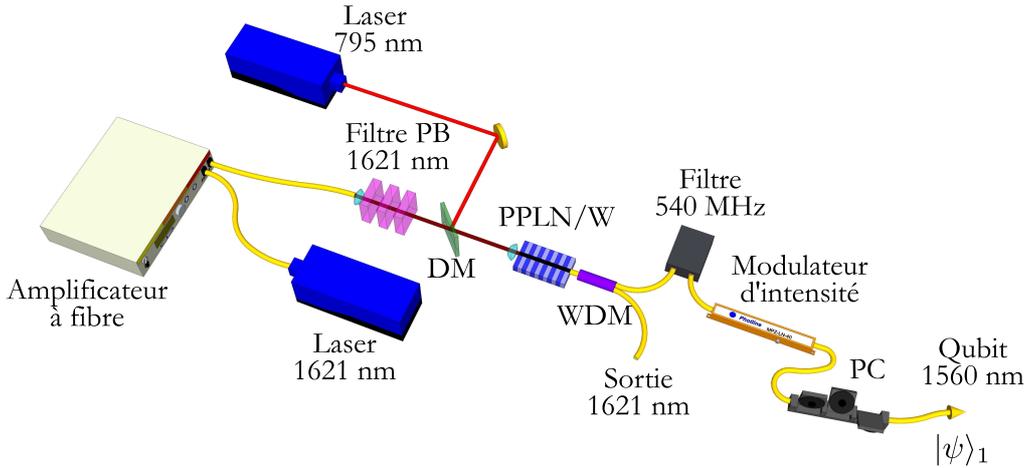


FIGURE 4.8 : Dispositif expérimental de la source de qubits. Les photons provenant du laser à 795 nm sont convertis par génération de différence de fréquence en photons à 1560 nm. Les impulsions photoniques sont formées par un modulateur d'intensité permettant d'ajuster le nombre moyen de photons par impulsions. Puis un contrôleur de polarisation (PC) est utilisé pour coder un qubit en polarisation $|\psi\rangle_1$.

où φ est une phase ajustable. Les deux photons d'une paires sont ensuite séparés par un coupleur 50/50 (BS1). Un des photons de la paire (2) est envoyé à travers une fibre de 2 km de long vers un dispositif de mesure de Bell (BSM), vers lequel est également envoyé le photon (1) issu de la source de qubit. La mesure de Bell est effectuée à l'aide d'un coupleur 50/50 (BS2), suivi de deux photodiodes à avalanches InGaAs (SPD1 et SPD2). Comme nous l'avons vu dans la section 4.1.1, une détection en coïncidences des photons 1 et 2 projette les qubits 1 et 2 sur l'état fermionique $|\Psi^-\rangle_{12}$, et projette donc, d'après l'équation (4.3), le qubit 3 sur l'état :

$$|\psi\rangle_3 = -\beta|H\rangle_3 + \alpha|V\rangle_3. \quad (4.14)$$

Dans cette expérience, nous nous focaliserons sur cet événement en particulier.

Lorsque le résultat de la mesure de Bell annonce une coïncidence, un contrôleur de polarisation (PC2) est utilisé afin d'effectuer l'opération unitaire adéquate sur le qubit 3, *i.e.* une rotation de la polarisation de 90° , de manière à retrouver l'état :

$$|\psi\rangle_3 = |\psi\rangle_1 = \alpha|H\rangle_3 + \beta|V\rangle_3. \quad (4.15)$$

L'état du qubit 3 est ensuite analysé à l'aide d'un séparateur de polarisation à fibre optique (f-PBS) et un nouveau détecteur de photons uniques (SPD3).

Par ailleurs, dans un scénario idéal de téléportation d'états, la source de qubits uniques et la source d'intrication doivent être utilisées de manière indépendante. Les photons impliqués dans cette expérience présentent des temps de cohérence bien plus grands que la gigue temporelle des détecteurs, *i.e.* l'incertitude sur l'instant moyen de détection (jitter), ce qui rend ce scénario possible [Halder *et al.*, 2008]. Cependant, pour des raisons techniques, le contrôleur du modulateur d'intensité de la source de qubits uniques ne peut pas fonctionner à plus de 10^6 impulsions par secondes. Sachant qu'il est utilisé pour générer des impulsions contenant en moyenne

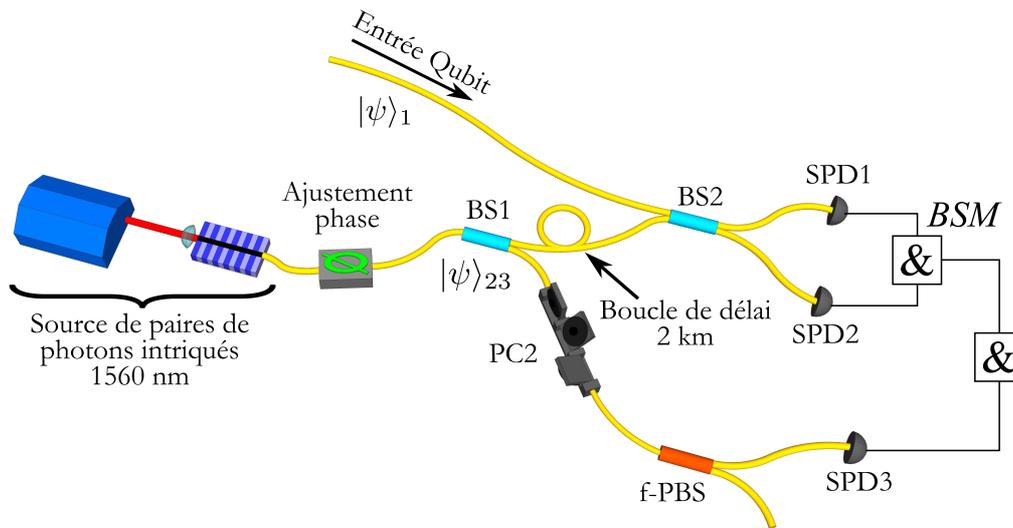


FIGURE 4.9 : Schéma du dispositif expérimental. Des photons intriqués (2 et 3) sont générés puis séparés par un coupleur 50/50 (BS1). Les photons 2 sont envoyés sur un coupleur 50/50 (BS2) où ils interfèrent avec les photons 1 issus de la source de qubits simulés. Une mesure de Bell (BSM) est effectuée en utilisant les détecteurs SPD1 et SPD2. Le qubit 3 téléporté est analysé à l'aide d'un séparateur de polarisation à fibre optique (f-PBS) et un détecteur de photons uniques (SPD3).

entre 0,01-0,1 photon, le taux de photons par seconde est de l'ordre de $10^4 - 10^5$. Par ailleurs, le taux de paires de photons générées par la source d'intrication est de l'ordre de $1,3 \times 10^6$ par temps de cohérence (15 ns). Ainsi, si les deux sources sont utilisées de manière indépendante, la probabilité d'avoir deux photons qui arrivent simultanément sur le dispositif de mesure de Bell est relativement faible.

Afin d'augmenter cette probabilité, la procédure expérimentale a été modifiée, en inversant l'ordre des mesures du schéma de téléportation. Plus précisément, comme l'ordre des mesures dans ce type d'expérience n'a pas d'importance, du moins pour les tests fondamentaux [Kaiser *et al.*, 2012a, Ma *et al.*, 2012], le qubit 3 est mesuré avant d'effectuer la mesure de Bell. Cela annonce la présence du qubit 2 qui se trouve alors dans la boucle de délai de 2 km, ce qui permet de déclencher la génération du qubit 1. De plus, les délais sont ajustés de manière à ce que les qubit 1 et 2 arrivent simultanément au niveau du dispositif de mesure de Bell. Cette inversion dans l'ordre des mesures permet d'augmenter considérablement la probabilité de succès de la mesure de Bell.

4.3.3 Résultats

Caractérisation du dispositif expérimental

Avant d'effectuer un test de téléportation, la qualité du dispositif expérimental est d'abord testée. En effet, étant donné que les deux sources impliquées dans l'expérience ne présentent pas une statistique d'émission de photons déterministe, la probabilité d'avoir des contributions photoniques multiples n'est pas négligeable. Ces contributions peuvent fortement réduire la fidélité du protocole de téléportation, et donc la qualité de l'expérience.

4.3. Expérience préliminaire de téléportation

Afin de caractériser la qualité du dispositif expérimental, l'approche suivante est utilisée :

- Le qubit 1 est préparé dans l'état $|\psi\rangle_1 = \sin\theta|H\rangle_1 + \cos\theta|V\rangle_1$, avec θ l'angle de rotation de la polarisation, ajusté à l'aide du contrôleur de polarisation.
- Seule la composante $|H\rangle_3$ du qubit 3 est mesurée.
- Le taux de triples coïncidences entre les détecteurs SPD1, SPD2 et SPD3 est mesuré en fonction de l'angle θ .

Nous nous attendons ainsi à une dépendance sinusoïdale du taux de triples coïncidences en fonction de θ . Pour cette mesure, la probabilité de génération de qubits uniques par impulsion est fixée à 0,03 et celle de génération de paires de photons par fenêtre de 15 ns est fixée à 0,02 (en sortie du guide d'onde PPLN). Le résultat de la mesure est porté en Fig. 4.10.

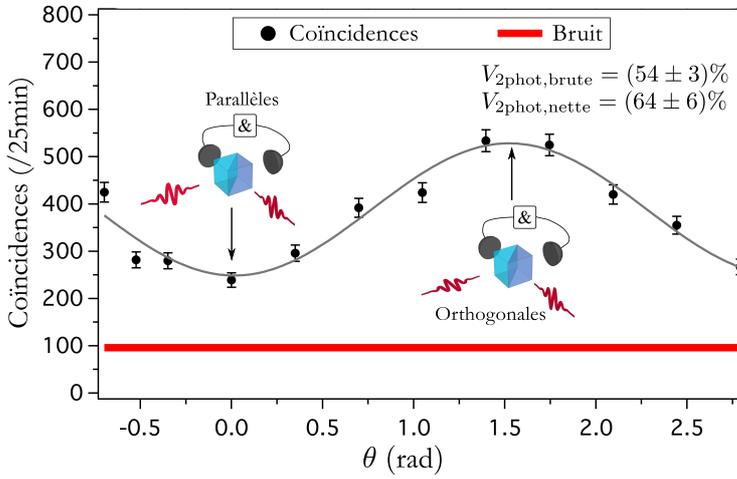


FIGURE 4.10 : Taux de triples coïncidences en fonction de θ . La courbe est tracée pour des probabilités de génération de qubits uniques et de qubits intriqués fixées respectivement à 0,03 et 0,02. Les visibilités brutes et nettes sont respectivement égales à $(54 \pm 3)\%$ et $(64 \pm 6)\%$. Les barres d'erreur correspondent à la statistique poissonnienne de détection.

Comme attendu, nous pouvons observer une dépendance sinusoïdale du taux de triples coïncidences avec θ , dont la visibilité traduit la qualité du montage. Lorsque $\theta = 0$, le taux de triples coïncidences est minimum étant donné que $|\psi\rangle_1 = |V\rangle_1$ et que $|\psi\rangle_2 = |V\rangle_2$. En effet, le qubit 3 est mesuré dans l'état $|H\rangle_3$, après la rotation de 90° effectuée par le PC2, ce qui projette le qubit 2 sur l'état $|V\rangle_2$. Les qubits 1 et 2 arrivant sur le dispositif de mesure de Bell ont donc des polarisations identiques et l'on observe une interférence à deux photons sur la lame séparatrice, d'où le creux dans le taux de coïncidences. En revanche, $\theta = \pi/2$ correspond à $|\psi\rangle_1 = |H\rangle_1$; les qubits 1 et 2 ont des polarisations orthogonales. On observe alors un taux de coïncidences maximal. Il s'agit donc d'une expérience de type interférences à deux photons, pour laquelle la visibilité est définie par [Martin *et al.*, 2012] :

$$V_{2\text{phot}} = \frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max}}, \quad (4.16)$$

où C_{\max} et C_{\min} correspondent respectivement au taux maximum et minimum de triples coïncidences. Nous pouvons mesurer pour la courbe de la Fig. 4.10 une visibilité brute de $(54 \pm 3)\%$ et, en retranchant le taux de coups sombres des détecteurs, la visibilité nette vaut $(64 \pm 6)\%$.

Afin de caractériser la qualité du montage de manière plus générale, cette mesure est répétée pour différents paramètres des sources. La probabilité de génération de qubits uniques par impulsion est ajustée entre 0.0025 et 0.1, et celle de génération de paires de photons entre 0,01 et 0,03. En Fig. 4.11 est représentée un exemple de résultat obtenu, pour une probabilité de génération de paires de photons valant 0,01. Dans cette configuration, la visibilité brute obtenue en fonction de la probabilité de générer un seul photon par impulsion de la source de qubits uniques atteint 55%, et la nette, corrigée par le bruit des détecteurs, atteint 75%.

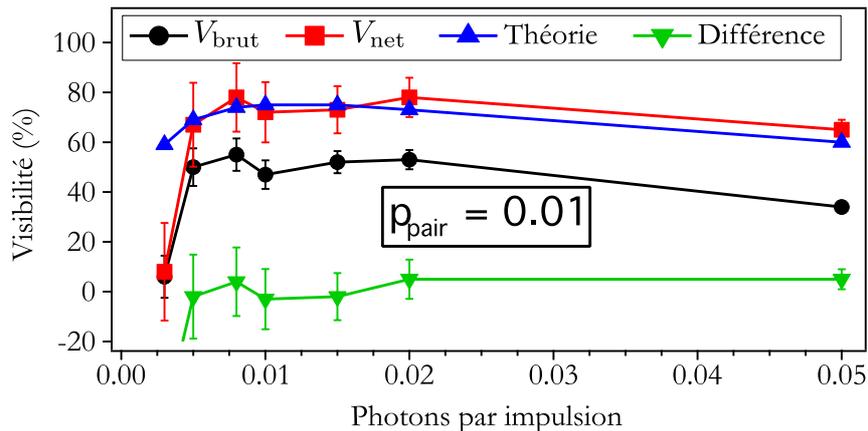


FIGURE 4.11 : Visibilité obtenue en fonction de la probabilité d’avoir un photon unique par impulsion, généré par la source de qubits uniques. Une visibilité brute (nette) de 55% (75%) est atteignable, pour une probabilité de génération de paires de photons intriqués par temps de cohérence valant 0,01. La visibilité théorique est tracée, ainsi que l’écart entre cette visibilité et la visibilité nette. Les lignes sont des guides pour les yeux.

Outre les imperfections des deux sources employées, la réduction de la visibilité peut s’expliquer par deux limitations majeures. Tout d’abord, le recouvrement temporel des photons uniques et des photons intriqués n’est que de 90%, comme le montre la Fig. 4.12, ce qui est dû au modulateur d’intensité.

De plus, les photons intriqués subissent des pertes de l’ordre de 10 dB, avant d’être séparés de manière non-déterministe par BS1 (voir Fig. 4.9), ce qui réduit la visibilité. En tenant compte de ces imperfections expérimentales, la courbe théorique

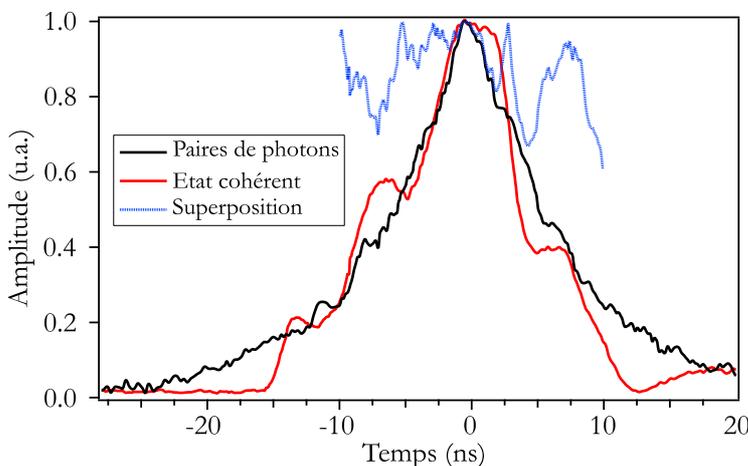


FIGURE 4.12 : Enveloppes temporelles des photons impliqués dans le protocole. La courbe en noir représente l’enveloppe temporelle des photons issus de la source d’intrication alors que celle en rouge représente ceux générés par la source de qubits simulés. Le recouvrement des deux enveloppes est tracé en bleu et vaut $\sim 90\%$ dans la région d’intérêt (± 4 ns).

4.3. Expérience préliminaire de téléportation

tracée en Fig. 4.11 montre un accord entre les visibilités théorique et nette. Les détails concernant le modèle théorique utilisé sont donnés en Ref. [Kaiser *et al.*, 2014a], et tiennent notamment compte des contributions d'émission multiples des deux sources employées.

Pour la suite de l'expérience, les probabilités de génération de qubits uniques et de qubits intriqués sont toutes deux fixées à 0,02. Pour ces paramètres, la visibilité nette maximum est d'environ 65% et correspond à un bon compromis entre le taux de triples coïncidences et la visibilité maximale atteignable.

Les mesures présentées dans cette section ont été réalisées dans la base naturelle $\{H; V\}$, insensible à la phase. Elles ne représentent donc pas une preuve de téléportation, mais un test de la qualité du montage. Afin de prouver une téléportation d'états, une mesure dans la base conjuguée, c'est à dire sensible à la phase, est discutée dans la section suivante.

Résultats de la téléportation

Afin de démontrer la téléportation d'états en utilisant la base conjuguée, sensible à la phase, il y a plusieurs possibilités. L'une d'entre-elles consiste à effectuer une tomographie de l'état quantique [James *et al.*, 2001], en préparant le qubit à téléporter dans différents états et le comparant avec les états du qubit téléporté. Cependant, cette procédure requière de longs temps de mesure pour des qubits en polarisation. Une autre solution consiste à effectuer la même mesure que celle présentée dans la section précédente, en Fig. 4.10, mais dans la base conjuguée, *i.e.* dans la base diagonale, avec $|\psi\rangle_3 = |D\rangle_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_3 + |V\rangle_3)$. Mais le dispositif expérimental utilisé étant entièrement fibré, il est difficile de connaître la relation de phase entre $|H\rangle_3$ et $|V\rangle_3$, ce qui complique la mesure. Ainsi, nous employons ici une troisième méthode qui consiste à montrer l'influence de la phase de l'état intriqué sur le taux de triples coïncidences, dans la base conjuguée [Kaiser *et al.*, 2013]. Pour cela, le qubit 1 est préparé dans l'état diagonal, *i.e.* $|\psi\rangle_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_1 + |V\rangle_1)$, et le qubit 3 est mesuré dans la base diagonale. Cela permet d'exploiter la base conjuguée nécessaire au test des inégalités de Bell (voir section 1.1.4). La phase φ de l'état intriqué de l'équation 4.13 est alors scannée, et une dépendance sinusoïdale du taux de triples coïncidences en fonction de φ est attendue (voir [Kaiser *et al.*, 2014a] pour plus de détails). Le visibilité des franges est alors définie par :

$$V = \frac{C_{\max} - C_{\min}}{C_{\max} + C_{\min}}, \quad (4.17)$$

et correspond à celle utilisée dans les mesures d'intrication [Marcikic *et al.*, 2003]. Le résultat de cette mesure est porté en Fig. 4.13 et montre une frange de visibilités brute et nette respectivement égales à $(29 \pm 5)\%$ et $(47 \pm 7)\%$, en accord avec les caractérisations effectuées dans la section précédente.

Il faut noter que la visibilité brute est celle qui importe pour des vraies applications de relais quantiques, et non la nette. Afin de l'améliorer, il est possible d'utiliser des détecteurs de photons uniques moins bruités que les APDs InGaAs, tels que les détecteurs supraconducteurs [Hadfield, 2009].

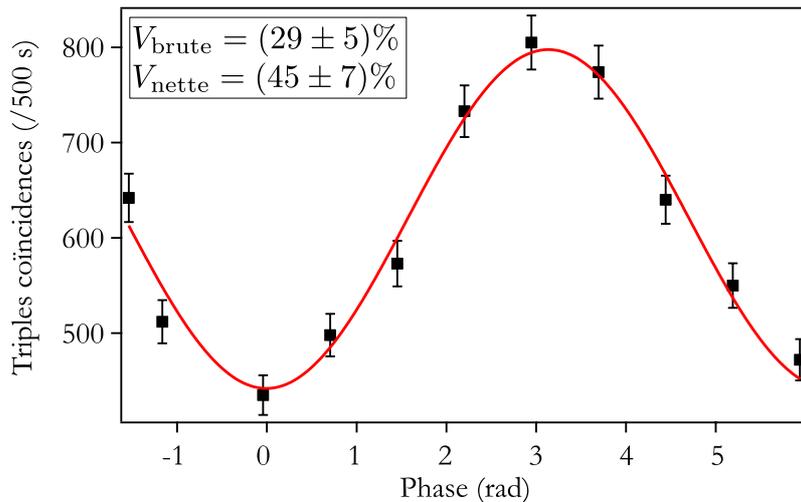


FIGURE 4.13 : Résultats de l'expérience de téléportation. Le taux de triples coïncidences est tracé en fonction de la phase de l'état intriqué et les points expérimentaux s'alignent sur une courbe sinusoïdale, dont la visibilité nette vaut $(45 \pm 7)\%$.

Par ailleurs, la visibilité des franges est reliée à la fidélité du protocole de téléportation par la relation [Marcikic *et al.*, 2003] :

$$\mathcal{F} = \frac{1 + V}{2}, \quad (4.18)$$

ce qui correspond à une fidélité brute et nette respectivement égales à 0,65 et 0,74 dans cette expérience.

Nous pouvons noter que ces valeurs de fidélités demeurent inférieures au seuil de fidélité de $5/6$ correspondant au clonage quantique [Scarani *et al.*, 2005]. En d'autres termes, l'utilisation d'une cloneuse performante permettrait de remplacer ce dispositif de téléportation, ce qui représenterait une faille de sécurité majeure pour les protocoles d'échange d'information sécurisé. Cependant, cette visibilité limitée est essentiellement due aux raisons techniques discutées précédemment, et peuvent être surmontées avec les technologies actuelles. Par exemple, l'utilisation d'un contrôleur plus rapide pour le modulateur d'intensité permettrait d'améliorer le recouvrement temporel des qubits uniques et intriqués. La séparation déterministe des photons intriqués d'une paire [Halder *et al.*, 2008, Kaiser *et al.*, 2012b], ainsi que la réduction des pertes du dispositif expérimental, permettraient également d'augmenter la visibilité. Enfin, l'utilisation d'une source de photons uniques annoncés offrirait une statistique d'émission sub-poissonienne (voir section 4.2), améliorant considérablement la qualité de cette expérience. Celle-ci peut être basée sur de l'optique non-linéaire [Fasel *et al.*, 2004, Alibart *et al.*, 2005, Pomarico *et al.*, 2012, Krapick *et al.*, 2013], ou sur des ensembles atomiques utilisant le protocole DLCZ [Matsukevich *et al.*, 2006, Laurat *et al.*, 2006, Chen *et al.*, 2006, Albrecht *et al.*, 2014], comme celui décrit dans ce manuscrit.

L'ensemble de ces améliorations permettra d'augmenter la fidélité du protocole de téléportation, et ainsi de rendre possible son utilisation pour des scénarios de relais quantiques hybrides synchronisés.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté une des perspectives d'utilisation de la mémoire, basée sur un ensemble d'atomes froids, et décrite dans ce manuscrit. Cette perspective consiste à utiliser la mémoire comme une source de photons uniques annoncés au sein d'un relais, pour des applications de communication quantique sur longues distances.

Afin de la rendre compatible avec les protocoles de communication aux longueurs d'onde des télécommunications, une interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée a été construite. Son rôle est de convertir les photons à 795 nm issus de la mémoire en photons à la longueur d'onde télécom de 1560 nm. Sa caractérisation en régime classique a montré une efficacité totale de conversion de l'ordre de 25%, et un bruit réduit à 10^{-6} cps/ns.

Elle a ensuite été utilisée au sein d'une expérience préliminaire de téléportation d'états impliquant une source de paires de photons intriqués à 1560 nm, de largeur spectrale adaptée à celle des photons issus par exemple d'ensembles atomiques, ainsi qu'une source de qubit "simulés" par un laser atténué. Ainsi, la téléportation de qubits codés en polarisation a été réalisée avec une visibilité brute de l'ordre de 45%.

Perspectives à moyen terme

La combinaison des deux technologies complémentaires que sont l'optique non-linéaire intégrée et les ensembles d'atomes froids permettra de réaliser une source hybride de qubits télécoms annoncés. Pour cela, les améliorations proposées en section 3.5 sont nécessaires afin de réaliser une source de qubits annoncés de haute qualité. Celle-ci pourra alors remplacer la source de qubits simulés décrite dans ce chapitre, et ainsi améliorer considérablement la fidélité du dispositif de téléportation d'états réalisé. Ces perspectives à moyen terme ouvrent la voie du mariage pertinent de technologies différentes et complémentaires pour l'établissement de réseaux quantiques sur longues distances.

Conclusion générale

Résumé des travaux de thèse

La génération, la distribution, la manipulation et le stockage de qubits codés sur de la lumière ou de la matière représente actuellement un enjeu majeur pour l'établissement de réseaux quantiques de communication. C'est dans ce contexte que les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont débuté. L'objectif était de développer intégralement une expérience de stockage quantique basée sur l'implémentation du protocole DLCZ dans un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb .

Dans un premier temps, un dispositif expérimental de double piège magnéto-optique a donc été construit dans le but de préparer un nuage d'atomes froids de ^{87}Rb en vue du stockage quantique. Le premier nuage, formé au sein du premier piège, joue le rôle de "réservoir d'atomes froids" pour le second nuage, dont l'accès optique est excellent, et qui constitue le support de notre mémoire quantique. Le long temps de vie du second piège ($\tau \sim 10 - 20$ s) nous assure un ultra-vide poussé dans la chambre de travail ($p \sim 10^{-9}$ mbar), constituant un très bon environnement pour le nuage d'atomes, et donc pour la mémoire quantique. Une fois ce dispositif mis en place, son automatisation à l'aide d'un programme informatique, ainsi que sa caractérisation complète ont été nécessaires. Les nombreux paramètres de l'expérience sont maintenant optimisés de manière à maximiser le nombre d'atomes piégés et à minimiser les temps de chargement des pièges. De plus, l'expérience est dotée de plusieurs dispositifs de mesure et d'imagerie du nuage permettant notamment d'en mesurer la température et l'épaisseur optique. Nous disposons ainsi d'un nuage présentant une épaisseur optique à résonance de l'ordre de 5, et dont les atomes sont refroidis à une dizaine de μK .

Le travail a ensuite consisté à mettre en place une expérience de stockage quantique au sein de l'ensemble atomique et basée sur le protocole DLCZ. De nouveaux programmes informatiques sont utilisés pour la gestion des séquences de stockage ainsi que pour l'acquisition des données. Les premiers résultats obtenus montrent une violation forte de l'inégalité de Cauchy-Schwarz, avec une fonction de corrélation croisée égale à $28,5 \pm 2,5$, ce qui prouve l'existence de corrélations non-classiques entre les photons Anti-Stokes et Stokes, liées au phénomène d'interférence collective

Conclusion générale

au sein de l'ensemble atomique. L'efficacité de lecture est quant à elle de l'ordre de 4% en régime d'excitation faible, pour un temps de cohérence de l'onde de spin de (800 ± 20) ns.

Enfin, l'une des perspectives d'utilisation de la mémoire comme source de photons uniques annoncés est discutée. Afin de l'intégrer au sein d'un relais quantique hybride de communication, une interface quantique basée sur de l'optique non-linéaire intégrée a été construite dans le but de convertir les photons à 795 nm issus de la mémoire en photons à la longueur d'onde télécom de 1560 nm. Cette interface a été caractérisée en régime classique, puis utilisée dans une expérience de téléportation d'états impliquant une source de paires de photons intriqués à 1560 nm, dont la largeur spectrale est adaptée à celle des photons issus de l'ensemble atomique.

Situation en fin de thèse

Actuellement, l'une des mesures essentielles à réaliser est celle d'autocorrélation conditionnelle des photons Stokes émis par l'ensemble atomique, et ce pour de faibles probabilités d'excitation. La statistique attendue est de type sub-poissonienne, ce qui permet de se rapprocher d'une source de photons uniques idéale et utilisable dans les réseaux quantiques de communication. Pour cette mesure, il faut pouvoir augmenter davantage le taux de triple coïncidences obtenu avec le montage de type Hanbury Brown & Twiss, et il faut donc améliorer le taux de photons Stokes émis par l'ensemble atomique.

Pour ce faire, plusieurs pistes ont été discutées dans le chapitre 3. La première chose à mettre en place est le dispositif de filtrage des photons Anti-Stokes discuté en section 3.3.1. Il consiste en une cellule de rubidium dont les atomes sont pompés optiquement dans le niveau fondamental $F = 2$. Ainsi, la vapeur atomique constitue un filtre qui laisse passer les photons émis sur la transition $F = 1 \mapsto F' = 2$, mais qui absorbe ceux émis sur la transition $F = 2 \mapsto F' = 2$. Pour que ce filtre soit efficace, l'épaisseur optique de la vapeur et la qualité du pompage optique doivent être élevées afin d'obtenir une haute transmission des photons Anti-Stokes voulus, et une bonne extinction de ceux qui sont indésirables. Un dispositif de chauffage de cellule a été construit à cet effet, de manière à augmenter sa température de manière homogène et ainsi augmenter l'épaisseur optique. Il reste maintenant à mettre en place le faisceau de pompage optique et à caractériser l'extinction et la transmission du filtre réalisé.

Perspectives à moyen terme

Une fois que le protocole de stockage sera optimisé (incluant le dispositif de filtrage), et que la mesure d'autocorrélation conditionnelle des photons Stokes sera réalisée, il conviendra de remplacer la source de photons uniques "simulés" décrite dans le chapitre 4, par la source de photons uniques basée sur l'ensemble atomique. Les photons Stokes à 795 nm seront ainsi convertis à 1560 nm par l'interface quantique, puis ils seront utilisés pour l'expérience de téléportation décrite en section 4.3. La téléportation de qubits portés par les photons Stokes à 795 nm pourra être effectuée, réalisant ainsi un relais quantique hybride.

Annexe A

Description du système à vide

Dans cette annexe, nous décrivons en détails le système à vide utilisé pour mettre au point le dispositif expérimental de double MOT. Les deux chambres à vide, l'étage de pompage différentiel ainsi que la source atomique sont présentés. La procédure d'étuvage et les pressions obtenues sont également discutées.

A.1 Chambres à vide et pompage différentiel

Le système à vide se divise en trois parties : la chambre de préparation, le tube de pompage différentiel et enfin la chambre de travail.

- La chambre de préparation est faite d'un acier inoxydable (série 316LN) et son volume est d'environ 1 l. Elle est composée de 10 ports (CF 40) dont 7 sont connectés à des hublots pour permettre l'acheminement des faisceaux laser, ainsi que la mise en place de systèmes de détection optique. Sur un huitième port sont installées quatre traversées de courant utilisées pour la source atomique de rubidium. Enfin, les deux ports verticaux sont reliés à des extensions : le port du haut est connecté à une pompe ionique de 8 l/s (Varian, contrôleur Microvac), à une vanne, à un hublot pour le passage du faisceau pousseur, ainsi qu'à une jauge de pression (Ionivac ITR90, Leybold Vacuum) ; le port du bas est quant à lui connecté au tube de pompage différentiel.
- Le tube de pompage différentiel permet de connecter les deux chambres à vide, tout en maintenant un différentiel de pression (typiquement de deux ordres de grandeur). Il s'agit d'un tube cylindrique de 50 mm de long et de 5 mm de diamètre. Une vanne est également installée en série de ce tube et permet de séparer éventuellement les deux chambres.
- La chambre de travail est une cellule en verre personnalisée (Hellma). Sa forme est rectangulaire (25 mm x 25 mm x 65 mm) et aucun traitement anti-reflets n'a été déposé sur les parois. Elle est reliée, à l'aide d'une extension, au tube de pompage différentiel ainsi qu'à une pompe NEG (Non-Evaporative-Getter) de 1000 l/s, construite avec du matériel NEG de chez SAES. Cette pompe est passive et ne requiert donc aucun contrôleur. Étant donné que les pompes

Annexe A. Description du système à vide

NEG ne peuvent pas pomper les gaz rares, une pompe ionique Starcell de 20 l/s (Varian, contrôleur Minivac), est utilisée en série.

Une vue d'ensemble du dispositif est schématisée sur la Fig. A.1.

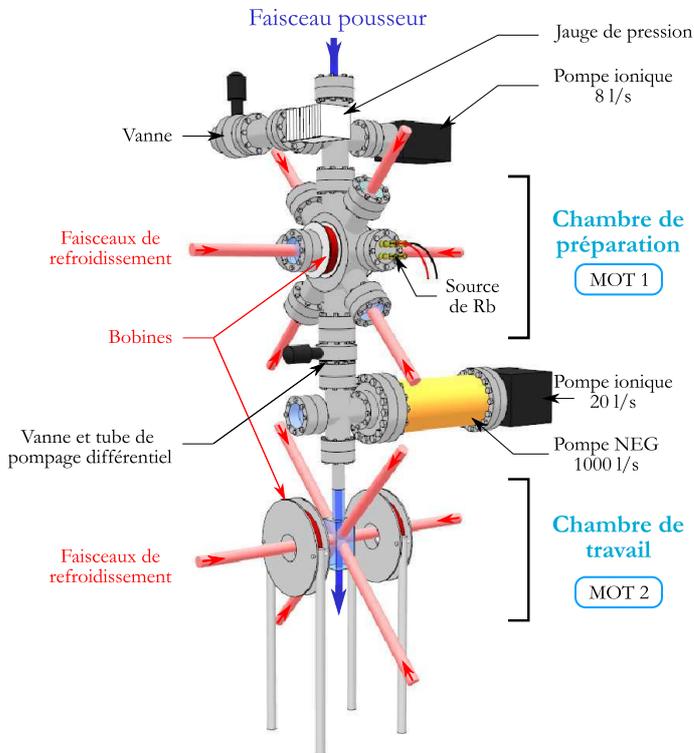


FIGURE A.1 : Représentation schématique du dispositif. Les deux chambres à vide sont séparées par un tube de pompage différentiel et chacune est reliée à son propre système de pompage assurant un ultra-vide poussé. Les faisceaux de refroidissement et les bobines constituent les MOT1 et MOT2, reliés entre-eux par un faisceau pousseur. Une jauge de pression, des vannes ainsi qu'une source de rubidium font également partie du dispositif.

A.2 Mise sous vide et étuvage

Une fois le système à vide monté avec les différents éléments, l'enceinte est fermée pour commencer la procédure de mise sous vide. Celle-ci comprend plusieurs étapes qui permettent d'atteindre un ultra-vide poussé dans le système.

- Tout d'abord, la combinaison d'une pompe à palette puis d'une pompe turbomoléculaire permet de créer un vide primaire puis secondaire dans l'enceinte. Les pompes sont connectées à la vanne au niveau de la chambre de préparation et, à ce stade, les pompes ioniques ne sont pas encore en fonctionnement. Ainsi, une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar est atteinte, ce qui correspond à un libre parcours moyen des molécules du gaz résiduel plus grand que la taille du système à vide ; le régime *moléculaire* est atteint.
- Vient ensuite la procédure d'étuvage, afin de dégazer l'ensemble du système à vide. En effet, les différents composants ainsi que les parois de l'enceinte contiennent des molécules sur leur surface qui peuvent limiter la qualité du vide. Il convient donc de chauffer l'ensemble du système tout en continuant à pomper, afin de "décoller" ces molécules. Pour cela, plusieurs rubans et résistances chauffants sont placés autour du système à vide, en prenant soin de ne pas dépasser les températures limites propres à chaque composant. Les

vannes, la jauge ainsi que la cellule en verre ne sont pas étuvées à plus de 130°C. Les pompes ioniques, la pompe NEG ainsi que les parties de la chambre en acier sont en revanche étuvées à 300°C.

- Durant l'étuvage, les sources atomiques doivent être dégazés et la couche protectrice doit être enlevée (voir section A.4). Pour cela, un courant de 3 A pendant 5 minutes est appliqué aux deux sources.
- Après plusieurs heures d'étuvage, les différents éléments du système sont progressivement refroidis jusqu'à température ambiante ; la pompe turbo-moléculaire est alors arrêtée et les pompes ioniques sont mises en route.

Depuis cette mise sous vide effectuée au début de ces travaux de thèse, la pression dans la chambre de préparation est d'environ $P_1 \sim 2 \times 10^{-7}$ mbar.

A.3 Pompage différentiel

Aucune jauge de pression n'est installée dans la seconde chambre. Cependant, il est possible d'estimer la pression qui y règne de plusieurs façons. La première consiste à calculer la conductance du tube de pompage différentiel, et d'en déduire une estimation de la pression dans la seconde chambre, connaissant celle dans la première. En régime moléculaire, cette conductance est donnée par $U = Q/(P_1 - P_2)$ [Steckelmacher, 1966], avec Q le flux du gaz résiduel, et P_1, P_2 les pressions de part et d'autre du tube. Pour un tube cylindrique de rayon r et de longueur L , avec $r \ll L$, cette conductance (en l/s) s'écrit :

$$U = \frac{8}{3} \pi \frac{r^3}{L} \sqrt{\frac{k_B T}{2\pi m}}. \quad (\text{A.1})$$

Si l'on calcule la valeur de U correspondant à notre tube, pour du CO par exemple, on obtient $U \simeq 0.4$ l/s à température ambiante. De plus, on peut considérer qu'en régime stationnaire, le flux de gaz est identique au flux à travers le système de pompe de la seconde chambre [Schaff, 2011], *i.e.* $Q = S_2 P_2$, avec S_2 la vitesse de pompage de la plus performante des pompes du système en série (pompe NEG), ce qui donne :

$$\frac{S_2}{U} = \frac{P_1 - P_2}{P_2} \simeq \frac{P_1}{P_2}. \quad (\text{A.2})$$

La vitesse de pompage de la pompe NEG est d'environ 1000 l/s (sans prendre en compte l'usure due au temps), soit $P_1/P_2 \simeq 250$. Ceci n'est bien sûr qu'une estimation, et les approximations effectuées sont nombreuses (les molécules du gaz résiduel sont diverses, les pertes de charge du système sont négligées, l'usure de la pompe NEG est négligée pour S_2 *etc.*). Mais cette estimation nous montre que nous pouvons atteindre environ deux ordres de grandeur de différence entre les pressions régnant dans les deux chambres grâce à ce pompage différentiel, soit $P_2 \sim 10^{-9}$ mbar. Dans la partie 2.4.3, nous présentons une autre méthode qui consiste à mesurer le temps de vie du piège dans la seconde chambre, et les valeurs mesurées (de plusieurs dizaines de secondes) sont en accord avec une pression de l'ordre de $P_2 \sim 10^{-9}$ mbar.

A.4 Source atomique

Le premier piège est chargé à partir d'une vapeur de rubidium créée dans la chambre de préparation par un getter (Alvatec, AS-Rb-25-S). Il s'agit d'un dispositif adapté à l'ultra-vide et constitué d'un tube en acier inoxydable ainsi que d'une fine fente. Ce tube est d'abord rempli, sous atmosphère d'argon pur, d'un alliage composé en partie de rubidium, puis est scellé par un cachetage d'indium. Lors de la première utilisation, une procédure particulière visant à faire fondre cette couche protectrice d'indium doit être suivie (voir section précédente). Puis, lorsqu'il est traversé par un courant, le getter chauffe et, une fois son seuil atteint, une réaction se produit dans l'alliage et libère de la vapeur de rubidium pur à travers la fente. Les valeurs typiques de courant permettant de libérer le rubidium sont comprises entre 4 et 7 A, ce qui correspond à une température comprise entre 400 et 500°C. Cette valeur est ajustable en fonction du flux de rubidium souhaité. Les getters que nous utilisons sont présentés sur la Fig. A.2.

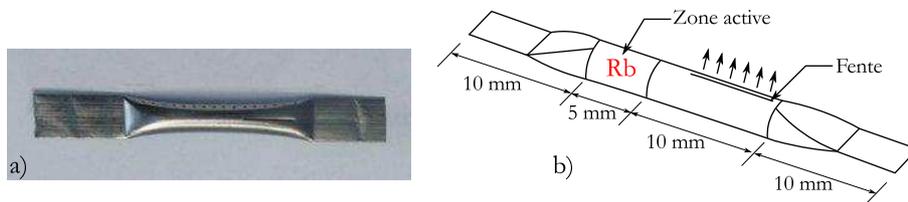


FIGURE A.2 : a) Photographie du getter et b) représentation schématique. Les extrémités permettent de le fixer à des connexions électriques. La zone active qui contient un alliage composé de rubidium fait 5 mm de long et la vapeur de rubidium est libérée à travers la fente.

Ils font 35 mm de long et la région active, qui contient 25 mg de rubidium (85 et 87), fait 5 mm de long. Deux getters sont placés à l'intérieur de la chambre de préparation, à environ 6 cm du centre du piège. Ils sont connectés aux 4 traversées électriques montées sur un des ports de la chambre. Chaque extrémité de getter est fixée sur une connexion électrique, ce qui permet de les faire fonctionner de manière indépendante. Concernant le courant d'utilisation, il est d'environ 5 A sur notre expérience, ce qui permet d'avoir un flux de rubidium suffisant pour charger le MOT1 rapidement, tout en ayant une durée de vie du getter suffisamment longue. À cette valeur de courant, les 25 mg de rubidium contenus dans un getter ont permis d'assurer quatre années d'utilisation quotidienne du getter, et probablement plusieurs mois encore. Le second getter quant à lui demeure inutilisé et intact.

Mise en route du getter L'évolution du nombre d'atomes piégés $N^{(1)}$ dans le MOT1 lorsque le getter est mis en route est étudié, alors que le piège est en marche (faisceaux de piégeage et gradient de champ magnétique allumés). Le courant de la source est amené au-dessus du seuil de libération du rubidium, $\sim 4-5$ A, et le MOT1 se charge. Le faisceau pousseur n'est pas allumé afin d'étudier le MOT1 de manière autonome. La Fig. A.3 montre ce chargement pour des courants $I_{\text{gett}} = 4, 8$ A et $I_{\text{gett}} = 5$ A.

À $t = 0$, le getter est mis en route et nous pouvons remarquer qu'il existe un délai d'environ 20 s avant le chargement du piège. Ce délai correspond au temps dont le

getter a besoin pour chauffer et pour que la réaction de libération du rubidium ait lieu. Puis le chargement du piège se fait avec une constante de temps de l'ordre de 100 s avant d'atteindre le régime stationnaire, où 1×10^6 et $3,5 \times 10^6$ atomes sont capturés, pour respectivement $I_{\text{gett}} = 4,8$ et 5 A. Ces mesures montrent que pour travailler avec un flux de rubidium constant, la source doit être allumée quelques minutes avant les expériences.

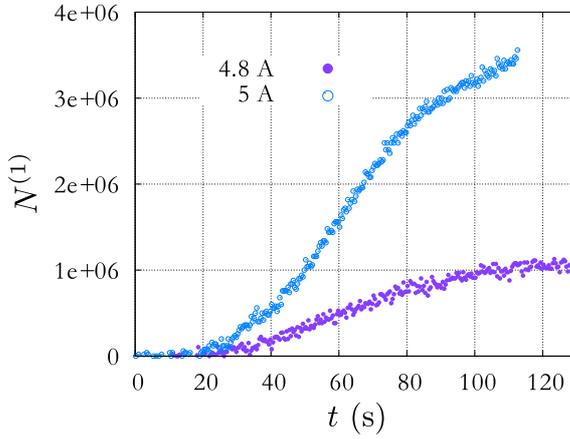


FIGURE A.3 : Mise en route du getter. L'évolution temporelle du nombre d'atomes piégés $N^{(1)}$ par le MOT1 est tracée pour des courants $I_{\text{gett}} = 4,8$ A et $I_{\text{gett}} = 5$ A. Les barres d'erreur de $N^{(1)}$ ne sont pas représentées pour des raisons de lisibilité des courbes.

Annexe B

Contrôleurs de polarisation

Le diviseur de faisceaux à fibre utilisé pour la préparation des six faisceaux du MOT2 ne maintient pas la polarisation du faisceau laser initial. En conséquence, la polarisation des faisceaux en sortie des fibres est elliptique. Afin d'obtenir les polarisations circulaires nécessaires au piégeage, plusieurs lames à retard ($\lambda/2$ et $\lambda/4$) doivent donc être employées en sortie des fibres, ce qui va à l'encontre de notre souhait de réduire l'encombrement optique autour du MOT2. Nous avons donc opté pour des contrôleurs de polarisation à fibre optique également, placés sur chaque fibre du diviseur. Ces contrôleurs sont des boucles de Lefèvre [Lefevre, 1980] (également appelées *oreilles de Mickey*), qui consistent à introduire de manière maîtrisée une biréfringence de la fibre et une rotation du plan de polarisation. Pour cela, la fibre est enroulée dans un support formant plusieurs boucles côte à côte et fixées de manière à pouvoir pivoter les unes par rapport aux autres autour du même axe (voir Fig. B.1).

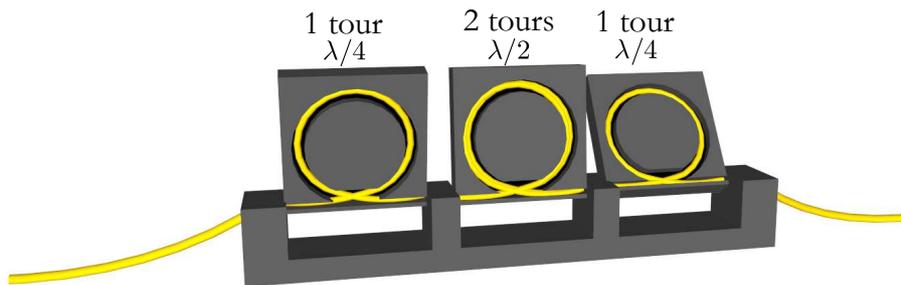


FIGURE B.1 : Boucles de Lefèvre. Trois boucles autour desquelles une fibre est enroulée sur un ou deux tours permettent d'induire un retard de phase correspondant à une lame $\lambda/2$ ou $\lambda/4$. La polarisation en sortie de la fibre s'ajuste par une rotation des boucles autour de leur axe de fixation.

En ajustant le diamètre des boucles ainsi que le nombre de tours de fibre par boucle, on peut créer une biréfringence équivalente à celle induite par des lames à retard en espace libre. Le retard de phase induit par une boucle est donné par

$$\phi = \frac{2\pi^2 a N d^2}{\lambda D}, \quad (\text{B.1})$$

Annexe B. Contrôleurs de polarisation

avec $a = 0,133$ pour une fibre en silice, N le nombre de tour de la fibre, d le diamètre de la gaine de la fibre, et D le diamètre de la boucle. Dans notre cas, $d = 125 \mu\text{m}$, et les boucles dont nous disposons ont un diamètre $D = 27 \text{ mm}$ et sont au nombre de trois par contrôleur. Sur la Fig. B.2, nous pouvons voir que le retard de phase induit par un tour de fibre est d'environ $\pi/2$ à 780 nm , ce qui correspond à une lame $\lambda/4$, et d'environ π pour deux tours, ce qui correspond à une lame $\lambda/2$.

En conclusion, afin d'obtenir des polarisations circulaires σ^\pm en sortie de chaque fibre du diviseur de faisceaux, nous utilisons des contrôleurs de polarisation constitués de trois boucles; deux avec deux tours de fibre (*i.e.* deux $\lambda/4$) et une avec un seul tour (*i.e.* une $\lambda/2$). Afin que cette polarisation soit maintenue au cours du temps, les fibres sont bien fixées sur la table optique, de manière à éviter toute perturbation de la polarisation.

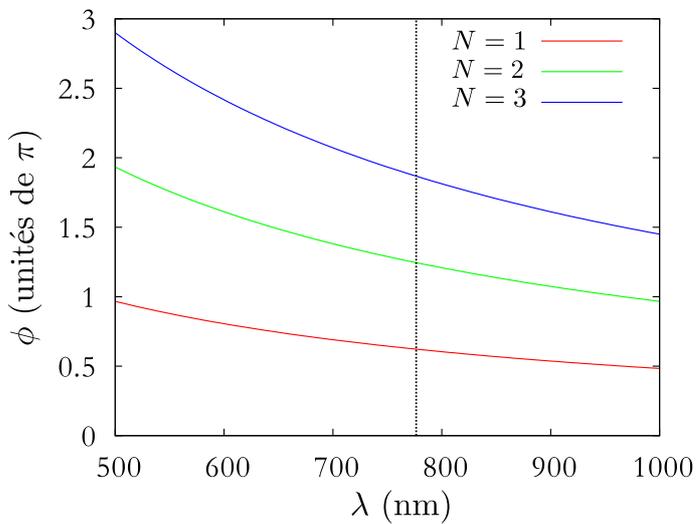


FIGURE B.2 : Retard de phase induit par une boucle de Lefèvre pour 1, 2 et 3 tours de fibre, en fonction de la longueur d'onde. À $780,2 \text{ nm}$, un et deux tours de fibre sur une boucle induisent un retard de phase environ égal à $\pi/2$ et à π respectivement, ce qui correspond à des lames $\lambda/4$ et $\lambda/2$ en espace libre.

Stabilisation laser par spectroscopie d'absorption saturée

Dans cette annexe, nous détaillons le principe d'asservissement d'un laser sur les transitions hyperfines d'une espèce atomique en utilisant la spectroscopie d'absorption saturée.

C.1 Spectroscopie d'absorption saturée - principe

Il existe plusieurs manières d'asservir un laser en fréquence, par exemple en utilisant la transmission d'une cavité Fabry-Pérot [Demtröder, 2002]. Mais lorsque une stabilité en fréquence "absolue" est nécessaire, d'autres techniques d'asservissement sont utilisées, telles que l'asservissement par différence de fréquence sur un laser de référence à une fréquence fixe connue [Schünemann *et al.*, 1999]. Une autre méthode couramment utilisée est la spectroscopie d'absorption saturée qui consiste à stabiliser la fréquence du laser sur une transition atomique. Pour cela, une partie du laser est envoyée au travers d'une cellule contenant une vapeur atomique choisie. Ce faisceau, appelé *sonde*, est scanné en fréquence et en plaçant une photodiode à la sortie de la cellule, on peut ainsi réaliser une spectroscopie de la structure atomique de l'espèce.

Par exemple, pour le rubidium 87, deux profils d'absorption larges (plusieurs centaines de MHz) sont visibles dans la région de 780,2 nm : *les profils Dopplers*. Ces deux profils correspondent aux absorptions des deux niveaux fondamentaux vers les niveaux excités : $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 1\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{3/2}, F'\rangle$ et $|5s \ ^2S_{1/2}, F = 2\rangle \mapsto |5p \ ^2P_{3/2}, F'\rangle$, séparés par 6,8 GHz. Cependant, dans la cellule, la fréquence du laser est décalée par effet Doppler, et ce différemment pour chaque atome de vitesse \mathbf{v} ($\omega_L \mapsto \omega_L - \mathbf{k}_L \cdot \mathbf{v}$). L'élargissement Doppler correspondant est donné par $\Delta\omega = \omega_A \sqrt{8k_B T \ln 2 / mc^2}$, où k_B est la constante de Boltzmann, m la masse d'un atome de ^{87}Rb et T la température. À température ambiante, $\Delta\omega \simeq 500$ MHz. Avec cette technique de spectroscopie standard, il est donc impossible de résoudre la structure hyperfine de l'état excité étant donné que les niveaux hyperfins sont séparés de typiquement 100 – 300 MHz. Pour solutionner ce problème, la méthode de spectroscopie par absorption saturée a été proposée dans les années 70 [Wieman and Hänsch, 1976].

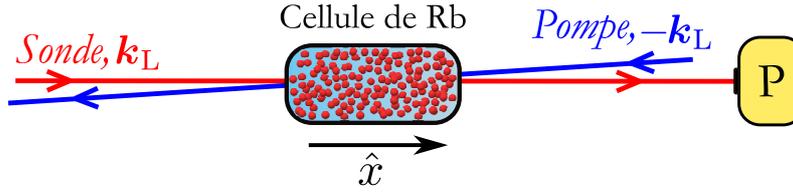


FIGURE C.1 : Spectroscopie par absorption saturée - montage. Une partie du laser à asservir (faisceau sonde) est envoyée au travers d'une cellule, de rubidium par exemple, et son absorption est visualisée à l'aide d'une photodiode (P). Un faisceau pompe intense de même fréquence est superposé de manière contra-propagante au faisceau sonde.

Le principe est d'utiliser un second faisceau, plus intense, appelé *faisceau pompe*, superposé au faisceau sonde, de même fréquence et contra-propageant, comme schématisé sur la Fig. C.1. On note $\mathbf{k}_L = k_L \hat{x}$ le vecteur d'onde de la sonde et $-\mathbf{k}_L = -k_L \hat{x}$ celui de la pompe. Ce faisceau excite un grand nombre d'atomes de la cellule et sature les transitions hyperfines. Lorsque faisceaux sonde et pompe interagissent avec des atomes ayant des vitesses différentes, ils sont tous les deux absorbés. En revanche, si les atomes ont des vitesses identiques, leurs transitions sont saturées par la pompe et ils interagissent peu avec la sonde. Ainsi, la sonde traverse la cellule en étant très peu absorbée, ce qui donne lieu à un pic de transmission dans le profil d'absorption. Ce phénomène apparaît seulement lorsque les deux faisceaux sont résonants avec les mêmes atomes. Deux cas sont possibles lorsque le laser est scanné autour de l'état excité :

- La fréquence du laser est résonante avec une transition atomique, telle que $\omega_L = \omega_A$. Comme les faisceaux sonde et pompe sont contra-propageants, ils ne peuvent interagir avec les mêmes atomes que si ces derniers ont une vitesse nulle selon l'axe de propagation, *i.e.* $v_x = 0$. Ainsi le décalage Doppler est nul, la pompe sature la transition, la sonde n'est pas absorbée et un pic de transmission apparaît. Ces pics correspondent à des *pics hyperfins*.
- La fréquence du laser est exactement à mi-chemin entre deux niveaux excités hyperfins, telle que $\omega_L = (\omega_{A1} + \omega_{A2})/2$. Le faisceau pompe peut être alors résonant avec la transition 1 par effet Doppler, excitant les atomes de vitesse \mathbf{v} , avec $\omega_{A1} = \omega_L + k_L \hat{x} \cdot \mathbf{v}$. La sonde en revanche sera résonante avec la transition 2 pour les mêmes atomes de vitesse \mathbf{v} telle que $\omega_{A2} = \omega_L - k_L \hat{x} \cdot \mathbf{v}$. Cependant ces atomes interagissent déjà avec la pompe et interagissent donc peu avec la sonde. De ce fait, un pic de transmission apparaît, mais ne correspond pas à une réelle transition hyperfine. Ces pics sont appelés *cross-over*.

La Fig. C.2 schématise ces deux situations.

Un exemple de profil Doppler comprenant ces pics est présenté sur la Fig. C.4, pour les transitions $|5s^2S_{1/2}, F=2\rangle \mapsto |5p^2P_{3/2}, F'\rangle$ du ^{87}Rb . On peut y voir trois pics correspondant aux transitions $F=2 \mapsto F'=1, 2, 3$ ainsi que les trois *cross-over* $F=2 \mapsto F'=1 \times 2, 1 \times 3, 2 \times 3$. On peut remarquer que les *cross-over* sont plus intenses que les pics hyperfins, car statistiquement la probabilité de trouver un atome à une vitesse $v_x = 0$ est plus faible que celle d'avoir une vitesse non nulle (distribution de Maxwell-Boltzmann). Dans la partie C.4, nous montrons comment un laser peut être stabilisé en utilisant un pic de transmission.

C.2. Montage avec soustraction du profil Doppler

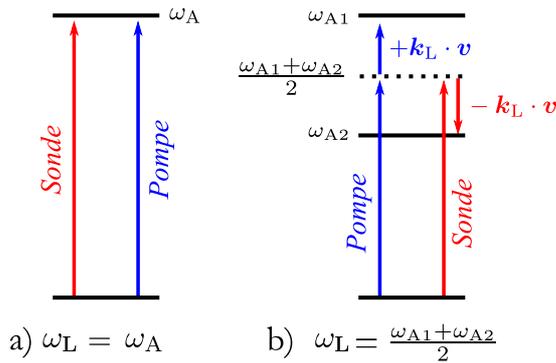


FIGURE C.2 : Spectroscopie par absorption saturée - principe. (a) Lorsque la fréquence du laser correspond à une transition atomique, $\omega_L = \omega_A$, la pompe et la sonde sont résonantes avec la même transition atomique et peuvent interagir avec les mêmes atomes de vitesse $v_x = 0$. (b) Lorsque la fréquence du laser vaut $\omega_L = (\omega_{A1} + \omega_{A2})/2$, les deux faisceaux sont résonants avec deux transitions différentes, mais pour les mêmes atomes de vitesse v . Le décalage Doppler induit est identique mais de signe opposé : $\omega_{A1,A2} = \omega_L \pm k_L \hat{x} \cdot v$.

C.2 Montage avec soustraction du profil Doppler

Il est possible de complexifier légèrement le montage de spectroscopie d'absorption saturée afin de s'affranchir du profil Doppler, ce qui permet de gagner en stabilité. En effet, au cours du temps, des fluctuations lentes d'intensité dans le montage peuvent engendrer des fluctuations du signal de spectroscopie en sortie de la photodiode. Afin de garantir un asservissement stable dans le temps, il est préférable de supprimer ces fluctuations au moyen d'un montage soustracteur. Son principe est simple : deux sondes sont employées au lieu d'une seule. Elles peuvent être créées, par exemple, en envoyant le faisceau laser sur une lame de verre épaisse. Les deux réflexions de faible intensité (4% chacune) sont envoyées au travers de la cellule atomique, puis chacune sur une photodiode, comme le montre la Fig. C.3.

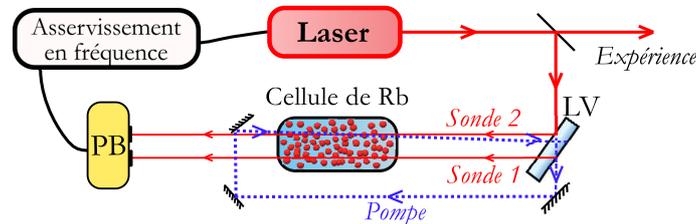


FIGURE C.3 : Spectroscopie par absorption saturée. Une partie du faisceau laser à asservir est envoyée sur une lame de verre épaisse (LV) disposée à 45° . Les réflexions sur les deux faces (4% chacune) constituent les faisceaux sonde 1 et sonde 2 et sont envoyées au travers d'une cellule de rubidium à température ambiante. Le faisceau transmis par la lame de verre donne lieu au faisceau pompe, plus intense, et superposé à la sonde 2 de manière contra-propageante, afin de réaliser la saturation. Les deux sondes sont envoyées sur une photodiode balancée (PB) qui soustrait leur deux signaux de transmission et envoie le signal d'absorption saturée résultant sur un système d'asservissement en fréquence.

La transmission de la lame de verre, plus intense, constitue le faisceau pompe, qui est superposé à une seule sonde. Par conséquent, le phénomène de saturation n'apparaît que pour cette sonde, tandis que l'autre sonde subit une absorption standard, non-saturée. La Fig. C.4 montre un exemple de deux signaux obtenus en sortie des deux photodiodes : un profil Doppler et un profil Doppler "saturé". L'utilisation d'une photodiode balancée permet de soustraire ces deux signaux et de n'obtenir que les pics d'absorption saturée en sortie. Ce montage offre donc la possibilité de s'affranchir des éventuelles variations d'intensité du laser au cours du temps, et d'obtenir un signal de spectroscopie stable dans le temps.

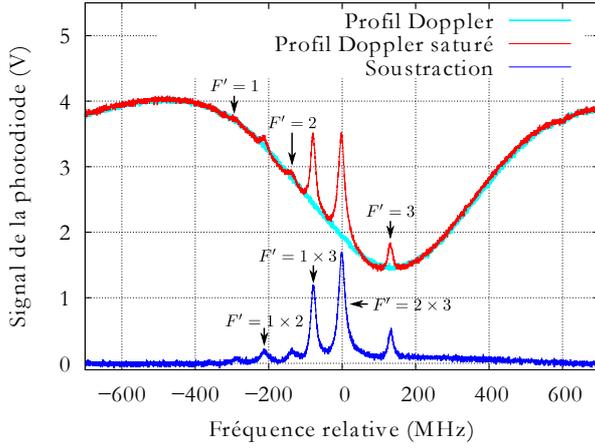


FIGURE C.4 : Signaux de spectroscopie obtenus pour la transition $|5s\ ^2S_{1/2}, F' = 2\rangle \mapsto |5p\ ^2P_{3/2}, F'\rangle$ du ^{87}Rb . La sonde 1 est absorbée par la cellule ce qui donne lieu à un profil d'absorption Doppler. Dans le profil d'absorption de la sonde 2 apparaît le phénomène de saturation dû à la pompe. Les pics de transmissions sont visibles et correspondent à des transitions hyperfines ou à des cross-over. Enfin, de la soustraction de ces deux signaux résulte le signal d'absorption en bleu, qui ne contient que les pics.

C.3 Cas d'un AOM sur le trajet de la pompe

Comme nous l'expliquons dans la partie suivante, le signal de spectroscopie doit être modulé pour effectuer l'asservissement. Pour cela, différentes techniques peuvent être employées, comme celle d'ajouter un modulateur acousto-optique (AOM) dans le montage de spectroscopie, et de moduler en fréquence l'onde RF appliquée au cristal. Ainsi, l'ordre +1 du faisceau diffracté, décalé d'une fréquence ν_{aom} , est lui aussi modulé en fréquence. Si ce modulateur est placé à la fois sur la pompe et la (ou les) sonde(s), le laser asservi est simplement décalé de la fréquence $-\nu_{\text{aom}}$ par rapport au pic d'asservissement. Si maintenant l'AOM est placé sur la pompe, le décalage en fréquence est divisé par deux. En effet, les fréquences des deux faisceaux s'écrivent :

$$\begin{cases} \omega_{\text{pompe}} = \omega_L + k_L \hat{x} \cdot \mathbf{v} + \nu_{\text{aom}} \\ \omega_{\text{sonde}} = \omega_L - k_L \hat{x} \cdot \mathbf{v}. \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Dans le signal de spectroscopie, les pics apparaissent donc aux fréquences :

- $\omega_{\text{pompe}} = \omega_{\text{sonde}} = \omega_A$ pour les pics hyperfins. On en déduit que l'apparition de ces pics correspond à une fréquence en sortie du laser $\omega_L = \omega_A - \frac{\nu_{\text{aom}}}{2}$.
- $\omega_{\text{pompe}} = \omega_{A1}$ et $\omega_{\text{sonde}} = \omega_{A2}$ pour les cross-over. L'apparition des cross-over correspond donc à une fréquence en sortie du laser $\omega_L = \frac{\omega_{A1} + \omega_{A2}}{2} - \frac{\nu_{\text{aom}}}{2}$.

En conclusion, lorsqu'un AOM de fréquence ν_{aom} est placé sur le trajet de la pompe dans un montage de spectroscopie, la fréquence en sortie du laser est décalée de $-\frac{\nu_{\text{aom}}}{2}$ par rapport aux pics du signal d'absorption.

C.4 Asservissement en fréquence

Les pics d'un signal de spectroscopie d'absorption saturée sont utilisés pour asservir un laser sur une fréquence atomique "absolue". Pour cela, le signal est envoyé dans une détection synchrone permettant d'obtenir un signal électronique proportionnel à la dérivée du signal de spectroscopie. Ce signal, appelé *signal d'erreur*, permet de rétro-agir en permanence sur le laser pour corriger ses fluctuations de fréquence.

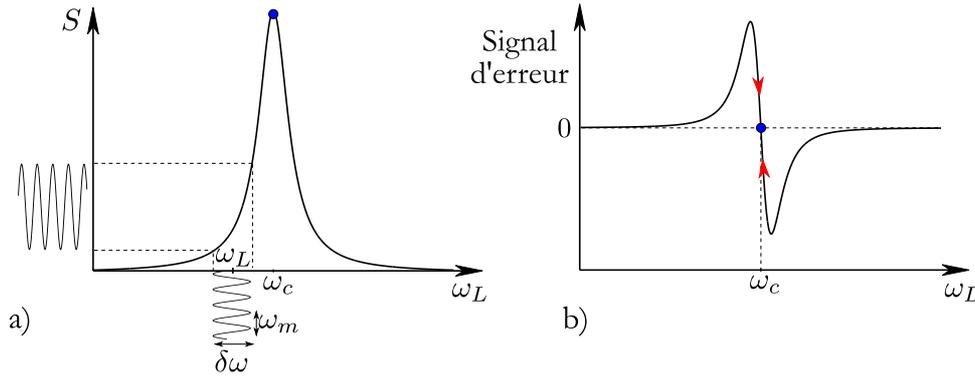


FIGURE C.5 : Signal de spectroscopie d'absorption saturée modulé et le signal d'erreur correspondant. Le pic du signal de spectroscopie est modulé à la fréquence ω_m avec une amplitude $\delta\omega$. Le signal d'erreur correspondant vaut 0 à la fréquence centrale du pic ω_c .

Le principe pour générer ce signal d'erreur est simple : il convient tout d'abord de moduler le signal de spectroscopie à une fréquence ω_m . Ceci peut être réalisé de plusieurs manières, par exemple en modulant le courant de la diode laser ou bien en modulant le signal à l'aide d'un AOM. Le signal modulé s'écrit alors :

$$S = S(\omega_L) + \left. \frac{\partial S}{\partial \omega} \right|_{\omega_L} \delta\omega \cos(\omega_m t + \phi_S), \quad (\text{C.2})$$

où ω_L est la fréquence du laser et $\delta\omega$ et ϕ_S l'amplitude et la phase de la modulation. Lorsque le signal a une pente non-nulle, la modulation en fréquence induit une modulation en amplitude, comme le schématise la Fig. C.5. Ce signal est ensuite multiplié avec un signal sinusoïdal de référence, de même fréquence ω_m , de la forme $R = A \cos(\omega_m t + \phi_R)$, où A et ϕ_R sont les amplitude et phase du signal R . Le résultat de la multiplication est :

$$S \times R = S(\omega_L) A \cos(\omega_m t + \phi_R) + \frac{1}{2} A \delta\omega \left. \frac{\partial S}{\partial \omega} \right|_{\omega_L} [\cos(2\omega_m t + \phi_S + \phi_R) + \cos(\phi_S - \phi_R)]. \quad (\text{C.3})$$

Ce signal est constitué de trois composantes fréquentielles : une composante à ω_m , une à $2\omega_m$ et une composante continue $\frac{1}{2} A \delta\omega \left. \frac{\partial S}{\partial \omega} \right|_{\omega_L} \cos(\phi_S - \phi_R)$. On applique ensuite un filtre passe-bas permettant de supprimer les deux composantes à ω_m et $2\omega_m$ pour ne conserver que la composante continue, proportionnelle à la dérivée $\left. \frac{\partial S}{\partial \omega} \right|_{\omega_L}$ du signal de spectroscopie. C'est ce signal que l'on appelle le signal d'erreur, maximal pour $\phi_S = \phi_R$. Ainsi, un pic du signal de spectroscopie correspond à un 0 sur le signal d'erreur, comme le montre la Fig. C.5. Un correcteur PID (proportionnel-intégrateur-dérivateur), appelé *servo controller*, permet ensuite de rétro-agir sur le laser (par exemple sur le courant de la diode laser ou bien sur le piezo-électrique du réseau de diffraction) afin de maintenir en permanence le signal d'erreur à 0. Dès que le laser subit une fluctuation de fréquence et s'écarte d'une valeur ϵ du sommet du pic, ce contrôleur permet de rétro-agir sur la fréquence du laser afin de corriger cette fluctuation. Ceci permet d'obtenir une stabilisation en fréquence inférieure à 100 kHz, ce qui donne un temps de cohérence de l'ordre de 10 μs .

C.5 Circuit électronique des "servo controllers"

Pour plusieurs de nos lasers, nous avons réalisé nous-mêmes des correcteurs PI (proportionnel et intégrateur) très basiques mais néanmoins largement suffisants pour les asservir. La plupart du temps, ce type de correcteur est associé à un correcteur dérivateur afin de réaliser un correcteur PID, et de gagner en stabilité et en rapidité. Néanmoins dans notre cas, nos lasers ne nécessitent pas un correcteur aussi précis et nous nous sommes donc limités à des PI par simplicité.

Le circuit électronique correspondant aux correcteurs utilisés est schématisé sur la Fig. C.6. Le signal IN correspond au signal d'erreur provenant de la détection synchrone. Le circuit est ensuite divisé en trois fonctions :

- Un montage inverseur intégrateur, avec un gain égal à 1. Lorsque l'interrupteur est fermé, le montage est un simple inverseur, et le laser n'est pas asservi. Lorsque l'interrupteur est ouvert, la fonction intégration est opérationnelle et le laser peut être asservi. La constante de temps de l'intégrateur vaut $\tau = RC = 10 \text{ k}\Omega \times 1 \text{ }\mu\text{F} = 10 \text{ ms}$.
- Un potentiomètre qui permet d'appliquer un offset variable au piezo-électrique du réseau du laser, et ainsi ajuster finement la fréquence du laser.
- Un montage inverseur amplificateur, qui remplit la fonction de proportionnel. Il permet d'ajouter le signal d'erreur avec l'offset de tension. Le gain est de 0,01 pour le signal d'erreur, et 0,1 pour l'offset, ce qui correspond à une tension de $\pm 1,5 \text{ V}$.

Le signal OUT en sortie est ensuite injecté dans le contrôleur du réseau de diffraction du laser. Les paramètres de l'asservissement, notamment la phase du signal d'erreur et le gain sont directement ajustables sur les détections synchrones. L'utilisation de ces contrôleurs faits-maison associés à des détections synchrones de qualité nous assure un asservissement stable et de qualité de nos lasers.

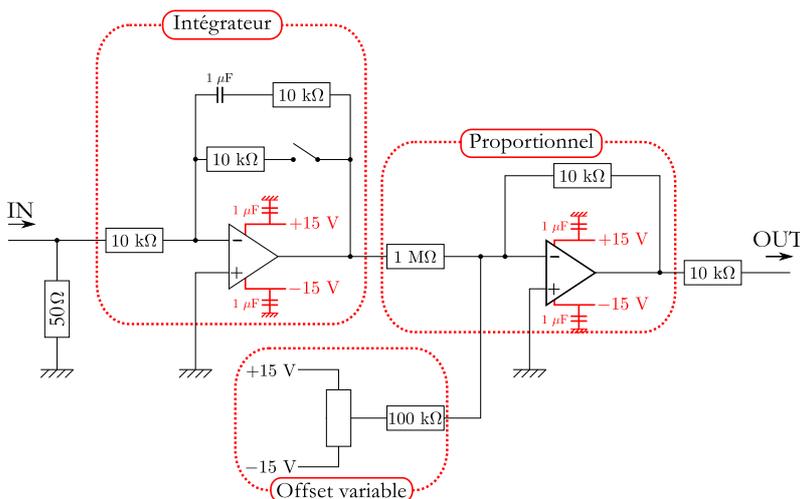


FIGURE C.6 : Schéma du circuit électronique des contrôleurs PI. Le signal d'erreur IN est soumis à un montage intégrateur de constante 10 ms, puis à un montage proportionnel. Un potentiomètre permet d'ajouter un offset de tension variable au signal d'erreur et l'asservissement du laser est enclenché par un interrupteur placé sur le montage intégrateur.

Annexe D

Données sur le rubidium 87

Cette annexe présente quelques données numériques sur le ^{87}Rb , en particulier sur les transitions utilisées pour les travaux décrits dans ce manuscrit : les raies D1 (795 nm) et D2 (780 nm), qui correspondent respectivement aux transitions $5s\ ^2S_{1/2} \leftrightarrow 5p\ ^2P_{1/2}$ et $5s\ ^2S_{1/2} \leftrightarrow 5p\ ^2P_{3/2}$. Ces données sont extraites de la référence [Steck, 2010].

Masse atomique	m	$1,443(1) \times 10^{-25}$ kg 86,909180520(15) u
Spin nucléaire	I	3/2
Longueur d'onde D2 (vide)	λ_{D2}	$F = 1 \mapsto F' : 780,232(5)$ nm $F = 2 \mapsto F' : 780,246(4)$ nm
Longueur d'onde D1 (vide)	λ_{D1}	$F = 1 \mapsto F' : 794,969(8)$ nm $F = 2 \mapsto F' : 794,984(2)$ nm
Temps de vie	τ	D1 : 27,679(27) ns D2 : 26,2348(77) ns
Largeur naturelle	Γ	D1 : $2\pi \times 6,0666(18)$ MHz D2 : $2\pi \times 5,7500(56)$ MHz
Facteur de Landé hyperfin (niveau $5s\ ^2S_{1/2}$)	g_F	$F = 1 : -0,5018267$ $F = 2 : 0,4998364$
Section efficace de diffusion à résonance (Polarisation isotrope)	σ_0	D2, $2 \mapsto 3 : 1,356 \times 10^{-13}$ m ²
		D1, $1 \mapsto 1 : 1,006 \times 10^{-13}$ m ²
		D1, $1 \mapsto 2 : 1,673 \times 10^{-13}$ m ²
		D1, $2 \mapsto 1 : 0,604 \times 10^{-13}$ m ²
		D1, $2 \mapsto 2 : 1,006 \times 10^{-13}$ m ²

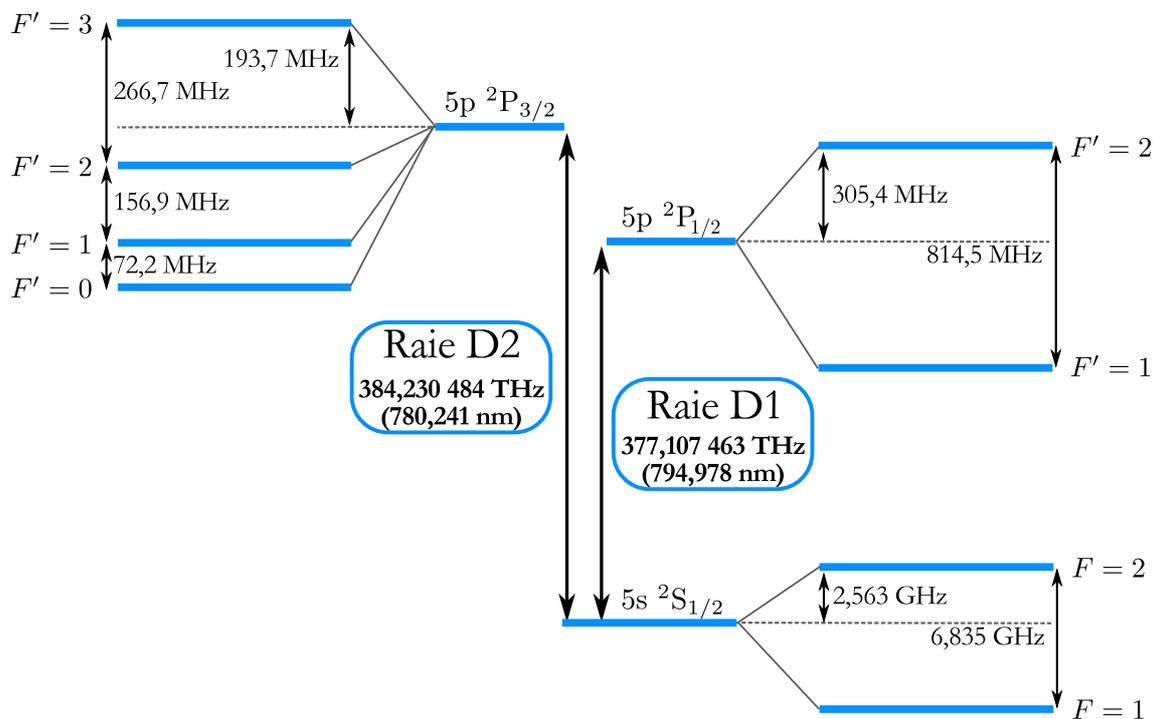


FIGURE D.1 : Diagramme des niveaux d'énergie des raies D1 et D2 du ^{87}Rb .

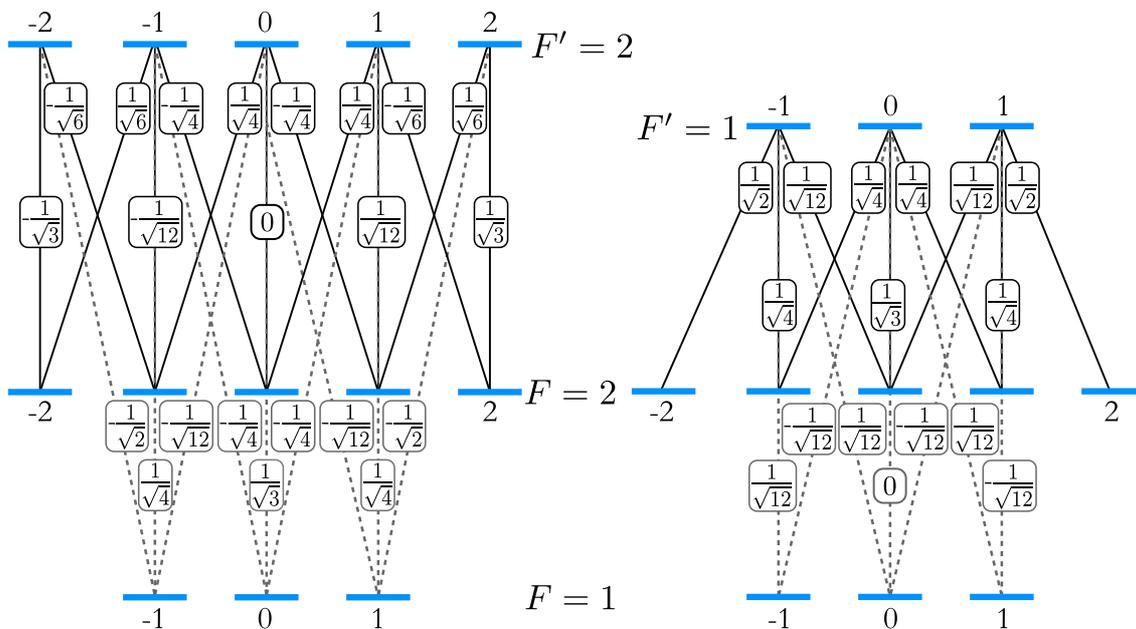


FIGURE D.2 : Coefficients de Clebsch-Gordan pour les transitions hyperfines de la raie D1.

Source de paires de photons intriqués en polarisation

Dans cette annexe, nous présentons la réalisation d'une source de paires de photons intriqués en polarisation, basée sur une interaction non-linéaire de type-0, discutée au chapitre 4. Cette source présente une grande versatilité, tant au niveau de la longueur d'onde d'émission que de la largeur spectrale des photons ou encore de l'état intriqué pouvant être généré. Dans un premier temps, nous nous intéressons au principe de cette source, avant de présenter sa caractérisation, notamment en termes de qualité de l'intrication générée.

E.1 Principe de fonctionnement de la source

Le dispositif expérimental de cette source se divise en trois parties : un générateur de paires de photons dont la largeur spectrale peut être choisie par l'intermédiaire d'un filtre, puis une boucle de délai biréfringent permettant la création d'un état intriqué en polarisation, et enfin un dispositif d'analyse de l'intrication produite au moyen d'un test des inégalités de Bell.

Générateur de paires de photons

Afin de créer des paires de photons, un laser de pompe à 780 nm est stabilisé sur la raie D2 du ^{87}Rb , puis injecté dans un guide d'onde PPLN (pour "Periodically Poled Lithium Niobate", voir chapitre 4). Ce guide, de type-0, crée des paires de photons polarisés $|V\rangle \otimes |V\rangle$ à la longueur d'onde télécom de 1560 nm, à partir de photons de pompe polarisés eux-aussi verticalement, via le processus non-linéaire de fluorescence paramétrique (SPDC, pour "Spontaneous Parametric Down-Conversion"). Les paires de photons sont ensuite récoltées par une fibre monomode et leur largeur spectrale est réduite par un filtre de Bragg fibré (FBG). Leur largeur naturelle étant de 4 THz, il est possible de couvrir plusieurs ordres de grandeur de largeur spectrale grâce à l'emploi de différents filtres. Comme preuve de principe, nous avons utilisé 3 filtres de largeur différente, à savoir 80 GHz, 540 MHz et 25 MHz¹. Ce dispositif

1. Le filtre de 80 GHz est en réalité un démultiplexeur en longueur d'onde et non un filtre de Bragg.

Annexe E. Source de paires de photons intriqués en polarisation

de création de paires est représenté sur la Fig. E.1 a).

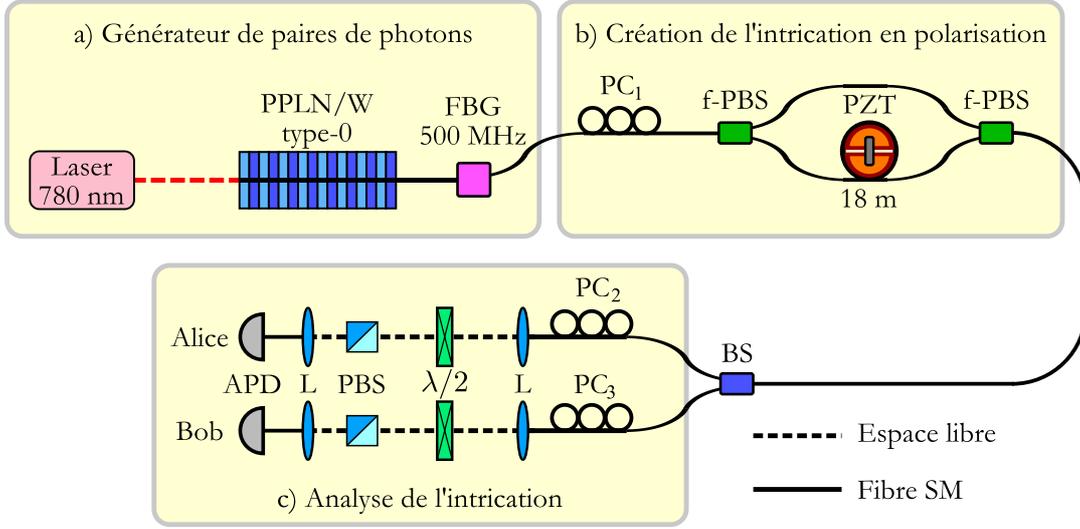


FIGURE E.1 : Schéma de principe de la source. a) Un laser combiné à un guide d'onde permet de créer des paires de photons à 1560 nm. b) Puis une boucle de délai biréfringent crée un état intriqué en polarisation. c) Deux analyseurs de polarisation situés chez Alice et Bob servent à effectuer un test des inégalités de Bell afin de mesurer la qualité de l'intrication générée par la source.

Boucle de délai biréfringent

Partant de cet état $|V\rangle \otimes |V\rangle$ des paires, une boucle de délai sert à créer un état intriqué en polarisation du type :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|H\rangle_a |H\rangle_b + |V\rangle_a |V\rangle_b], \quad (\text{E.1})$$

où a et b représente Alice et Bob. Pour cela, un contrôleur de polarisation fibré PC_1 (voir Annexe B) permet de tourner l'état de polarisation des photons pour arriver à l'état $|D\rangle \otimes |D\rangle$ (diagonal). Puis un séparateur de polarisation fibré (f-PBS) sépare les composantes $|H\rangle$ et $|V\rangle$ de l'état, qui parcourent alors des chemins différents dans des fibres à maintien de polarisation, avant d'être recombinées sur un nouveau f-PBS. Le schéma de principe est présenté en Fig. E.2. La différence de longueur des chemins étant de 18 m, les photons en sortie ne sont plus nécessairement dans le même mode temporel. On note ℓ (pour "long") et s ("short") les temps de sortie relatifs des photons. Plusieurs cas sont alors possibles :

1. Les photons sont séparés en entrée ; ils ne sont donc plus dans le même mode temporel en sortie puisque le chemin emprunté par le mode vertical est plus long que pour le mode horizontal.
2. Les photons ne sont pas séparés en entrée. Soit les deux photons ont emprunté le chemin "H" et sont tous les deux dans le mode s en sortie, soit ils ont suivi le chemin "V" et sont dans le mode ℓ .

De plus, la boucle de délai est stabilisée activement afin d'éviter les dérives de phase. Pour cela, un laser de référence stabilisé est envoyé de manière contra-propagante

dans la boucle. Les variations de phase sont alors analysées et une boucle de rétroaction utilisant un actuateur piezo-électrique permet d'étirer ou non la fibre du bras long pour compenser les dérives.

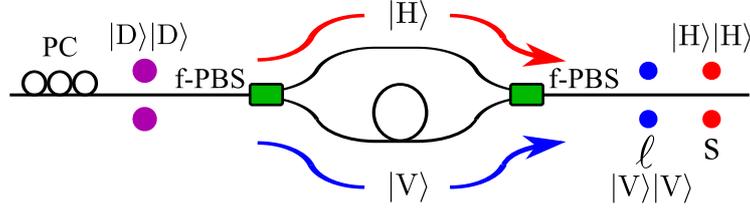


FIGURE E.2 : Boucle de délai biréfringent fibré. Les deux modes de polarisation H et V sont séparés puis recombinaés via des PBS fibrés. Le mode V emprunte un bras plus long que le mode H, ce qui induit en sortie deux modes temporels possibles pour les photons : s et ℓ . Dans le cas où les photons ne sont pas séparés par le f-PBS d'entrée, deux contributions apparaissent en sortie : $|H\rangle|H\rangle$ et $|V\rangle|V\rangle$.

Analyse de l'intrication

Les photons sont ensuite séparés (dans 50% des cas), par un séparateur de faisceaux (BS) 50/50, puis envoyés vers Alice et Bob qui mesurent alors les paires en coïncidences. Chacun dispose d'un analyseur d'état de polarisation (constitué d'une lame $\lambda/2$ et d'un cube séparateur de polarisation (PBS)), ainsi que d'un détecteur de photons uniques, permettant d'effectuer un test des inégalités de Bell.

D'un point de vue quantique, la boucle de délai permet de projeter l'état $|D\rangle \otimes |D\rangle$ de la paire sur l'état intriqué de l'équation (E.1), dans le cas 2 pour lequel les photons ne sont pas séparés par le f-PBS d'entrée de la boucle de délai. En effet, le laser de pompe étant continu, il est impossible de discriminer entre une contribution du type $|H\rangle_a|H\rangle_b$ ou de type $|V\rangle_a|V\rangle_b$, lorsque une paire de photons est détectée en coïncidence chez Alice et Bob. Afin de garantir cette indiscernabilité, il faut néanmoins s'assurer que le délai entre les contributions $|H\rangle_a|H\rangle_b$ et $|V\rangle_a|V\rangle_b$ soit plus petit que l'incertitude liée au temps d'émission des paires. Dans notre cas, la longueur de 18 m fournit un temps de séparation d'environ 80 ns entre les deux contributions, ce qui est 40 fois plus faible que le temps de cohérence du laser, porté à 3 μ s par la procédure de stabilisation.

E.2 Caractérisation de la source

La qualité de l'intrication générée est mesurée par un test des inégalités de Bell sur les paires de photons arrivant chez Alice et Bob, pour différentes largeurs spectrales des photons (80 GHz, 540 MHz et 25 MHz). Le but de ce test est de mettre en évidence les corrélations quantiques qui existent entre les deux photons intriqués (voir section 1.1.4). Pour cela, la polarisation de chaque photon chez Alice et Bob est analysée à l'aide de lames demie-onde $\lambda/2$ d'angle θ , de cubes séparateurs de polarisation (PBS) et des détecteurs de photons uniques (APD). Le test consiste à étudier la variation du taux de coïncidences entre les deux détecteurs en fonction de l'orientation θ_B de la lame $\lambda/2$ chez Bob, pour différentes orientations de mesures chez Alice. Le résultat des mesures effectuées avec le filtre de Bragg de 540 MHz

Annexe E. Source de paires de photons intriqués en polarisation

est présenté sur la Fig. E.3. On observe, selon les différentes orientations chez Alice, *i.e.* H, V, D et A, des courbes d'interférences dont les visibilités dépassent les 97%, traduisant l'invariance par rotation de l'état intriqué ainsi que l'excellente qualité de l'intrication des photons générés par la source.

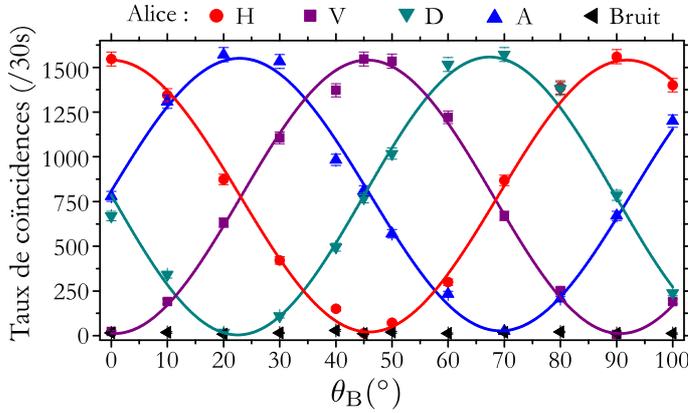


FIGURE E.3 : Test des inégalités de Bell sur les paires de photons. Le test est effectué sur les photons dont la largeur spectrale est 540 MHz et on peut observer des courbes d'interférences selon les quatre orientations d'analyse chez Alice, présentant une visibilité supérieure à 97%.

Le même type de mesure a été réalisé avec les photons filtrés spectralement à 80 GHz et 25 MHz. Les visibilités obtenues sont reportées dans le tableau E.1².

	$\Delta\nu = 80 \text{ GHz}$	$\Delta\nu = 540 \text{ MHz}$	$\Delta\nu = 25 \text{ MHz}$
$V_{\text{brute}}(\%)$	$99,6 \pm 1,3$	$97,1 \pm 0,9$	99 ± 3

TABLE E.1 : Tableau comparatif des visibilités obtenues. Les mesures sont effectuées pour quatre largeurs spectrales $\Delta\nu$ couvrant 5 ordres de grandeur. La notation V_{brute} indique les visibilités des franges d'interférences obtenues lors des mesures du type inégalités de Bell.

Conclusion

Les résultats montrent la réalisation d'une source de paires de photons intriqués en polarisation de qualité quasi-parfaite et de grande versatilité :

- La largeur spectrale des photons émis peut être ajustée à volonté sur cinq ordres de grandeur, de manière à s'adapter à différents dispositifs de mémoires quantiques par exemple.
- La phase de la boucle de délai étant activement contrôlée, la source peut créer, à la demande, tout état maximalelement intriqué.
- La longueur d'onde des photons émis peut couvrir environ 50 nm via l'ajustement de l'accord de phase du guide d'onde, soit la bande C des télécoms dans son intégrité.

Le lecteur intéressé par plus de détails sur cette source peut consulter les articles [Kaiser *et al.*, 2013, Kaiser *et al.*, 2014b] ainsi que les travaux de thèse de [Martin, 2011, Kaiser, 2012].

2. On peut noter que la visibilité obtenue avec le filtre de 25 MHz est meilleure que celle obtenue avec le filtre de 540 MHz. Ceci vient du fait que les détecteurs employés ont un taux de coups sombres plus faible que ceux employés pour les mesures avec les filtres de 80 GHz et 540 MHz. Le rapport signal sur bruit, et donc la visibilité brute, sont ainsi plus élevés.

Bibliographie

- [Aboussouan *et al.*, 2010] P. Aboussouan, O. Alibart, D. B. Ostrowsky, P. Baldi, and S. Tanzilli, *High-visibility two-photon interference at a telecom wavelength using picosecond-regime separated sources*, Phys. Rev. A, **81** (2010), p. 21801.
- [Afzelius *et al.*, 2009] M. Afzelius, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Multimode quantum memory based on atomic frequency combs*, Phys. Rev. A, **79** (2009), p. 052329.
- [Afzelius *et al.*, 2010] M. Afzelius, I. Usmani, A. Amari, B. Lauritzen, A. Walther, C. Simon, N. Sangouard, J. Minář, H. de Riedmatten, N. Gisin, and S. Kröll, *Demonstration of atomic frequency comb memory for light with spin-wave storage*, Phys. Rev. Lett., **104** (2010), p. 040503.
- [Albrecht *et al.*, 2014] B. Albrecht, P. Farrera, X. Fernandez-Gonzalvo, M. Cristiani, and H. de Riedmatten, *A waveguide frequency converter connecting rubidium-based quantum memories to the telecom C-band*, Nat. Commun., **5** (2014), p. 3376.
- [Alexander *et al.*, 2006] A. Alexander, J. Longdell, M. Sellars, and N. Manson, *Photon echoes produced by switching electric fields*, Phys. Rev. Lett., **96** (2006), p. 043602.
- [Alibart, 2004] O. Alibart, *Source de photons uniques annoncés à 1550 nm en optique guidée pour les communications quantiques*, Ph.D. thesis, Université de Nice - Sophia Antipolis (2004).
- [Alibart *et al.*, 2005] O. Alibart, D. B. Ostrowsky, P. Baldi, and S. Tanzilli, *High-performance guided-wave asynchronous heralded single-photon source*, Opt. Lett., **30** (2005), pp. 1539–1541.
- [Alléaume *et al.*, 2004] R. Alléaume, F. Treussart, G. Messin, Y. Dumeige, J.-F. Roch, A. Beveratos, R. Brouri-Tualle, J.-P. Poizat, and P. Grangier, *Experi-*

- mental open-air quantum key distribution with a single-photon source*, New J. Phys., **6** (2004), p. 92.
- [Altepeter *et al.*, 2005] J. B. Altepeter, E. R. Jeffrey, P. G. Kwiat, S. Tanzilli, N. Gisin, and A. Acín, *Experimental methods for detecting entanglement*, Phys. Rev. Lett., **95** (2005), p. 33601.
- [Appel *et al.*, 2008] J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino, and A. Lvovsky, *Quantum memory for squeezed light*, Phys. Rev. Lett., **100** (2008), p. 093602.
- [Arikawa *et al.*, 2010] M. Arikawa, K. Honda, D. Akamatsu, S. Nagatsuka, K. Akiba, A. Furusawa, and M. Kozuma, *Quantum memory of a squeezed vacuum for arbitrary frequency sidebands*, Phys. Rev. A, **81** (2010), p. 021605.
- [Arimondo *et al.*, 1977] E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, *Experimental determination of the hyperfine structure in the alkali atoms*, Rev. Mod. Phys., **49** (1977), pp. 31–75.
- [Armstrong *et al.*, 1962] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*, Phys. Rev., **127** (1962), p. 1918.
- [Aspect *et al.*, 1981] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, *Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem*, Phys. Rev. Lett., **47** (1981), pp. 460–463.
- [Aspect *et al.*, 1982] A. Aspect, P. Grangier, and G. Roger, *Experimental realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm gedankenexperiment : a new violation of Bell's inequalities*, Phys. Rev. Lett., **49** (1982), pp. 91–94.
- [Baek and Kim, 2007] S.-Y. Baek and Y.-H. Kim, *Generating entangled states of two ququarts using linear optical elements*, Phys. Rev. A, **75** (2007), p. 34309.
- [Bagnato *et al.*, 1993] V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oria, G. I. Surdutovich, R. Vitlina, and S. C. Zilio, *Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap*, Phys. Rev. A, **48** (1993), pp. 3771–3775.
- [Balić *et al.*, 2005] V. Balić, D. A. Braje, P. Kolchin, G. Y. Yin, and S. E. Harris, *Generation of paired photons with controllable waveforms*, Phys. Rev. Lett., **94** (2005), pp. 183601–4.
- [Bao *et al.*, 2012] X.-H. Bao, A. Reingruber, P. Dietrich, J. Rui, A. Dück, T. Strassel, L. Li, N.-L. Liu, B. Zhao, and J.-W. Pan, *Efficient and long-lived quantum memory with cold atoms inside a ring cavity*, Nat. Phys., **8** (2012), pp. 517–521.
- [Barenco *et al.*, 1995] A. Barenco, C. H. Bennett, R. Cleve, D. P. DiVincenzo, N. Margolus, P. Shor, T. Sleator, J. A. Smolin, and H. Weinfurter, *Elementary gates for quantum computation*, Phys. Rev. A, **52** (1995), p. 3457.
- [Barrett *et al.*, 2004] M. Barrett, J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, *Deterministic quantum teleportation of atomic qubits*, Nature, **429** (2004), pp. 737–739.
- [Bashkansky *et al.*, 2012] M. Bashkansky, F. K. Fatemi, and I. Vurgaftman, *Quantum memory in warm rubidium vapor with buffer gas*, Opt. Lett., **37** (2012), pp. 142–4.

- [Bell, 1964] J. S. Bell, *On the Einstein-Podolsky-Rosen paradox*, Physics, **1** (1964), pp. 195–200.
- [Bennett, 1992] C. H. Bennett, *Quantum cryptography using any two nonorthogonal states*, Phys. Rev. Lett., **68** (1992), p. 3121.
- [Bennett and Brassard, 1984] C. H. Bennett and G. Brassard, *Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing*, Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India, (1984), p. 175.
- [Bennett *et al.*, 1993] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels*, Phys. Rev. Lett., **70** (1993), pp. 1895–1899.
- [Bernien *et al.*, 2012] H. Bernien, L. Childress, L. Robledo, M. Markham, D. Twitchen, and R. Hanson, *Two-photon quantum interference from separate nitrogen vacancy centers in diamond*, Phys. Rev. Lett., **108** (2012), p. 43604.
- [Bernien *et al.*, 2013] H. Bernien, B. Hensen, W. Pfaff, G. Koolstra, M. Blok, L. Robledo, T. Taminiiau, M. Markham, D. Twitchen, L. Childress, and R. Hanson, *Heralded entanglement between solid-state qubits separated by three metres*, Nature, **497** (2013), pp. 86–90.
- [Beugnon *et al.*, 2006] J. Beugnon, M. P. A. Jones, J. Dingjan, B. Darquie, G. Messin, A. Browaeys, and P. Grangier, *Quantum interference between two single photons emitted by independently trapped atoms*, Nature, **440** (2006), pp. 779–782.
- [Bimbard *et al.*, 2014] E. Bimbard, R. Boddeda, N. Vitrant, A. Grankin, V. Parigi, J. Stanojevic, A. Ourjoumtsev, and P. Grangier, *Homodyne tomography of a single photon retrieved on demand from a cavity-enhanced cold atom memory*, Phys. Rev. Lett., **112** (2014), pp. 033601–5.
- [Bize *et al.*, 2005] S. Bize, P. Laurent, M. Abgrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuoti, J. Grünert, C. Vian, F. P. dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon, *Cold atom clocks and applications*, J. Phys. B, **38** (2005), p. S449.
- [Bloch *et al.*, 2008] I. Bloch, J. Dalibard, and W. Zwerger, *Many-body physics with ultracold gases*, Rev. Mod. Phys., **80** (2008), pp. 885–964.
- [Bogdanov *et al.*, 2006] Y. I. Bogdanov, E. V. Moreva, G. A. Maslennikov, R. F. Galeev, S. S. Straupe, and S. P. Kulik, *Polarization states of four-dimensional systems based on biphotons*, Phys. Rev. A, **73** (2006), p. 63810.
- [Bonarota *et al.*, 2010] M. Bonarota, J. Ruggiero, J.-L. Le Gouët, and T. Chanelière, *Efficiency optimization for atomic frequency comb storage*, Phys. Rev. A, **81** (2010), p. 033803.
- [Boschi *et al.*, 1998] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy, and S. Popescu, *Experimental realization of teleporting an unknown pure quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels*, Phys. Rev. Lett., **80** (1998), pp. 1121–1125.

- [Bouwmeester *et al.*, 1997] D. Bouwmeester, J. W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Experimental quantum teleportation*, *Nature*, **390** (1997), pp. 575–579.
- [Braje *et al.*, 2004] D. A. Braje, V. Balić, S. Goda, G. Yin, and S. Harris, *Frequency mixing using electromagnetically induced transparency in cold atoms*, *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004), p. 183601.
- [Brendel *et al.*, 1999] J. Brendel, N. Gisin, W. Tittel, and H. Zbinden, *Pulsed energy-time entangled twin-photon source for quantum communication*, *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999), p. 2594.
- [Brendel *et al.*, 1992] J. Brendel, E. Mohler, and W. Martienssen, *Experimental test of Bell's inequality for energy and time*, *Europhys. Lett.*, **20** (1992), p. 575.
- [Briegel *et al.*, 1998] H.-J. Briegel, W. Dür, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Quantum repeaters : The role of imperfect local operations in quantum communication*, *Phys. Rev. Lett.*, **81** (1998), pp. 5932–5935.
- [Bussières *et al.*, 2014] F. Bussières, C. Clausen, A. Tiranov, B. Korzh, V. B. Verma, S. W. Nam, F. Marsili, A. Ferrier, P. Goldner, H. Herrmann, C. Silberhorn, W. Sohler, M. Afzelius, and N. Gisin, *Quantum teleportation from a telecom-wavelength photon to a solid-state quantum memory*, arXiv preprint :1401.6958, (2014).
- [Bussières *et al.*, 2013] F. Bussières, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, C. Simon, and W. Tittel, *Prospective applications of optical quantum memories*, *J. Mod. Opt.*, **60** (2013), pp. 1519–1537.
- [Bu ek and Hillery, 1996] V. Bu ek and M. Hillery, *Quantum copying : beyond the no-cloning theorem*, *Phys. Rev. A*, **54** (1996), p. 1844.
- [Carrat *et al.*, 2014] V. Carrat, C. Cabrera-Gutiérrez, M. Jacqu ey, J. W. Tabosa, B. V. de Leseugno, and L. Pruvost, *Long-distance channeling of cold atoms exiting a 2D magneto-optical trap by a Laguerre-Gaussian laser beam*, *Opt. Lett.*, **39** (2014), pp. 719–722.
- [Cerf *et al.*, 2007] N. J. Cerf, G. Leuchs, and E. S. Polzik, *Quantum information with continuous variables of atoms and light*, Imperial College Pres (2007).
- [Chanelière *et al.*, 2005] T. Chanelière, D. N. Matsukevich, S. D. Jenkins, S.-Y. Lan, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories*, *Nature*, **438** (2005), pp. 833–836.
- [Chen *et al.*, 2007] J. Chen, G. Wu, Y. Li, E. Wu, and H. Zeng, *Active polarization stabilization in optical fibers suitable for quantum key distribution*, *Opt. Express*, **15** (2007), pp. 17928–17936.
- [Chen *et al.*, 2006] S. Chen, Y.-A. Chen, T. Strassel, Z.-S. Yuan, B. Zhao, J. Schmiedmayer, and J.-W. Pan, *Deterministic and storable single-photon source based on a quantum memory*, *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006), p. 173004.
- [Chen *et al.*, 2008] Y.-A. Chen, S. Chen, Z.-S. Yuan, B. Zhao, C.-S. Chuu, J. Schmiedmayer, and J.-W. Pan, *Memory-built-in quantum teleportation with photonic and atomic qubits*, *Nat. Phys.*, **4** (2008), pp. 103–107.

- [Chen *et al.*, 2013] Y.-H. Chen, M.-J. Lee, I.-C. Wang, S. Du, Y.-F. Chen, Y.-C. Chen, and A. Y. Ite, *Coherent optical memory with high storage efficiency and large fractional delay*, Phys. Rev. Lett., **110** (2013), p. 083601.
- [Choi, 2011] K. S. Choi, *Coherent control of entanglement with atomic ensembles*, Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena (2011).
- [Choi *et al.*, 2008] K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, and H. J. Kimble, *Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory*, Nature, **452** (2008), pp. 67–71.
- [Choi *et al.*, 2010] K. S. Choi, A. Goban, S. B. Papp, S. J. van Enk, and H. J. Kimble, *Entanglement of spin waves among four quantum memories*, Nature, **468** (2010), pp. 412–416.
- [Chou *et al.*, 2004] C. Chou, S. Polyakov, a. Kuzmich, and H. Kimble, *Single-photon generation from stored excitation in an atomic ensemble*, Phys. Rev. Lett., **92** (2004), p. 213601.
- [Chou *et al.*, 2005] C. W. Chou, H. de Riedmatten, D. Felinto, S. V. Polyakov, S. J. van Enk, and H. J. Kimble, *Measurement-induced entanglement for excitation stored in remote atomic ensembles*, Nature, **438** (2005), pp. 828–832.
- [Chou *et al.*, 2007] C.-W. Chou, J. Laurat, H. Deng, K. S. Choi, H. de Riedmatten, D. Felinto, and H. J. Kimble, *Functional quantum nodes for entanglement distribution over scalable quantum networks*, Science, **316** (2007), pp. 1316–1320.
- [Chu, 1998] S. Chu, *Nobel lecture : The manipulation of neutral particles*, Rev. Mod. Phys., **70** (1998), pp. 685–706.
- [Chu, 2002] S. Chu, *Cold atoms and quantum control*, Nature, **416** (2002), pp. 206–210.
- [Chu *et al.*, 1985] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett., **55** (1985), pp. 48–51.
- [Clausen *et al.*, 2012] C. Clausen, F. Bussières, M. Afzelius, and N. Gisin, *Quantum storage of heralded polarization qubits in birefringent and anisotropically absorbing materials*, Phys. Rev. Lett., **108** (2012), p. 190503.
- [Clausen *et al.*, 2011] C. Clausen, I. Usmani, F. Bussieres, N. Sangouard, M. Afzelius, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Quantum storage of photonic entanglement in a crystal*, Nature, **469** (2011), pp. 508–511.
- [Clauser, 1974] J. F. Clauser, *Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect*, Phys. Rev. D, **9** (1974), p. 853.
- [Clauser *et al.*, 1969] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, *Proposed experiment to test local hidden-variable theories*, Phys. Rev. Lett., **23** (1969), pp. 880–884.
- [Cohen-Tannoudji, 1998] C. N. Cohen-Tannoudji, *Nobel lecture : Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys., **70** (1998), pp. 707–719.

- [Collins and Gisin, 2004] D. Collins and N. Gisin, *A relevant two qubit Bell inequality inequivalent to the CHSH inequality*, *J. Phys. A*, **37** (2004), p. 1775.
- [Collins *et al.*, 2005] D. Collins, N. Gisin, and H. de Riedmatten, *Quantum relays for long distance quantum cryptography*, *J. Mod. Opt.*, **52** (2005), pp. 735–753.
- [Cornell and Wieman, 2002] E. A. Cornell and C. E. Wieman, *Nobel Lecture : Bose-Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*, *Rev. Mod. Phys.*, **74** (2002), pp. 875–893.
- [Corney, 1977] A. Corney, *Atomic and Laser Spectroscopy*, Oxford (1977).
- [Curtz *et al.*, 2010] N. Curtz, R. Thew, C. Simon, N. Gisin, and H. Zbinden, *Coherent frequency-down-conversion interface for quantum repeaters*, *Opt. Express*, **18** (2010), pp. 22099–22104.
- [Dajczgeward *et al.*, 2014] J. Dajczgeward, J.-L. Le Gouët, A. Louchet-Chauvet, and T. Chanelière, *Large efficiency at telecom wavelength for optical quantum memories*, *Opt. Lett.*, **39** (2014), pp. 2711–2714.
- [Dalibard, 2006] J. Dalibard, *Atomes ultra-froids*, Notes de cours. Ce document peut se trouver en ligne : www.phys.ens.fr/~dalibard/Notes_de_cours/DEA_atomes_froids_actuel.pdf, (2006), pp. 1–118.
- [Dalibard and Cohen-Tannoudji, 1989] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *Laser cooling below the doppler limit by polarization gradients : simple theoretical models*, *J. Opt. Soc. Am. B*, **6** (1989), pp. 2023–2045.
- [Damon *et al.*, 2011] V. Damon, M. Bonarota, A. Louchet-Chauvet, T. Chaneliere, and J.-L. Le Gouët, *Revival of silenced echo and quantum memory for light*, *New J. Phys.*, **13** (2011), p. 093031.
- [De Greve *et al.*, 2012] K. De Greve, L. Yu, P. L. McMahon, J. S. Pelc, C. M. Natrajan, N. Y. Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, *et al.*, *Quantum-dot spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength*, *Nature*, **491** (2012), pp. 421–425.
- [de Riedmatten *et al.*, 2008] H. de Riedmatten, M. Afzelius, M. U. Staudt, C. Simon, and N. Gisin, *A solid-state light-matter interface at the single-photon level*, *Nature*, **456** (2008), pp. 773–777.
- [de Riedmatten *et al.*, 2004] H. de Riedmatten, I. Marcikic, W. Tittel, H. Zbinden, D. Collins, and N. Gisin, *Long distance quantum teleportation in a quantum relay configuration*, *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004), p. 47904.
- [de Riedmatten *et al.*, 2005] H. de Riedmatten, I. Marcikic, J. A. W. van Houwelingen, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Long-distance entanglement swapping with photons from separated sources*, *Phys. Rev. A*, **71** (2005), p. 50302.
- [Demtröder, 2002] W. Demtröder, *Laser spectroscopy : Basic concepts and instrumentation*, Springer, 3rd ed. (2002).
- [di Stefano *et al.*, 1999] A. di Stefano, D. Wilkowski, J. Müller, and E. Arimondo, *Five-beam magneto-optical trap and optical molasses*, *Appl. Phys. B*, **69** (1999), pp. 263–268.
- [Dimova *et al.*, 2007] E. Dimova, O. Morizot, G. Stern, C. L. Garrido Alzar, A. Fiorretti, V. Lorent, D. Comparat, H. Perrin, and P. Pillet, *Continuous transfer*

- and laser guiding between two cold atom traps*, Eur. Phys. J. D, **42** (2007), pp. 299–308.
- [Ding *et al.*, 2014] D.-S. Ding, W. Zhang, Z.-Y. Zhou, S. Shi, G.-Y. Xiang, X.-S. Wang, Y.-K. Jiang, B.-S. Shi, and G.-C. Guo, *Quantum storage of orbital angular momentum entanglement in an atomic ensemble*, arXiv preprint arXiv :1404.0439, (2014).
- [Duan *et al.*, 2001] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics*, Nature, **414** (2001), pp. 413–418.
- [Duan and Monroe, 2010] L.-M. Duan and C. Monroe, *Colloquium : Quantum networks with trapped ions*, Rev. Mod. Phys., **82** (2010), p. 1209.
- [Dudin *et al.*, 2013] Y. Dudin, L. Li, and a. Kuzmich, *Light storage on the time scale of a minute*, Phys. Rev. A, **87** (2013), p. 031801.
- [Einstein *et al.*, 1935] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ?*, Phys. Rev., **47** (1935), pp. 777–780.
- [Eisaman *et al.*, 2005] M. Eisaman, A. André, F. Massou, M. Fleischhauer, A. Zibrov, and M. Lukin, *Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses*, Nature, **438** (2005), pp. 837–841.
- [Ekert, 1991] A. K. Ekert, *Quantum cryptography based on Bell’s theorem*, Phys. Rev. Lett., **67** (1991), pp. 661–663.
- [England *et al.*, 2012] D. G. England, P. S. Michelberger, T. F. M. Champion, K. F. Reim, K. C. Lee, M. R. Sprague, X.-M. Jin, N. K. Langford, W. S. Kolthammer, J. Nunn, and I. A. Walmsley, *High-fidelity polarization storage in a gigahertz bandwidth quantum memory*, J. Phys. B, **45** (2012), p. 124008.
- [Fasel *et al.*, 2004] S. Fasel, O. Alibart, S. Tanzilli, P. Baldi, A. Beveratos, N. Gisin, and H. Zbinden, *High-quality asynchronous heralded single-photon source at telecom wavelength*, New J. Phys., **6** (2004), p. 163.
- [Fernandez-Gonzalvo *et al.*, 2013] X. Fernandez-Gonzalvo, G. Corrielli, B. Albrecht, M. Cristiani, H. de Riedmatten, *et al.*, *Quantum frequency conversion of quantum memory compatible photons to telecommunication wavelengths*, Opt. Express, **21** (2013), pp. 19473–19487.
- [Franson, 1989] J. D. Franson, *Bell inequality for position and time*, Phys. Rev. Lett., **62** (1989), pp. 2205–2208.
- [Freedman and Clauser, 1972] S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Experimental test of local hidden-variable theories*, Phys. Rev. Lett., **28** (1972), p. 938.
- [Gao *et al.*, 2012] W. Gao, P. Fallahi, E. Togan, J. Miguel-Sanchez, and A. Imamoglu, *Observation of entanglement between a quantum dot spin and a single photon*, Nature, **491** (2012), pp. 426–430.
- [Giner, 2013] L. Giner, *Etude de la transparence électromagnétiquement induite dans un ensemble d’atomes froids et application aux mémoires quantiques*, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris (2013).

Bibliographie

- [Gisin *et al.*, 2002] N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, *Quantum cryptography*, Rev. Mod. Phys., **74** (2002), pp. 145–195.
- [Givant and Halmos, 2009] S. R. Givant and P. R. Halmos, *Introduction to Boolean algebras*, Springer New York (Undergraduate Texts in Mathematics) (2009).
- [Glorieux *et al.*, 2012] Q. Glorieux, J. B. Clark, A. M. Marino, Z. Zhou, and P. D. Lett, *Temporally multiplexed storage of images in a gradient echo memory*, Opt. Express, **20** (2012), pp. 12350–12358.
- [Gordon and Ashkin, 1980] J. P. Gordon and A. Ashkin, *Motion of atoms in a radiation trap*, Phys. Rev. A, **21** (1980), pp. 1606–1617.
- [Gorshkov *et al.*, 2007a] A. Gorshkov, A. André, M. Fleischhauer, A. Sørensen, A. rensen, and M. Lukin, *Universal approach to optimal photon storage in atomic media*, Phys. Rev. Lett., **98** (2007a), p. 123601.
- [Gorshkov *et al.*, 2007b] A. V. Gorshkov, A. André, M. D. Lukin, and A. S. Sørensen, *Photon storage in Λ -type optically dense atomic media. II. Free-space model*, Phys. Rev. A, **76** (2007b), p. 033805.
- [Grangier *et al.*, 1986] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, *Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter : a new light on single-photon interferences*, Europhys. Lett., **1** (1986), p. 173.
- [Greiner *et al.*, 2002] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T. W. Hänsch, and I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature, **415** (2002), pp. 39–44.
- [Grover, 1996] L. K. Grover, *A fast quantum mechanical algorithm for database search*, in *Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, STOC '96, ACM, New York, USA (1996) pp. 212–219.
- [Gündoğan *et al.*, 2012] M. Gündoğan, P. M. Ledingham, A. Almasi, M. Cristiani, and H. de Riedmatten, *Quantum storage of a photonic polarization qubit in a solid*, Phys. Rev. Lett., **108** (2012), p. 190504.
- [Gündoğan *et al.*, 2013] M. Gündoğan, M. Mazzerà, P. M. Ledingham, M. Cristiani, and H. de Riedmatten, *Coherent storage of temporally multimode light using a spin-wave atomic frequency comb memory*, New J. Phys., **15** (2013), p. 045012.
- [Hadfield, 2009] R. H. Hadfield, *Single-photon detectors for optical quantum information applications*, Nat. Photonics, **3** (2009), pp. 696–705.
- [Hagman *et al.*, 2009] H. Hagman, P. Sjölund, S. J. H. Petra, M. Nylén, A. Kastberg, H. Ellmann, and J. Jersblad, *Assessment of a time-of-flight detection technique for measuring small velocities of cold atoms*, J. Appl. Phys., **105** (2009), pp. 083109–9.
- [Halder *et al.*, 2008] M. Halder, A. Beveratos, R. T. Thew, C. Jorel, H. Zbinden, and N. Gisin, *High coherence photon pair source for quantum communication*, New J. Phys., **10** (2008), p. 23027.
- [Hammerer *et al.*, 2010] K. Hammerer, A. S. Sørensen, and E. S. Polzik, *Quantum interface between light and atomic ensembles*, Rev. Mod. Phys., **82** (2010), p. 1041.

- [Hanbury Brown and Twiss, 1956] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, *Nature*, **177** (1956), pp. 27–29.
- [Hedges *et al.*, 2010] M. P. Hedges, J. J. Longdell, Y. Li, and M. J. Sellars, *Efficient quantum memory for light*, *Nature*, **465** (2010), pp. 1052–1056.
- [Heinze *et al.*, 2013] G. Heinze, C. Hubrich, and T. Halfmann, *Stopped light and image storage by electromagnetically induced transparency up to the regime of one minute*, *Phys. Rev. Lett.*, **111** (2013), p. 033601.
- [Hétet *et al.*, 2008a] G. Hétet, M. Hosseini, B. Sparkes, D. Oblak, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Photon echoes generated by reversing magnetic field gradients in a rubidium vapor*, *Opt. Lett.*, **33** (2008a), pp. 2323–2325.
- [Hétet *et al.*, 2008b] G. Hétet, J. Longdell, A. Alexander, P. K. Lam, and M. Sellars, *Electro-optic quantum memory for light using two-level atoms*, *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008b), p. 023601.
- [Hofmann *et al.*, 2012] J. Hofmann, M. Krug, N. Ortegel, L. Gérard, M. Weber, W. Rosenfeld, and H. Weinfurter, *Heralded entanglement between widely separated atoms.*, *Science*, **337** (2012), pp. 72–5.
- [Honda *et al.*, 2008] K. Honda, D. Akamatsu, M. Arikawa, Y. Yokoi, K. Akiba, S. Nagatsuka, T. Tanimura, A. Furusawa, and M. Kozuma, *Storage and retrieval of a squeezed vacuum*, *Phys. Rev. Lett.*, **100** (2008), p. 093601.
- [Hong *et al.*, 1987] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987), pp. 2044–2046.
- [Hosseini *et al.*, 2011a] M. Hosseini, G. Campbell, B. M. Sparkes, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Unconditional room-temperature quantum memory*, *Nat. Phys.*, **7** (2011a), pp. 794–798.
- [Hosseini *et al.*, 2011b] M. Hosseini, B. Sparkes, G. Campbell, P. Lam, and B. Buchler, *High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapour*, *Nat. Commun.*, **2** (2011b), p. 174.
- [Hosseini *et al.*, 2009] M. Hosseini, B. M. Sparkes, G. Hétet, J. J. Longdell, P. K. Lam, and B. C. Buchler, *Coherent optical pulse sequencer for quantum applications*, *Nature*, **461** (2009), pp. 241–245.
- [Huillard, 2011] G. Huillard, *Propagation d’ondes sonores dans des empilements granulaires non-cohésifs*, Ph.D. thesis, Université Nice Sophia Antipolis (2011).
- [Hänsch and Schawlow, 1975] T. Hänsch and A. Schawlow, *Cooling of gases by laser radiation*, *Opt. Comm.*, **13** (1975), pp. 68–69.
- [Imamoğlu, 2002] A. Imamoğlu, *High efficiency photon counting using stored light*, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002), p. 163602.
- [Isenhower *et al.*, 2010] L. Isenhower, E. Urban, X. L. Zhang, A. T. Gill, T. Henage, T. A. Johnson, T. G. Walker, and M. Saffman, *Demonstration of a neutral atom controlled-not quantum gate*, *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2010), p. 10503.
- [James and Kwiat, 2002] D. F. V. James and P. G. Kwiat, *Atomic-vapor-based high efficiency optical detectors with photon number resolution*, *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002), p. 183601.

- [James *et al.*, 2001] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White, *Measurement of qubits*, Phys. Rev. A, **64** (2001), p. 52312.
- [Jenkins *et al.*, 2012] S. Jenkins, T. Zhang, and T. Kennedy, *Motional dephasing of atomic clock spin waves in an optical lattice*, J. Phys. B, **45** (2012), p. 124005.
- [Jennewein *et al.*, 2000] T. Jennewein, C. Simon, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Quantum cryptography with entangled photons*, Phys. Rev. Lett., **84** (2000), pp. 4729–4732.
- [Jensen *et al.*, 2011] K. Jensen, W. Wasilewski, H. Krauter, T. Fernholz, B. M. Nielsen, M. Owari, M. Plenio, A. Serafini, M. Wolf, and E. Polzik, *Quantum memory for entangled continuous-variable states*, Nat. Phys., **7** (2011), pp. 13–16.
- [Jobez *et al.*, 2014] P. Jobez, I. Usmani, N. Timoney, C. Laplane, N. Gisin, and M. Afzelius, *Cavity-enhanced storage in an optical spin-wave memory*, arXiv preprint arXiv :1404.3489, (2014).
- [Julsgaard *et al.*, 2001] B. Julsgaard, A. Kozhekin, and E. S. Polzik, *Experimental long-lived entanglement of two macroscopic objects*, Nature, **413** (2001), pp. 400–403.
- [Julsgaard *et al.*, 2004] B. Julsgaard, J. Sherson, J. I. Cirac, J. Fiurasek, and E. S. Polzik, *Experimental demonstration of quantum memory for light*, Nature, **432** (2004), pp. 482–486.
- [Kaiser, 2012] F. Kaiser, *Photonic entanglement engineering for quantum information applications and fundamental quantum optics*, Ph.D. thesis, Université Nice Sophia Antipolis (2012).
- [Kaiser *et al.*, 2012a] F. Kaiser, T. Coudreau, P. Milman, D. B. Ostrowsky, and S. Tanzilli, *Entanglement-enabled delayed choice experiment*, Science, **338** (2012a), pp. 637–640.
- [Kaiser *et al.*, 2014a] F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, D. Aktas, T. Delord, and S. Tanzilli, *Towards continuous-wave regime teleportation for light matter quantum relay stations*, IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, **to be published** (2014a), pp. 1–11.
- [Kaiser *et al.*, 2013] F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Alibart, A. Martin, and S. Tanzilli, *A versatile source of polarization entangled photons for quantum network applications*, Laser Phys. Lett, **10** (2013), p. 045202.
- [Kaiser *et al.*, 2012b] F. Kaiser, A. Issautier, L. A. Ngah, O. Danila, H. Herrmann, W. Sohler, A. Martin, and S. Tanzilli, *High-quality polarization entanglement state preparation and manipulation in standard telecommunication channels*, New J. Phys., **14** (2012b), p. 85015.
- [Kaiser *et al.*, 2014b] F. Kaiser, L. Ngah, A. Issautier, T. Delord, D. Aktas, V. D’Auria, M. De Micheli, A. Kastberg, L. Labonté, O. Alibart, A. Martin, and S. Tanzilli, *Polarization entangled photon-pair source based on quantum nonlinear photonics and interferometry*, Opt. Comm., **327** (2014b), p. 7.
- [Ketterle, 2002] W. Ketterle, *Nobel lecture : When atoms behave as waves : Bose-Einstein condensation and the atom laser*, Rev. Mod. Phys., **74** (2002), pp. 1131–1151.

- [Kim, 2003] Y.-H. Kim, *Single-photon two-qubit entangled states : Preparation and measurement*, Phys. Rev. A, **67** (2003), p. 40301.
- [Kimble, 2008] H. J. Kimble, *The quantum internet*, Nature, **453** (2008), pp. 1023–30.
- [Knill *et al.*, 2001] E. Knill, R. Laflamme, and G. J. Milburn, *A scheme for efficient quantum computation with linear optics*, Nature, **409** (2001), pp. 46–52.
- [Kok *et al.*, 2007] P. Kok, W. J. Munro, K. Nemoto, T. C. Ralph, J. P. Dowling, and G. Milburn, *Linear optical quantum computing with photonic qubits*, Rev. Mod. Phys., **79** (2007), p. 135.
- [Krapick *et al.*, 2013] S. Krapick, H. Herrmann, V. Quiring, B. Brecht, H. Suche, and C. Silberhorn, *An efficient integrated two-color source for heralded single photons*, New J. Phys., **15** (2013), p. 033010.
- [Kraus *et al.*, 2006] B. Kraus, W. Tittel, N. Gisin, M. Nilsson, S. Kröll, and J. Cirac, *Quantum memory for nonstationary light fields based on controlled reversible inhomogeneous broadening*, Phys. Rev. A, **73** (2006), p. 020302.
- [Krauter *et al.*, 2013] H. Krauter, D. Salart, C. a. Muschik, J. M. Petersen, H. Shen, T. Fernholz, and E. S. Polzik, *Deterministic quantum teleportation between distant atomic objects*, Nat. Phys., **9** (2013), pp. 1–5.
- [Kubo *et al.*, 2010] Y. Kubo, F. R. Ong, P. Bertet, D. Vion, V. Jacques, D. Zheng, A. Dréau, J.-F. Roch, A. Auffeves, F. Jelezko, J. Wrachtrup, M. F. Barthe, P. Bergonzo, and D. Esteve, *Strong coupling of a spin ensemble to a superconducting resonator*, Phys. Rev. Lett., **105** (2010), p. 140502.
- [Kuzmich *et al.*, 2003] A. Kuzmich, W. P. Bowen, a. D. Boozer, a. Boca, C. W. Chou, L.-M. Duan, and H. J. Kimble, *Generation of nonclassical photon pairs for scalable quantum communication with atomic ensembles*, Nature, **423** (2003), pp. 731–4.
- [Kwiat *et al.*, 1995] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih, *New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs*, Phys. Rev. Lett., **75** (1995), pp. 4337–4341.
- [Kwiat and Weinfurter, 1998] P. G. Kwiat and H. Weinfurter, *Embedded Bell-state analysis*, Phys. Rev. A, **58** (1998), p. R2623.
- [Lan *et al.*, 2009] S.-Y. Lan, A. Radnaev, O. Collins, D. Matsukevich, T. Kennedy, and A. Kuzmich, *A multiplexed quantum memory*, Opt. Express, **17** (2009), pp. 13639–13645.
- [Landry *et al.*, 2007] O. Landry, J. A. W. van Houwelingen, A. Beveratos, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum teleportation over the Swisscom telecommunication network*, J. Opt. Soc. Am. B, **24** (2007), pp. 398–403.
- [Lanyon *et al.*, 2007] B. Lanyon, T. Weinhold, N. Langford, M. Barbieri, D. James, A. Gilchrist, and A. White, *Experimental demonstration of a compiled version of Shor’s algorithm with quantum entanglement*, Phys. Rev. Lett., **99** (2007), p. 250505.
- [Laurat, 2009] J. Laurat, *Heralding the storage of light*, Physics, **2** (2009), p. 62.

- [Laurat *et al.*, 2007] J. Laurat, K. S. Choi, H. Deng, C. W. Chou, and H. J. Kimble, *Heralded entanglement between atomic ensembles : Preparation, decoherence, and scaling*, Phys. Rev. Lett., **99** (2007), p. 180504.
- [Laurat *et al.*, 2006] J. Laurat, H. D. Riedmatten, D. Felinto, C.-w. Chou, E. W. Schomburg, and H. J. Kimble, *Efficient retrieval of a single excitation stored in an atomic ensemble*, Opt. Express, **14** (2006), pp. 6912–6918.
- [Lauritzen *et al.*, 2010] B. Lauritzen, J. Minář, H. de Riedmatten, M. Afzelius, N. Sangouard, C. Simon, and N. Gisin, *Telecommunication-wavelength solid-state memory at the single photon level*, Phys. Rev. Lett., **104** (2010), p. 080502.
- [Le Bellac, 2003] M. Le Bellac, *Physique quantique*, EDP sciences (2003).
- [Le Bellac, 2005] M. Le Bellac, *Introduction à l'information quantique*, Belin (2005).
- [Lefevre, 1980] H. Lefevre, *Single-mode fibre fractional wave devices and polarisation controllers*, Electron. Lett., **16** (1980), pp. 778–780.
- [Leibfried *et al.*, 2003] D. Leibfried, B. DeMarco, V. Meyer, D. Lucas, M. Barrett, J. Britton, W. M. Itano, B. Jelenkovic, C. Langer, T. Rosenband, and D. J. Wineland, *Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate*, Nature, **422** (2003), pp. 412–415.
- [Leibfried *et al.*, 2005] D. Leibfried, E. Knill, S. Seidelin, J. Britton, R. B. Blakestad, J. Chiaverini, D. B. Hume, W. M. Itano, J. D. Jost, C. Langer, R. Ozeri, R. Reichle, and D. J. Wineland, *Creation of a six-atom ‘Schrödinger cat’ state*, Nature, **438** (2005), pp. 639–642.
- [Letokhov and Minogin, 1981] V. Letokhov and V. Minogin, *Laser radiation pressure on free atoms*, Phys. Rep., **73** (1981), pp. 1 – 65.
- [Lett *et al.*, 1989] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989), pp. 2084–2107.
- [Lett *et al.*, 1988] P. D. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, and W. Phillips, *Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit*, Phys. Rev. Lett., **61** (1988), pp. 169–173.
- [Lettner *et al.*, 2011] M. Lettner, M. Mücke, S. Riedl, C. Vo, C. Hahn, S. Baur, J. Bochmann, S. Ritter, S. Dürr, and G. Rempe, *Remote entanglement between a single atom and a Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett., **106** (2011), p. 210503.
- [Lindquist *et al.*, 1992] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, *Experimental and theoretical study of the vapor-cell Zeeman optical trap*, Phys. Rev. A, **46** (1992), pp. 4082–4090.
- [Lu *et al.*, 2007] C.-Y. Lu, D. E. Browne, T. Yang, and J.-W. Pan, *Demonstration of a compiled version of Shor’s quantum factoring algorithm using photonic qubits*, Phys. Rev. Lett., **99** (2007), p. 250504.
- [Lu *et al.*, 1996] Z. Lu, K. Corwin, M. Renn, M. Anderson, E. Cornell, and C. Wieman, *Low-velocity intense source of atoms from a magneto-optical trap*, Phys. Rev. Lett., **77** (1996), p. 3331.

- [Lukin, 2003] M. D. Lukin, *Colloquium : Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles*, Rev. Mod. Phys., **75** (2003), pp. 457–472.
- [Lütkenhaus, 2000] N. Lütkenhaus, *Security against individual attacks for realistic quantum key distribution*, Phys. Rev. A, **61** (2000), p. 52304.
- [Lvovsky *et al.*, 2009] A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, *Optical quantum memory*, Nat. Photonics, **3** (2009), pp. 706–714.
- [Ma *et al.*, 2012] X. Ma, T. Herbst, T. Scheidl, W. Daqing, S. Kropatschek, W. Naylor, B. Wittmann, A. Mech, J. Kofler, E. Anisimova, V. Makarov, T. Jennewein, R. Ursin, and A. Zeilinger, *Quantum teleportation over 143 kilometres using active feed-forward*, Nature, **489** (2012), pp. 269–273.
- [Mair *et al.*, 2001] A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, and A. Zeilinger, *Entanglement of the orbital angular momentum states of photons*, Nature, **412** (2001), pp. 313–316.
- [Makhlin *et al.*, 1999] Y. Makhlin, G. Schohn, and A. Shnirman, *Josephson-junction qubits with controlled couplings*, Nature, **398** (1999), pp. 305–307.
- [Marcikic *et al.*, 2003] I. Marcikic, H. de Riedmatten, W. Tittel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Long-distance teleportation of qubits at telecommunication wavelengths*, Nature, **421** (2003), pp. 509–513.
- [Maring *et al.*, 2014] N. Maring, K. Kutluer, J. Cohen, M. Cristiani, M. Mazzer, P. M. Ledingham, and H. de Riedmatten, *Storage of telecom photons in a doped crystal interfaced via frequency up-conversion*, arXiv preprint arXiv :1407.3094, (2014).
- [Marsili *et al.*, 2013] F. Marsili, V. Verma, J. Stern, S. Harrington, A. Lita, T. Gerrits, I. Vayshenker, B. Baek, M. Shaw, R. Mirin, and S. W. Nam, *Detecting single infrared photons with 93% system efficiency*, Nat. Photonics, **7** (2013), pp. 210–214.
- [Martin, 2011] A. Martin, *Puces photoniques pour les communications quantiques longues distances*, Ph.D. thesis, Université Nice Sophia Antipolis (2011).
- [Martin *et al.*, 2012] A. Martin, O. Alibart, M. De Micheli, D. Ostrowsky, and S. Tanzilli, *A quantum relay chip based on telecommunication integrated optics technology*, New J. Phys., **14** (2012), p. 025002.
- [Martin *et al.*, 2010] A. Martin, A. Issautier, H. Herrmann, W. Sohler, D. B. Ostrowsky, O. Alibart, and S. Tanzilli, *A polarization entangled photon-pair source based on a type-ii PPLN waveguide emitting at a telecom wavelength*, New J. Phys., **12** (2010), p. 103005.
- [Martin *et al.*, 2013] A. Martin, F. Kaiser, A. Vernier, A. Beveratos, V. Scarani, and S. Tanzilli, *Cross time-bin photonic entanglement for quantum key distribution*, Phys. Rev. A, **87** (2013), p. 020301.
- [Martín-López *et al.*, 2012] E. Martín-López, A. Laing, T. Lawson, R. Alvarez, X.-Q. Zhou, and J. L. O’Brien, *Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using qubit recycling*, Nat. Photonics, **6** (2012), pp. 773–776.
- [Matsukevich *et al.*, 2006] D. Matsukevich, T. Chanelière, S. Jenkins, S.-Y. Lan, T. Kennedy, and A. Kuzmich, *Deterministic single photons via conditional quantum evolution*, Phys. Rev. Lett., **97** (2006), p. 013601.

- [Matsukevich and Kuzmich, 2004] D. Matsukevich and A. Kuzmich, *Quantum state transfer between matter and light*, Science, **306** (2004), pp. 663–666.
- [Maurer *et al.*, 2012] P. C. Maurer, G. Kucsko, C. Latta, L. Jiang, N. Y. Yao, S. D. Bennett, F. Pastawski, D. Hunger, N. Chisholm, M. Markham, D. J. Twitchen, J. I. Cirac, and M. Lukin, *Room-temperature quantum bit memory exceeding one second*, Science, **336** (2012), pp. 1283–1286.
- [Mendes *et al.*, 2013] M. S. Mendes, P. L. Saldanha, J. W. R. Tabosa, and D. Felinto, *Dynamics of the reading process of a quantum memory*, New J. Phys., **15** (2013), p. 075030.
- [Mermin, 2010] N. D. Mermin, *Calculs et algorithmes quantiques : Méthodes et exemples*, EDP Sciences (2010).
- [Metcalf and van der Straten, 1999] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Springer (1999).
- [Moehring *et al.*, 2007] D. Moehring, P. Maunz, S. Olmschenk, K. Younge, D. Matsukevich, L.-M. Duan, and C. Monroe, *Entanglement of single-atom quantum bits at a distance*, Nature, **449** (2007), pp. 68–71.
- [Moiseev and Kröll, 2001] S. Moiseev and S. Kröll, *Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a doppler-broadened transition*, Phys. Rev. Lett., **87** (2001), p. 173601.
- [Monroe, 2002] C. Monroe, *Quantum information processing with atoms and photons*, Nature, **416** (2002), pp. 238–246.
- [Monroe *et al.*, 1995] C. Monroe, D. M. Meekhof, B. E. King, W. M. Itano, and D. J. Wineland, *Demonstration of a fundamental quantum logic gate*, Phys. Rev. Lett., **75** (1995), pp. 4714–4717.
- [Monroe *et al.*, 1990] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Very cold trapped atoms in a vapor cell*, Phys. Rev. Lett., **65** (1990), pp. 1571–1574.
- [Muller *et al.*, 1996] A. Muller, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum cryptography over 23 km in installed under-lake telecom fibre*, Europhys. Lett., **33** (1996), p. 335.
- [Myatt *et al.*, 1996] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser, and C. E. Wieman, *Multiply loaded magneto-optical trap*, Opt. Lett., **21** (1996), pp. 290–292.
- [Naik *et al.*, 2000] D. S. Naik, C. G. Peterson, A. G. White, A. J. Berglund, and P. G. Kwiat, *Entangled state quantum cryptography : Eavesdropping on the Ekert protocol*, Phys. Rev. Lett., **84** (2000), pp. 4733–4736.
- [Nicolas *et al.*, 2014] A. Nicolas, L. Veissier, L. Giner, E. Giacobino, D. Maxein, and J. Laurat, *A quantum memory for orbital angular momentum photonic qubits*, Nat. Photonics, **8** (2014), pp. 234–238.
- [Nielsen and Chuang, 2000] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2000).
- [Nielsen and Chuang, 2010] M. A. Nielsen and I. L. Chuang, *Quantum computation and quantum information*, Cambridge university press (2010).

- [Nilsson and Kröll, 2005] M. Nilsson and S. Kröll, *Solid state quantum memory using complete absorption and re-emission of photons by tailored and externally controlled inhomogeneous absorption profiles*, Opt. Comm., **247** (2005), pp. 393–403.
- [Nunn *et al.*, 2007] J. Nunn, I. Walmsley, M. Raymer, K. Surmacz, F. Waldermann, Z. Wang, and D. Jaksch, *Mapping broadband single-photon wave packets into an atomic memory*, Phys. Rev. A, **75** (2007), p. 011401.
- [Olislager *et al.*, 2011] L. Olislager, I. Mbodji, E. Woodhead, J. Cussey, L. Furfaro, P. Emplit, S. Massar, K. P. Huy, and J.-M. Merolla, *Reliable and efficient control of two-photon interference in the frequency domain*, arXiv :1107.5519, (2011).
- [O’Sullivan-Hale *et al.*, 2005] M. N. O’Sullivan-Hale, I. Ali Khan, R. W. Boyd, and J. C. Howell, *Pixel entanglement : Experimental realization of optically entangled $d=3$ and $d=6$ qudits*, Phys. Rev. Lett., **94** (2005), p. 220501.
- [Pan *et al.*, 1998] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Experimental entanglement swapping : Entangling photons that never interacted*, Phys. Rev. Lett., **80** (1998), p. 3891.
- [Pelc *et al.*, 2011] J. S. Pelc, L. Ma, C. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M. Fejer, *Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm : performance and noise analysis*, Opt. Express, **19** (2011), pp. 21445–21456.
- [Peng *et al.*, 2007] C. Z. Peng, J. Zhang, D. Yang, W. B. Gao, H. X. Ma, H. Yin, H. P. Zeng, T. Yang, X. B. Wang, and J.-W. Pan, *Experimental long-distance decoy-state quantum key distribution based on polarization encoding*, Phys. Rev. Lett., **98** (2007), p. 10505.
- [Phillips, 1998] W. D. Phillips, *Nobel Lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms*, Rev. Mod. Phys., **70** (1998), pp. 721–741.
- [Piro *et al.*, 2010] N. Piro, F. Rohde, C. Schuck, M. Almendros, J. Huwer, J. Ghosh, a. Haase, M. Hennrich, F. Dubin, and J. Eschner, *Heralded single-photon absorption by a single atom*, Nat. Phys., **7** (2010), pp. 17–20.
- [Politi *et al.*, 2009] A. Politi, J. C. F. Matthews, and J. L. O’Brien, *Shor’s quantum factoring algorithm on a photonic chip*, Science, **325** (2009), p. 1221.
- [Pomarico *et al.*, 2012] E. Pomarico, B. Sanguinetti, T. Guerreiro, R. Thew, and H. Zbinden, *MHz rate and efficient synchronous heralding of single photons at telecom wavelengths*, Opt. Express, **20** (2012), pp. 23846–23855.
- [Raab *et al.*, 1987] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, *Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure*, Phys. Rev. Lett., **59** (1987), pp. 2631–2634.
- [Radnaev *et al.*, 2010] A. G. Radnaev, Y. O. Dudin, R. Zhao, H. H. Jen, S. D. Jenkins, A. Kuzmich, and T. A. B. Kennedy, *A quantum memory with telecom-wavelength conversion*, Nat. Phys., **6** (2010), pp. 894–899.
- [Ramelow *et al.*, 2009] S. Ramelow, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. K. Langford, and A. Zeilinger, *Discrete tunable color entanglement*, Phys. Rev. A, **103** (2009), p. 253601.

Bibliographie

- [Rapol *et al.*, 2001] U. D. Rapol, A. Wasan, and V. Natarajan, *Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source*, Phys. Rev. A, **64** (2001), p. 023402.
- [Reim *et al.*, 2011] K. Reim, P. Michelberger, K. Lee, J. Nunn, N. Langford, and I. Walmsley, *Single-photon-level quantum memory at room temperature*, Phys. Rev. Lett., **107** (2011), p. 053603.
- [Reim *et al.*, 2010] K. F. Reim, J. Nunn, V. O. Lorenz, B. J. Sussman, K. C. Lee, N. K. Langford, D. Jaksch, and I. A. Walmsley, *Towards high-speed optical quantum memories*, Nat. Photonics, **4** (2010), pp. 218–221.
- [Rieländer *et al.*, 2014] D. Rieländer, K. Kutluer, P. M. Ledingham, M. Gündoğan, J. Fekete, M. Mazzera, and H. de Riedmatten, *Quantum storage of heralded single photons in a praseodymium-doped crystal*, Phys. Rev. Lett., **112** (2014), p. 040504.
- [Ritter *et al.*, 2012] S. Ritter, C. Nölleke, C. Hahn, A. Reiserer, A. Neuzner, M. Uphoff, M. Mücke, E. Figueroa, J. Bochmann, and G. Rempe, *An elementary quantum network of single atoms in optical cavities*, Nature, **484** (2012), pp. 195–200.
- [Rivest *et al.*, 1978] R. L. Rivest, A. Shamir, and L. Adleman, *A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems*, Com. of the ACM, **21** (1978), pp. 120–126.
- [Roslund *et al.*, 2014] J. Roslund, R. M. De Araujo, S. Jiang, C. Fabre, and N. Treps, *Wavelength-multiplexed quantum networks with ultrafast frequency combs*, Nat. Photonics, **8** (2014), pp. 109–112.
- [Russell *et al.*, 2013] L. Russell, R. Kumar, V. Tiwari, and S. N. Chormaic, *Measurements on release-recapture of cold ^{85}Rb atoms using an optical nanofibre in a magneto-optical trap*, Opt. Comm., **309** (2013), pp. 313 – 317.
- [Sabooni *et al.*, 2010] M. Sabooni, F. Beaudoin, A. Walther, N. Lin, A. Amari, M. Huang, and S. Kröll, *Storage and recall of weak coherent optical pulses with an efficiency of 25%*, Phys. Rev. Lett., **105** (2010), p. 060501.
- [Sabooni *et al.*, 2013] M. Sabooni, Q. Li, S. Kröll, and L. Rippe, *Efficient quantum memory using a weakly absorbing sample*, Phys. Rev. Lett., **110** (2013), p. 133604.
- [Saglamyurek *et al.*, 2014] E. Saglamyurek, J. Jin, V. B. Verma, M. D. Shaw, F. Marsili, S. W. Nam, D. Oblak, and W. Tittel, *Quantum storage of entangled telecom-wavelength photons in an erbium-doped optical fibre*, arXiv :1409.0831, (2014).
- [Saglamyurek *et al.*, 2011] E. Saglamyurek, N. Sinclair, J. Jin, J. A. Slater, D. Oblak, F. Bussieres, M. George, R. Ricken, W. Sohler, and W. Tittel, *Broadband waveguide quantum memory for entangled photons*, Nature, **469** (2011), pp. 512–515.
- [Salomon *et al.*, 1990] C. Salomon, J. Dalibard, W. D. Phillips, A. Clairon, and S. Guellati, *Laser cooling of cesium atoms below 3 μk* , Europhys. Lett., **12** (1990), p. 683.

- [Sangouard *et al.*, 2011] N. Sangouard, C. Simon, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics*, Rev. Mod. Phys., **83** (2011), p. 33.
- [Sangouard *et al.*, 2007] N. Sangouard, C. Simon, J. c. v. Minář, H. Zbinden, H. de Riedmatten, and N. Gisin, *Long-distance entanglement distribution with single-photon sources*, Phys. Rev. A, **76** (2007), p. 050301.
- [Scarani *et al.*, 2005] V. Scarani, S. Iblisdir, N. Gisin, and A. Acín, *Quantum cloning*, Rev. Mod. Phys., **77** (2005), p. 1225.
- [Schaff, 2011] J. F. Schaff, *Shortcuts to adiabaticity for ultracold gases*, Ph.D. thesis, Université Nice Sophia Antipolis (2011).
- [Schindler *et al.*, 2013] P. Schindler, D. Nigg, T. Monz, J. T. Barreiro, E. Martinez, S. X. Wang, S. Quint, M. F. Brandl, V. Nebendahl, C. F. Roos, *et al.*, *A quantum information processor with trapped ions*, New J. Phys., **15** (2013), p. 123012.
- [Schmidt-Kaler *et al.*, 2003] F. Schmidt-Kaler, H. Häffner, M. Riebe, S. Gulde, G. P. T. Lancaster, T. Deuschle, C. Becher, C. F. Roos, J. Eschner, and R. Blatt, *Realization of the Cirac-Zoller controlled-NOT gate*, Nature, **422** (2003), pp. 408–411.
- [Schumacher, 1995] B. Schumacher, *Quantum coding*, Phys. Rev. A, **51** (1995), p. 2738.
- [Schünemann *et al.*, 1999] U. Schünemann, H. Engler, R. Grimm, M. Weidemüller, and M. Zielonkowski, *Simple scheme for tunable frequency offset locking of two lasers*, Rev. Sci. Instrum., **70** (1999), pp. 242–243.
- [Sesko *et al.*, 1989] D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher, and C. Wieman, *Collisional losses from a light-force atom trap*, Phys. Rev. Lett., **63** (1989), pp. 961–964.
- [Sesko *et al.*, 1991] D. W. Sesko, T. G. Walker, and C. E. Wieman, *Behavior of neutral atoms in a spontaneous force trap*, J. Opt. Soc. Am. B, **8** (1991), pp. 946–958.
- [Shannon, 1949] C. E. Shannon, *Communication theory of secrecy systems*, Bell Syst. Tech. J., **28** (1949), pp. 656–715.
- [Sherson *et al.*, 2006] J. F. Sherson, H. Krauter, R. K. Olsson, B. Julsgaard, K. Hammerer, I. Cirac, and E. S. Polzik, *Quantum teleportation between light and matter*, Nature, **443** (2006), pp. 557–560.
- [Shor, 1994] P. Shor, *Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*, Proc. 35th IEEE Symp. on Foundations of Computer Science, Santa Fe, (1994), p. 124.
- [Simon *et al.*, 2010] C. Simon, M. Afzelius, J. Appel, A. Boyer de la Giroday, S. J. Dewhurst, N. Gisin, C. Y. Hu, F. Jelezko, S. Kröll, J. H. Müller, J. Nunn, E. S. Polzik, J. G. Rarity, H. de Riedmatten, W. Rosenfeld, A. J. Shields, N. Sköld, R. M. Stevenson, R. Thew, I. A. Walmsley, M. C. Weber, H. Weinfurter, J. Wrachtrup, and R. J. Young, *Quantum memories*, Eur. Phys. J. D, **58** (2010), pp. 1–22.

Bibliographie

- [Simon *et al.*, 2007a] C. Simon, H. de Riedmatten, M. Afzelius, N. Sangouard, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum repeaters with photon pair sources and multimode memories*, Phys. Rev. Lett., **98** (2007a), p. 190503.
- [Simon *et al.*, 2007b] J. Simon, H. Tanji, J. K. Thompson, and V. Vuleticacute, *Interfacing collective atomic excitations and single photons*, Phys. Rev. Lett., **98** (2007b), p. 183601.
- [Sipahigil *et al.*, 2012] A. Sipahigil, M. L. Goldman, E. Togan, Y. Chu, M. Mar-kham, D. J. Twitchen, A. S. Zibrov, A. Kubanek, and M. D. Lukin, *Quantum interference of single photons from remote nitrogen-vacancy centers in dia-mond*, Phys. Rev. Lett., **108** (2012), p. 143601.
- [Sparkes *et al.*, 2013] B. Sparkes, J. Bernu, M. Hosseini, J. Geng, Q. Glorieux, P. A. Altin, P. Lam, N. Robins, and B. Buchler, *Gradient echo memory in an ultra-high optical depth cold atomic ensemble*, New J. Phys., **15** (2013), p. 085027.
- [Specht *et al.*, 2011] H. P. Specht, C. Nolleke, A. Reiserer, M. Uphoff, E. Figueroa, S. Ritter, and G. Rempe, *A single-atom quantum memory*, Nature, **473** (2011), pp. 190–193.
- [Stanojevic *et al.*, 2011] J. Stanojevic, V. Parigi, E. Bimbard, R. Tualle-Brouiri, A. Ourjoumtsev, and P. Grangier, *Controlling the quantum state of a single photon emitted from a single polariton*, Phys. Rev. A, **84** (2011), p. 053830.
- [Staudt *et al.*, 2007] M. U. Staudt, S. R. Hastings-Simon, M. Nilsson, M. Afzelius, V. Scarani, R. Ricken, H. Suche, W. Sohler, W. Tittel, and N. Gisin, *Fidelity of an optical memory based on stimulated photon echoes*, Phys. Rev. Lett., **98** (2007), p. 113601.
- [Steane *et al.*, 1992] A. M. Steane, M. Chowdhury, and C. J. Foot, *Radiation force in the magneto-optical trap*, J. Opt. Soc. Am. B, **9** (1992), pp. 2142–2158.
- [Steck, 2010] D. A. Steck, *Rubidium 87 D Line Data*, Ce document peut se trouver en ligne : <http://steck.us/alkalidata/>, (2010).
- [Steckelmacher, 1966] W. Steckelmacher, *A review of the molecular flow conduc-tance for systems of tubes and components and the measurement of pumping speed*, Vacuum, **16** (1966), pp. 561 – 584.
- [Strassel, 2008] T. Strassel, *Quantum memory with atomic ensembles of rubidium and single photons for long distance quantum communication*, Ph.D. thesis (2008).
- [Stucki *et al.*, 2009] D. Stucki, N. Walenta, F. Vannel, R. Thew, N. Gisin, H. Zbin-den, S. Gray, C. R. Towery, and S. Ten, *High rate, long-distance quantum key distribution over 250 km of ultra low loss fibres*, New J. Phys., **11** (2009), p. 75003.
- [Sutherland, 1996] R. L. Sutherland, *Handbook of non-linear optics*, M. Dekker, inc Ed (1996).
- [Takesue, 2010] H. Takesue, *Single-photon frequency down-conversion experiment*, Phys. Rev. A, **82** (2010), p. 013833.
- [Takesue and Miquel, 2009] H. Takesue and B. Miquel, *Entanglement swapping using telecom-band photons generated in fibers*, Opt. Express, **17** (2009), pp. 10748–10756.

- [Takesue *et al.*, 2007] H. Takesue, S. W. Nam, Q. Zhang, R. H. Hadfield, T. Honjo, K. Tamaki, and Y. Yamamoto, *Quantum key distribution over a 40-dB channel loss using superconducting single-photon detectors*, Nat. Photonics, **1** (2007), pp. 343–348.
- [Tanji *et al.*, 2009] H. Tanji, S. Ghosh, J. Simon, B. Bloom, and V. Vuletić, *Heralded single-magnon quantum memory for photon polarization states*, Phys. Rev. Lett., **103** (2009), p. 043601.
- [Tanzilli, 2002] J.-S. Tanzilli, *Optique intégrée pour les communications quantiques*, Ph.D. thesis, Université Nice Sophia Antipolis (2002).
- [Tanzilli *et al.*, 2012] S. Tanzilli, A. Martin, F. Kaiser, M. P. De Micheli, O. Alibart, and D. B. Ostrowsky, *On the genesis and evolution of integrated quantum optics*, Laser Photon. Rev., **6** (2012), pp. 115–143.
- [Tanzilli *et al.*, 2005] S. Tanzilli, W. Tittel, M. Halder, O. Alibart, P. Baldi, N. Gisin, and H. Zbinden, *A photonic quantum information interface*, Nature, **437** (2005), pp. 116–120.
- [Tapster and Rarity, 1998] P. R. Tapster and J. G. Rarity, *Photon statistics of pulsed parametric light*, J. Mod. Opt., **45** (1998), p. 595.
- [Timoney *et al.*, 2013] N. Timoney, I. Usmani, P. Jobez, M. Afzelius, and N. Gisin, *Single-photon-level optical storage in a solid-state spin-wave memory*, Phys. Rev. A, **88** (2013), p. 022324.
- [Tittel *et al.*, 2010] W. Tittel, M. Afzelius, T. Chanelière, R. Cone, S. Kröll, S. Moiseev, and M. Sellars, *Photon-echo quantum memory in solid state systems*, Laser Photon. Rev., **4** (2010), pp. 244–267.
- [Tittel *et al.*, 2000] W. Tittel, J. Brendel, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum cryptography using entangled photons in energy-time Bell states*, Phys. Rev. Lett., **84** (2000), pp. 4737–4740.
- [Tittel and Weihs, 2001] W. Tittel and G. Weihs, *Photonic entanglement for fundamental tests and quantum communication*, Quant. Inf. Comp., **1** (2001), pp. 3–56.
- [Togan *et al.*, 2010] E. Togan, Y. Chu, A. Trifonov, L. Jiang, J. Maze, L. Childress, M. G. Dutt, A. S. Sørensen, P. Hemmer, A. Zibrov, and M. Lukin, *Quantum entanglement between an optical photon and a solid-state spin qubit*, Nature, **466** (2010), pp. 730–734.
- [Ungar *et al.*, 1989] P. J. Ungar, D. S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, *Optical molasses and multilevel atoms : theory*, J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989), pp. 2058–2071.
- [Usmani *et al.*, 2010] I. Usmani, M. Afzelius, H. De Riedmatten, and N. Gisin, *Mapping multiple photonic qubits into and out of one solid-state atomic ensemble*, Nat. Commun., **1** (2010), p. 12.
- [Usmani *et al.*, 2012] I. Usmani, C. Clausen, F. Bussièrès, N. Sangouard, M. Afzelius, and N. Gisin, *Heralded quantum entanglement between two crystals*, Nat. Photonics, **6** (2012), pp. 234–237.
- [Vallone *et al.*, 2009] G. Vallone, R. Ceccarelli, F. De Martini, and P. Mataloni, *Hyperentanglement of two photons in three degrees of freedom*, Phys. Rev. A, **79** (2009), p. 30301.

Bibliographie

- [van der Wal *et al.*, 2003] C. H. van der Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, *Atomic memory for correlated photon states*, *Science*, **301** (2003), pp. 196–200.
- [Van Houwelingen *et al.*, 2006] J. Van Houwelingen, N. Brunner, A. Beveratos, H. Zbinden, and N. Gisin, *Quantum teleportation with a three-bell-state analyzer*, *Phys. Rev. Lett.*, **96** (2006), p. 130502.
- [Vandersypen *et al.*, 2001] L. M. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, M. H. Sherwood, and I. L. Chuang, *Experimental realization of Shor’s quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance*, *Nature*, **414** (2001), pp. 883–887.
- [Veissier, 2013] L. Veissier, *Quantum memory protocols in large cold atomic ensembles*, Ph.D. thesis, Université Pierre et Marie Curie, Paris (2013).
- [Veissier *et al.*, 2013] L. Veissier, A. Nicolas, L. Giner, D. Maxein, A. Sheremet, E. Giacobino, and J. Laurat, *Reversible optical memory for twisted photons*, *Opt. Lett.*, **38** (2013), pp. 712–714.
- [Vernam, 1919] G. Vernam, *Secret signaling system* (1919), US Patent 1,310,719.
- [Wal *et al.*, 2003] C. H. v. d. Wal, M. D. Eisaman, A. André, R. L. Walsworth, D. F. Phillips, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, *Atomic memory for correlated photon states*, *Science*, **301** (2003), pp. 196–200.
- [Walker and Walker, 1990] N. G. Walker and G. R. Walker, *Polarization control for coherent communications*, *J. Lightwave Technol.*, **8** (1990), pp. 438–458.
- [Weedbrook *et al.*, 2012] C. Weedbrook, S. Pirandola, R. García-Patrón, N. J. Cerf, T. C. Ralph, J. H. Shapiro, and S. Lloyd, *Gaussian quantum information*, *Rev. Mod. Phys.*, **84** (2012), p. 621.
- [Wheeler, 1928] H. A. Wheeler, *Simple inductance formulas for radio coils*, *Proceedings of the I.R.E.*, **16** (1928), pp. 1398–1400.
- [Wieman and Hänsch, 1976] C. Wieman and T. W. Hänsch, *Doppler-free laser polarization spectroscopy*, *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), pp. 1170–1173.
- [Wigner, 1993] E. P. Wigner, *The collected works of Eugene Paul Wigner*, Springer (1993).
- [Wilk *et al.*, 2010] T. Wilk, A. Gaëtan, C. Evellin, J. Wolters, Y. Miroshnychenko, P. Grangier, and A. Browaeys, *Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade*, *Phys. Rev. Lett.*, **104** (2010), p. 10502.
- [Wilk *et al.*, 2007] T. Wilk, S. C. Webster, A. Kuhn, and G. Rempe, *Single-atom single-photon quantum interface*, *Science*, **317** (2007), pp. 488–90.
- [Wineland and Dehmelt, 1975] D. Wineland and H. Dehmelt, *Proposed $10^{14} \delta\mu < \mu$ laser fluorescence spectroscopy on TI^+ mono-ion oscillator III (side band cooling)*, *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20** (1975), pp. 637–637.
- [Wineland and Itano, 1979] D. J. Wineland and W. M. Itano, *Laser cooling of atoms*, *Phys. Rev. A*, **20** (1979), pp. 1521–1540.
- [Wohlleben *et al.*, 2001] W. Wohlleben, F. Chevy, K. Madison, and J. Dalibard, *An atom faucet*, *Eur. Phys. J. D*, **15** (2001), pp. 237–244.

- [Wootters and Zurek, 1982] W. K. Wootters and W. H. Zurek, *A single quantum cannot be cloned*, *Nature*, **299** (1982), pp. 802–803.
- [Wootton, 2012] J. R. Wootton, *Quantum memories and error correction*, *J. Mod. Opt.*, **59** (2012), pp. 1717–1738.
- [Xavier *et al.*, 2009] G. B. Xavier, N. Walenta, G. de Faria, G. P. Temporão, N. Gisin, H. Zbinden, and J. P. von der Weid, *Experimental polarization encoded quantum key distribution over optical fibres with real-time continuous birefringence compensation*, *New J. Phys.*, **11** (2009), p. 45015.
- [Yariv, 1989] A. Yariv, *Quantum electronics*, Wiley, New-York (1989).
- [Yuan *et al.*, 2008] Z.-S. Yuan, Y.-A. Chen, B. Zhao, S. Chen, J. Schmiedmayer, and J.-W. Pan, *Experimental demonstration of a BDCZ quantum repeater node*, *Nature*, **454** (2008), pp. 1098–1101.
- [Zaske *et al.*, 2011] S. Zaske, A. Lenhard, and C. Becher, *Efficient frequency down-conversion at the single photon level from the red spectral range to the telecommunications C-band*, *Opt. Express*, **19** (2011), pp. 12825–12836.
- [Zelan, 2011] M. Zelan, *Ultracold atoms in optical potentials*, Ph.D. thesis, Umeå University (2011).
- [Zhang *et al.*, 2011] H. Zhang, X.-M. Jin, J. Yang, H.-N. Dai, S.-J. Yang, T.-M. Zhao, J. Rui, Y. He, X. Jiang, F. Yang, G.-S. Pan, Z.-S. Yuan, Y. Deng, Z.-B. Chen, X.-H. Bao, S. Chen, B. Zhao, and J.-W. Pan, *Preparation and storage of frequency-uncorrelated entangled photons from cavity-enhanced spontaneous parametric downconversion*, *Nat. Photonics*, **5** (2011), pp. 628–632.
- [Zhao, 2008] B. Zhao, *Robust and efficient quantum repeater with atomic ensembles and linear optics*, Ph.D. thesis, University of Heidelberg, Germany (2008).
- [Zhao *et al.*, 2009a] B. Zhao, Y.-A. Chen, X.-H. Bao, T. Strassel, C.-S. Chuu, X.-M. Jin, J. Schmiedmayer, Z.-S. Yuan, S. Chen, and J.-W. Pan, *A millisecond quantum memory for scalable quantum networks*, *Nat. Phys.*, **5** (2009a), pp. 95–99.
- [Zhao, 2010] R. Zhao, *The experimental realization of long-lived quantum memory*, Ph.D. thesis, Georgia Institute of Technology (2010).
- [Zhao *et al.*, 2009b] R. Zhao, Y. O. Dudin, S. D. Jenkins, C. J. Campbell, D. N. Matsukevich, T. A. B. Kennedy, and A. Kuzmich, *Long-lived quantum memory*, *Nat. Phys.*, **5** (2009b), pp. 100–104.
- [Zhou *et al.*, 2012] S. Zhou, S. Zhang, C. Liu, J. Chen, J. Wen, M. Loy, G. Wong, and S. Du, *Optimal storage and retrieval of single-photon waveforms*, *Opt. Express*, **20** (2012), pp. 24124–24131.

Résumé

La communication quantique vise la génération, la distribution et le stockage de qubits afin d'établir de véritables réseaux quantiques. Le stockage cohérent, efficace et réversible d'états photoniques dans des mémoires atomiques est donc nécessaire et représente actuellement un enjeu majeur de la science de l'information quantique. Ainsi, de nombreux supports de stockage, tels que les ensembles d'atomes froids ou à l'état solide, sont envisagés afin de satisfaire au mieux les propriétés attendues d'une mémoire quantique. Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans ce contexte et décrivent la réalisation expérimentale d'une mémoire basée sur le protocole DLCZ dans un ensemble d'atomes froids de ^{87}Rb . Un dispositif de double piège magnéto-optique permet de refroidir et de confiner cet ensemble au sein d'un piège dont le temps de vie est ~ 15 s, et de le manipuler en vue du stockage quantique. Nous disposons ainsi d'un nuage présentant une épaisseur optique à résonance de l'ordre de 5, et dont les atomes sont refroidis à une dizaine de μK . La mise en place du protocole DLCZ dans cet ensemble atomique consiste à créer des états cohérents de la matière puis à les relire, à partir de diffusions Raman qui s'accompagnent de la génération de photons uniques corrélés en impulsion. Les premiers résultats obtenus montrent des corrélations non-classiques, affichant une violation forte de l'inégalité de Cauchy-Schwarz, pour une efficacité de lecture de l'ordre de 4% et un temps de cohérence de l'état stocké de ~ 800 ns. Cette mémoire, utilisée comme une source de photons uniques annoncés, fait partie d'un projet pour lequel une interface basée sur de l'optique non-linéaire intégrée a été construite et caractérisée afin de convertir les photons à 795 nm issus de la mémoire en photons à la longueur d'onde télécom de 1560 nm. L'ensemble de ces deux éléments combinés à une source photonique d'intrication et réunis au sein d'une expérience de téléportation d'états permettra ainsi de réaliser un relais quantique hybride.

Mots clés : Communication Quantique, Répéteurs et Mémoires Quantiques, Ensemble d'Atomes Froids, Piège Magnéto-Optique.

Abstract

Quantum communication aims at generating, distributing and storing qubits between distant locations, in view of implementing actual quantum networks. Coherent, efficient and reversible storage of photonic states in atomic memories is thus necessary and represents a major challenge in quantum information science. Several storage medium, such as cold atomic or solid-state ensembles, are considered so as to satisfy at best the different benchmarks of a quantum memory. In this context, the work presented in this manuscript describes the experimental realization of a memory based on the DLCZ protocol in cold atomic ensemble of ^{87}Rb . A double magneto-optical trap system allows cooling and confining this ensemble within a trap showing a lifetime of 15 s, and to manipulate it for quantum storage. This cloud shows a resonant optical thickness of about 5, and atoms are cooled down to $10 \mu\text{K}$. The implementation of the DLCZ protocol in this atomic ensemble consists in creating coherent states of matter and then to read them, using Raman scattering events which come along with the generation of pairs of single photons correlated in momentum. First results show non-classical correlations, which exhibit a strong violation of the Cauchy-Schwarz inequality, with a read-out efficiency of about 4% and a coherence time of the stored state on the order of 800 ns. This memory, used as a heralded single photon source, is part of a project in which an interface based on non-linear guided wave optics has been built and characterized so as to convert the 795 nm single photons generated by the memory to the telecom wavelength of 1560 nm. Both elements, combined with a entangled photon source within a teleportation experiment, will allow implementing a hybrid quantum network.

Keywords : Quantum Communication, Quantum Repeaters and Memories, Cold Atomic Ensemble, Magneto-Optical Trap.