HAL
open science

Transparence induite électromagnétiquement et mémoires quantiques sur la raie D2 du césium : effet de l'élargissement inhomogène dans une structure atomique multi-niveaux

Michael Scherman

▶ **To cite this version:**

Michael Scherman. Transparence induite électromagnétiquement et mémoires quantiques sur la raie D2 du césium : effet de l'élargissement inhomogène dans une structure atomique multi-niveaux. Optique [physics.optics]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2012. Français. NNT : . tel-00815517

HAL Id: tel-00815517

https://theses.hal.science/tel-00815517

Submitted on 18 Apr 2013

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.

Laboratoire Kastler Brossel
Physique quantique et applications

THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : Physique Quantique
Ecole Doctorale de Physique de la région Parisienne ED107

Présentée par :

M. Michael SCHERMAN

Pour obtenir le grade de :

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PIERRE ET MARIE CURIE

Sujet de la thèse :

Transparence induite électromagnétiquement et mémoires quantiques sur la raie D2 du césium : effet de l'élargissement inhomogène dans une structure atomique multi-niveaux

Soutenue le 27 mars 2012 devant le jury composé de :

M. Fabien BRETENAKER	**Rapporteur**
M. Francesco S. CATALLIOTI	**Examinateur**
Mme Elisabeth GIACOBINO	**Directrice de thèse**
M. Anders KASTBERG	**Examinateur**
M. Julien LAURAT	**Membre invité**
Mme Catherine SCHWOB	**Examinatrice**
M. José W. R. TABOSA	**Rapporteur**

Transparence induite électromagnétiquement et mémoires quantiques sur la raie D_2 du césium : effet de l'élargissement inhomogène dans une structure atomique multi-niveaux.

Résumé : Parce qu'il permet une interaction lumière-matière forte, contrôlable, et cohérente, le phénomène de transparence induite électromagnétiquement (EIT) trouve aujourd'hui des applications dans un champ très large de la physique. Cependant, sur la raie D_2 du ^{133}Cs, la transparence expérimentalement mesurée est très faible en présence d'élargissement inhomogène. Nous menons donc une étude théorique qui prend en compte les multiples niveaux excités de la raie et précise leur influence sur l'EIT. Elle conclut à l'existence de classes de vitesses atomiques particulières, responsables de la diminution de la transparence. Nous proposons alors une méthode originale permettant de restaurer l'EIT en creusant localement la distribution de vitesses. L'augmentation ainsi prévue de la transparence est ensuite vérifiée expérimentalement.

Deux expériences de mémoire par EIT sont ensuite présentées. Dans la première, deux quadratures orthogonales d'une bande latérale unique sont stockées dans une vapeur chaude de cesium, puis relues sans mesurer d'excès de bruit. Dans la seconde, le stockage d'un état cohérent en régime de photon unique est obtenu dans un nuage d'atomes froids. Afin de préparer le stockage de lumière non classique, l'asservissement de la mesure d'un état comprimé sur une quadrature fixe a été réalisé. Ce montage doit permettre de démontrer l'intrication déterministe de deux ensembles atomiques.

Mots Clés : optique quantique, transparence induite électromagnétiquement, mémoire quantique, cesium, élargissement inhomogène, structure atomique multi-niveaux, lumière comprimée.

Electromagnetically induced transparency and quantum memories in the cesium D_2 line : effect of the inhomogeneous broadening in a multilevel atomic structure.

Abstract : Because it allows a strong, controllable, and coherent light-matter interaction, electromagnetically induced transparency (EIT) is nowadays used in a wide range of physical phenomena. However, in the D_2 line of ^{133}Cs, and in the presence of inhomogeneous broadening, the experimentally measured transparency is very weak. We thus investigate theoretically a model that takes into account the multiple excited levels of the line and identify the influence of each of them on the EIT. The study concludes that some particular velocity classes of atoms are responsible for the loss of the EIT. We then propose an original method that permits to restore the transparency by velocity distribution shaping. Finally, the expected increase of the transparency is experimentally demonstrated.

Then, two EIT-based quantum memory experiments are presented. In the first one, two orthogonal quadratures of a single-sideband were stored without excess noise in a hot vapor of Cs. In the second one, the storage of a coherent state in the single photon regime in a cloud of cold atoms is obtained. In order to prepare the storage of non classical light, the lock of the homodyne measurement in a fixed quadrature of a squeezed state is realized. This experiment should lead to the demonstration of on demand entanglement of two atomic ensembles.

Key Words : quantum optics, electromagnetically induced transparency, quantum memories, cesium, inhomogeneous broadening, multilevel atomic structure, squeezed light.

Equipe d'Optique Quantique du Laboratoire Kastler Brossel,
Université Pierre et Marie Curie, tour 13-23, Case courier 74,
4 Place Jussieu 75252 Paris cedex 05

Parce qu'une thèse est avant tout une aventure humaine, il m'est important d'ouvrir la présentation des travaux qui en sont issus par le rappel des gens qui, de près ou de loin, y ont contribué.

Ces travaux se sont déroulés au sein du Laboratoire Kastler Brossel que dirige Paul Indelicato. Je le remercie de m'avoir donné la chance d'en faire partie durant un peu plus de trois ans. Pour avoir pu constater son action de manière formelle (durant les conseils du laboratoire) ou non (au quotidien), son accessibilité et son intérêt pour que chacun des membres trouve sa place au sein de cette grosse structure sont pour moi un exemple. Il est pour cela secondé d'une équipe particulièrement efficace, menée par Antoine Heidmann et Monique Granon, que je salue pour leurs actions bénéfiques au sein du laboratoire et leur interactions sympathiques au détour des couloirs.

Je tiens à remercier ma directrice de thèse Elisabeth Giacobino de m'avoir donné l'opportunité d'intégrer l'équipe d'Optique Quantique. Son exigence et sa confiance dans l'avancée des travaux ont été les moteurs de nombreuses avancées. Elle a par ailleurs su orienter les travaux de recherche de l'équipe de manière pertinente et avisée lorsque l'impasse guettait.

Pour avoir encadré le quotidien de ma vie au laboratoire, il me tient particulièrement à coeur d'adresser mes plus sincères remerciements à Julien Laurat. Il a orchestré avec brio la vie des doctorants qui se sont succédés au sein de l'équipe d'Optique Quantique. Son enthousiasme, sa présence et sa disponibilité ont permis d'animer agréablement le temps passé au laboratoire. Ses qualités d'expérimentateur et sa volonté ininterrompue de faire progresser l'expérience ont également été d'un grand secours. Je lui souhaite beaucoup de réussite dans la suite des projets qu'il mènera au sein de l'équipe ou ailleurs.

Pour être venu de Recife (Brésil), de Florence, de Nice, d'Orsay et de l'UPMC, je souhaite vivement remercier les membres du jury - Fabien Bretenaker, Franscesco S. Catallioti, Anders Kastberg, Catherine Schwob et José W. R. Tabosa - pour leur présence et leurs remarques constructives. Parmi eux, Fabien Bretenaker et José W. R. Tabosa ont accepté la lourde et ingrate tâche de relecture et correction du manuscrit, je leur en suis particulièrement reconnaissant.

Tout résultat expérimental est le fruit d'un travail collectif qui regroupe de multiples acteurs d'horizons très différents. Je tiens donc à tous les remercier pour leur investissement durant ces trois dernières années, qui a permis de mener à bien les expériences qui sont présentées dans ce manuscrit. En espérant n'oublier personne, j'aimerai citer en premier lieu les services administratifs, représentés par Laetitia Morel et Geneviève Léonis, qui ont su gérer nos achats, nos missions, nos documents... Une grande partie de l'électronique a été mise au point par Jean Pierre Okpisz et assemblée par Brigitte

Delamour. La porte de leur atelier toujours ouverte, leur gentillesse et leur écoute à toute heure ont été une aide précieuse au cours de ces trois années. La majorité des montures qui supportent les optiques nécessaires à l'expérience ont été réalisées à l'atelier mécanique du LKB. Malgré une charge de travail issue des quatres coins du laboratoire, Jean-Michel Isac, Pascal Travers, Alain Vogt, Gaël Coupin et Arnaud Leclerq ont toujours trouvé le temps pour discuter des pièces à réaliser, les imaginer et les produire dans des délais souvent courts. Les ordinateurs sur lesquels nous travaillons ont été configurés par Serge Begon et Corinne Poisson qui assurent un service informatique de qualité. Véritables experts du debugage d'imprimante, c'est une mission quasi-impossible que d'imprimer un poster sans leur assistance. Enfin, nos nouveaux locaux, particulièrement agréables, ont pu le demeurer grâce aux efforts combinés Bintou et d'Annick Lamarck, dont la gentillesse s'est notamment exprimée lors de la préparation du pot de cette thèse.

Ces travaux s'appuient sur une base théorique et expérimentale déjà solide apportée par les doctorants précédents. Je souhaite les remercier avec insistance pour avoir su léguer avec dévouement et pédagogie le fruit de leur travail. Je pense en premier lieu à Sidney Burks, qui a légué à l'équipe un squeezer *plug and play* ainsi qu'un logiciel de contrôle de l'expérience d'une performance inouïe. Merci Sidney, ta bonne humeur autant que ta geek attitude nous ont tous été extrêmement sympathiques et profitables durant ces deux années de recouvrement de nos thèses communes. Son travail suivait ceux des *pères fondateurs* : Jérémie Ortalo et Jean Cviklinski. De leurs travaux sont issus les premières expériences de mémoire par EIT de l'équipe. Leur apport est inquantifiable, et le soin et la bonne volonté qu'ils ont mis à nous le transmettre est remarquable. Merci pour votre soutien, pour avoir continué d'être présent alors que de nouvelles vies très prenantes avaient commencées pour vous.

Pietro Lombardi et Oxana Mishina ont été des partenaires de travail à la valeur inestimable. Toutes les images physiques des phénomènes d'interaction lumière-matière parfois peu intuitifs m'ont été transmises par ces passionnés à la pédagogie hors paire. Je ne compte pas les heures du jour ou de la nuit passées en votre compagnie à essayer de comprendre et d'interpréter nos résultats expérimentaux. A vos côtés, j'ai trouvé goût à la recherche, aux galères et aux joies de l'expérience, aux complications et au côté salvateur de la théorie.

Aujourd'hui l'expérience est entre les mains de Lambert Giner, Lucile Veissier et Adrien Nicolas. Nous avons subis ensemble les affres du déménagement ! Tous talentueux et motivés, je leur souhaite beaucoup de réussite et de résultats dans ces nouveaux locaux. Un merci tout particulier à Lucile, dont l'arrivée a été un véritable vent de fraîcheur et de sympathie au sein de

l'équipe.

Merci également, à toute l'équipe d'Optique Quantique pour son entraide générale et sa bonne ambiance, tant entre les murs qu'à l'extérieur du laboratoire : Benoît, Claire, Jerome, Olivier 1 et 2, Renné, Ferruccio, Godefroy, Taoufik et Phu ; aux thésards/Post docs d'à-côté, toujours prêts pour un café ou une bière : Virginia, Alexandros, Chiarra, Giuseppe, Panayotis, Rym, Alexandre, et beaucoup d'autres ; aux membres permanents si disponibles et prompts à venir aider et/ou discuter avec les doctorants en panne d'inspiration : Alberto Bramati, Pierre Cladé, François Nez, EOL, Nicolas Treps, Claude Fabre, Tristan Biant, Brahim Lamine...

La liste ne serait pas complète si je ne mentionnais pas mes nouveaux partenaires de recherches, qui m'ont accueilli dans leur unité Source Laser et Metrologie à l'ONERA tout en me laissant suffisamment de liberté pour assurer les dernières corrections du manuscrit ainsi que la soutenance orale.

Merci enfin à tous ceux qui ont suivi ce projet d'un peu plus loin, mes amis, mes proches, ma famille, qui m'ont vu évoluer tout au long de ces trois années, passant successivement et cycliquement, de l'euphorie au doute, mais dont le soutien sans faille a représenté pour moi le plus efficaces des stimulants.

Et puis, il y a celle qui illumina autrement ces trois années, bien plus que tous les photons que le LKB recèle : Jessica, merci d'avoir si radieusement été.

Table des matières

I Ressources expérimentales de lumière classique et quantique 15

1 Description du champ électromagnétique 16
A Quadratures du champ électromagnétique 17
A.1 Description classique 17
A.2 Quadratures en optique quantique 18
A.3 Détection homodyne 19
B Etat cohérent 22
B.1 Description dans l'espace des phases 22
B.2 Description corpusculaire 25
C Etat comprimé 26
C.1 Description dans l'espace des phases 26
C.2 Description corpusculaire 27

2 Sources de lumière classique 29
A Sources laser pré-existantes 30
A.1 Laser Titane-Saphir 30
A.2 Diodes laser à réseaux 30
B Diodes Laser en cavité étendue à filtre interférentiel 32
B.1 Principe de fonctionnement 32
B.2 Asservissement en fréquence 36

3 Ressource expérimentale de lumière non classique 43
A Production de lumière comprimée 44
A.1 Description de l'expérience 44
A.2 Etat comprimé obtenu 46
B Asservissement de la quadrature mesurée 47
B.1 Méthode 48
B.2 Réalisation expérimentale 51
B.3 Résultats 55

II Transparence Electro-magnétiquement Induite, du modèle idéal aux cas expérimentaux. 58

4 EIT dans un système à 3 niveaux 61
A Méthode 62
A.1 Schéma de l'interaction 64
B Expression des éléments de matrice densité 65
B.1 Equations en représentation de Schrodinger 66
B.2 Solutions à l'ordre 0 66
B.3 Solutions à l'ordre 1 67
B.4 Approximation de l'onde tournante 68
B.5 Solutions en régime stationnaire 69
C EIT en l'absence d'élargissement inhomogène 70
C.1 Susceptibilité linéaire 70
C.2 EIT résonant 72
C.3 EIT non résonant et effet Raman 75
C.4 Effet de la relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux 77
D EIT en présence d'élargissement inhomogène 79
D.1 Élargissement Doppler 80
D.2 Effets des classes de vitesses 81
D.3 Susceptibilité totale du milieu 83

5 EIT avec plusieurs niveaux excités 87
A Cas de deux niveaux excités 90
A.1 Expression des éléments de matrice densité 90
A.2 Susceptibilité linéaire pour un nuage d'atomes froids . 93
A.3 Milieu élargi par effet Doppler 99
B Modèle appliqué à la raie D_2 du ^{133}Cs 104
B.1 Généralisation à n niveaux excités 104
B.2 Modèle expérimental à 4 niveaux excités 107
C Effets de la distribution de vitesse 108
C.1 Écart expérimental à la distribution Gaussienne 108
C.2 Rôle du pompage optique 111
C.3 Comparaison simulation-expérience 114

6 Restaurer l'EIT en présence d'élargissement inhomogène 122
A Réalisation expérimentale 124
A.1 Dispositif expérimental 124
A.2 Dynamiques de pompage 127
A.3 Mesure expérimentale de la distribution de vitesse. . . 132

B Effet sur l'EIT 135
B.1 Retrait d'une classe de vitesse 136
B.2 Contraste EIT 136
B.3 Retrait de deux classes de vitesses 140
B.4 Analyse des configurations qui optimisent l'EIT 143

III EIT : un outil pour une mémoire optique 155

7 Introduction aux mémoires optiques dans des ensembles atomiques 156
A Enjeux des mémoires quantiques. 156
A.1 Bit quantique : le qu-bit 157
A.2 Mémoire et répéteur quantique 157
B Mémoires quantiques dans des ensembles atomiques 159
B.1 Ensembles atomiques et états du champ électromagnétique 159
B.2 Echos de photons 161
B.3 Raman 163
C Mémoire quantique par EIT 163
C.1 Description en terme de susceptibilité linéaire 163
C.2 Description en terme de polaritons d'états noirs 165
C.3 Etat de l'art des mémoires par EIT 169
D Projet expérimental 172

8 Mémoire optique dans une vapeur chaude de Césium 174
A Description de l'expérience 175
A.1 Transitions électromagnétiques mises en jeu 175
A.2 Schéma expérimental 176
A.3 Bande latérale unique 181
A.4 Asservissement de la phase 184
A.5 Orientation atomique 187
A.6 Mesure 190
A.7 EIT 197
B Minimisation des fuites optiques 200
B.1 Influence des fuites optiques sur les cohérences atomiques 200
B.2 Utilisation d'AOM dans l'ordre 0 201
B.3 Utilisation d'AOM dans l'ordre 1 203
B.4 Réalisation expérimentale 204
B.5 Efficacité obtenue 206

C Tentatives de modelage de la distribution de vitesse et gaz tampon 208

9 Mémoire optique dans un nuage d'atomes froids de Césium 213
A Réalisation expérimentale 213
A.1 Champs de contrôle et signal 215
A.2 Piège magnéto-optique 218
A.3 Mesure 227
B Résultats préliminaires 229
B.1 Transparence électromagnétiquement induite 229
B.2 Stockage de lumière 234

Annexes 239

A Asservissements 241
A Modulation-démodulation (Dither and Lock) 241
B Tilt Locking 243
B.1 Principe 243
B.2 Couplage de modes transverses 246
B.3 Réalisation expérimentale 247
C Pound-Drever-Hall 248
C.1 Modulation d'amplitude et de phase 249
C.2 Signal d'erreur 251
C.3 Réalisation expérimentale 252

B Erreur commise sur la mesure d'efficacité de stockage en régime de comptage de photons 253
A Cas d'une mesure sans résolution temporelle d'un état cohérent 253
B Cas d'une mesure avec résolution temporelle d'un état cohérent 256

C Construction de la diode en cavité étendue à filtre interférentiel 259

Bibliographie 259

Introduction

Contexte scientifique

Un des phénomènes les plus intrigants et les plus riches de la théorie quantique est la possibilité qu'elle donne à un même objet de se trouver dans une superposition cohérente de plusieurs états. Ces multiples états peuvent interférer et donner lieu à des propriétés impossibles à décrire par des théories classiques. L'expérience des fentes d'Young en régime de particules uniques [Donati et al., 1973], l'interféromètrie atomique [Kasevich and Chu, 1991], les effets de piégeage cohérent de population [Alzetta et al., 1976], les horloges atomiques [Udem et al., 2002], ne sont que quelques exemples qui témoignent de la diversité des processus dans lesquels intervient ce phénomène. Elles peuvent également impliquer plusieurs sous-ensembles d'un système et donner lieu à des correlations supérieures à celles qu'il est possible d'atteindre classiquement, il s'agit alors d'intrication [Einstein et al., 1935].

Un des domaines qui tire particulièrement profit des interférences quantiques est celui de l'information quantique, qui s'est fortement développé depuis son apparition dans les années 1980 [Deutsch, 1985]. Il requiert notamment la possibilité de manipuler de manière cohérente de multiples systèmes quantiques couplés entre eux et portés dans des superpositions cohérentes d'états [DiVincenzo, 2000]. Dans de tels systèmes, la théorie introduit entre autre la possibilité d'un calcul quantique effectuant en parallèle de multiples opérations et donnant ainsi accès à des puissances de calcul inatteignables classiquement. Le domaine des communications quantiques, qui s'est également fortement développé suite à la demonstration de protocoles de cryptographie quantique [Bennett and Brassard, 1984], s'appuie également fortement sur l'existence de superpositions quantiques d'états ainsi que sur l'intrication quantique [Ekert, 1991].

Parmi les supports adaptés au codage de l'information quantique, les photons se distinguent particulièrement. Ils peuvent être préparés dans des superpositions cohérentes d'états, interagissent peu avec leur environnement, se propagent rapidement et sont modulables à hautes fréquences. Cependant,

le traitement de l'information impose nécessairement la possibilité de faire interagir les porteurs entre eux. Un tel couplage entre photons est alors difficile à obtenir avec les outils de l'optique linéaire. De plus, le traitement de l'information ou son transport sur de longues distances requièrent la possibilité de la stocker. Ces deux exigences nécessitent donc de faire appel à un autre type de porteurs de l'information quantique, parmi lesquels les spins atomiques représentent de bons candidats. Ces derniers peuvent être confinés spatialement et permettent de conserver une superposition quantique durant des temps relativement longs. Le défi expérimental consiste donc à développer des processus d'interaction cohérents et réversibles qui permettent d'échanger efficacement l'information entre photons et atomes [Lukin, 2003].

De même qu'il est possible de manipuler l'état interne d'un atome en utilisant de la lumière (par exemple par pompage optique [Kastler, 1950], piégeage cohérent de population [Arimondo and Orriols, 1976] ou passage adiabatique Raman stimulé [Kuklinski et al., 1989]), le contrôle de l'état du champ électromagnétique peut être réalisé en utilisant des atomes. La force du couplage atomes-champ qui s'effectue dans de tels processus est un paramètre clé qu'il est nécessaire de maximiser afin de les rendre efficaces [Hammerer et al., 2010]. Dans le cas de la manipulation cohérente d'un petit nombre d'atomes, le couplage atomes-champ est maximisé en utilisant des cavités de forte finesse à l'intérieur desquelles le champ oscille. Il interagit alors de multiples fois avec les atomes piégés. Il s'agit du domaine de l'électrodynamique quantique en cavité (cavity QED) qui s'est fortement développé depuis les années 1960 [Miller et al., 2005]. Bien que d'énormes progrès aient été obtenus jusqu'à aujourd'hui, la complexité technique des réalisations expérimentales demeure le principal obstacle à l'utilisation de protocoles basés sur ces processus.

Une alternative viable a consisté à supprimer la résonance optique en cavité et augmenter le nombre d'atomes [Hammerer et al., 2010]. L'utilisation de milieux atomiques denses pour réaliser des protocoles de couplage cohérent atomes-champ a ouvert la voie vers de nombreuses applications nouvelles. La modification des propriétés optiques d'un milieu par une préparation cohérente a tout d'abord été très étudiée suite aux premiers travaux par Alzetta [Alzetta et al., 1976] sur les résonances noires. Elles résultent d'interférences quantiques destructives qui interdisent l'excitation des atomes par le champ bien qu'il soit résonant avec une transition atomique. Dans une variante de ce phénomène appliquée aux milieux denses, la transparence électromagnétiquement induite (EIT) introduite par Harris [Harris et al., 1990], le champ et le milieu atomique sont tous deux modifiés par l'interaction [Fleischhauer et al., 2005] et échangent leurs variables d'état. Le partage de l'information par un ensemble formé de millions d'atomes rend également sa

conservation plus robuste : la perte, ou la décohérence, d'un petit nombre d'entre eux ne modifie que très peu l'état collectif.

La réalisation de protocoles de mémoire quantique basés sur l'EIT a représenté un champ d'intenses investigations expérimentales depuis les dix dernières années [Hammerer et al., 2010]. Le stockage d'états quantiques du champ électromagnétique ne représente cependant qu'une petite partie des applications du phénomène de transparence électromagnétiquement induite. L'annulation de la susceptibilité linéaire du milieu à cause d'interférences quantiques destructives s'accompagne également de l'amplification des susceptibilités non linéaires [Fleischhauer et al., 2005]. Ces effets non linéaires amplifiés peuvent permettre une interaction efficace entre des impulsions à faible nombre de photons et, à terme, la réalisation de portes logiques à photons uniques.

Parmi les obstacles à leur utilisation dans des montages expérimentaux simples, le caractère fortement imparfait de l'interaction qui se déroule dans les gaz d'atomes chauds oblige souvent les expériences à se dérouler dans des nuages d'atomes refroidis. La restauration des effets d'EIT dans des milieux atomiques chauds représente donc un défi et un champ d'investigation nécessaire.

Contexte historique au sein de l'équipe d'Optique Quantique

L'objectif de cette thèse consistait initialement à améliorer les performances d'une expérience de mémoire atomique pré-existante afin d'y réaliser le stockage de lumière non classique. En effet, le projet que s'est donné le groupe est la réalisation d'un protocole d'intrication déterministe d'ensembles atomiques qui utilise des mémoires basées sur l'EIT. Il s'agit là d'une étape importante pour le développement des communications quantiques. Cet objectif s'inscrit dans la continuité des travaux fournis par les doctorants précédents.

L'équipe d'Optique Quantique du laboratoire Kastler Brossel est forte d'une expérience dans le domaine du tranfert atomes-champ qui s'est développée depuis plusieurs années. Elle s'appuie sur l'étude des fluctuations atomiques en présence de couplage atome-champ dont la théorie était le sujet des thèses d'Aurélien Dantan [Dantan, 2005] et de Laurent Vernac [Vernac, 2001]. Vincent Josse [Josse, 2003] et Jean Cviklinski [Cviklinski, 2008] se sont ensuite livrés aux premières mesures expérimentales. Un premier protocole de mémoire EIT a été étudié durant les thèses de Jean Cviklinski et Jérémie Ortalo [Ortalo, 2009]. Il a permis la démonstration du stockage d'un

état cohérent dans une vapeur chaude de cesium. Son optimisation a été l'objet d'une partie des travaux de cette thèse. Elle nous a amenés à nous intéresser plus en détails aux interactions lumière-matière dans une vapeur de cesium en configuration de transparence électromagnétiquement induite. L'étude théorique initiée par Oxana Mishina [Mishina et al., 2011] durant son post-doctorat a mené à une compréhension plus fine des limitations des effets de transparence. Poursuivis dans le cadre de cette thèse, ces travaux ont permis de proposer des protocoles permettant leur restauration qui sont étudiés dans ce manuscrit.

Enfin, une nouvelle expérience de mémoire a également été développée dans l'équipe au sein d'un nuage d'atomes froids. Le stockage d'une impulsion de lumière a été obtenu en régime de photons uniques. Cette interface devrait permettre de démontrer l'intrication déterministe d'ensembles atomiques.

Afin de produire une source de faisceaux intriqués, Sidney Burks [Burks, 2010] et Jérémie Ortalo ont permis la construction d'une source de lumière comprimée résonante avec la raie D_2 du cesium à 852 nm. Cette source a été utilisée et perfectionnée durant cette thèse. En particulier, l'asservissement de la mesure sur une quadrature fixe de l'état comprimé a été réalisé.

Organisation du manuscrit

Le manuscrit est organisé en trois parties indépendantes.

La première présente les sources lumineuses, classiques ou non classiques, existant au laboratoire. Certaines ont été développées durant cette thèse, d'autres ont été perfectionnées ou encore simplement utilisées telles quelles. Quelques éléments de description sont tout d'abord donnés dans le chapitre 1 qui introduit les différents états du champ électromagnétique et les méthodes utilisées pour les caractériser. Les moyens expérimentaux mis en oeuvre pour les générer sont développés dans les chapitres 2 et 3. Le premier porte sur les sources de lumière classique, et le second décrit l'expérience de génération de lumière comprimée.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à la description des effets d'EIT sur la raie D_2 dans une vapeur chaude de cesium. Son objet est double : fournir un modèle théorique qui permet de comprendre les limitations de l'EIT dans ce milieu, et proposer des solutions expérimentales qui permettent de mitiger ces effets. Le chapitre 4 commence par décrire les effets d'EIT "idéal" dans des structures à trois niveaux en Λ élargies de manière inhomogène. Les limites de cette description apparaissent au chapitre 5, où le cas d'un milieu à multiples niveaux excités est traité. L'effet de l'élargissement inhomogène est discuté et comparé aux résultats expérimentaux. En particulier, l'effet nuisible sur les propriétés de l'EIT, de classes de vitesses

identifiées, est mis en évidence. Pour finir, dans le chapitre 6, une technique expérimentale permettant d'augmenter les effets de transparence dans ces milieux est présentée.

Enfin, une dernière partie est consacrée à l'application des effets d'EIT à la réalisation d'une mémoire quantique. Le chapitre 7 passe en revue les méthodes permettant de réaliser le stockage d'impulsions lumineuses dans des ensembles atomiques. Les protocoles expérimentaux développés au laboratoire sont ensuite présentés dans les chapitres 8 et 9 : le premier traite du stockage d'un état cohérent réalisé dans une vapeur chaude de cesium, et le second d'une expérience de mémoire réalisée dans un ensemble d'atomes de cesium refroidis au sein d'un piège magnéto-optique.

Première partie

Ressources expérimentales de lumière classique et quantique

Chapitre 1

Description du champ électromagnétique

Sommaire

A Quadratures du champ électromagnétique 17

A.1 Description classique 17

A.2 Quadratures en optique quantique 18

A.3 Détection homodyne 19

B Etat cohérent 22

B.1 Description dans l'espace des phases 22

B.2 Description corpusculaire 25

C Etat comprimé 26

C.1 Description dans l'espace des phases 26

C.2 Description corpusculaire 27

Ce chapitre a pour objet d'introduire les outils théoriques qui permettent de décrire les divers états du champ électromagnétique qui seront rencontrés au cours de cette thèse.

Les notions de quadratures du champ électromagnétique sont tout d'abord introduites ainsi que la méthode permettant de les mesurer expérimentalement, la détection homodyne. Dans une seconde partie, des éléments de théorie concernant la description des états cohérents sont donnés. Enfin, la dernière section s'interesse aux états comprimés du champ électromagnétique.

A Quadratures du champ électromagnétique

La notion de "quadrature" est extrêmement utilisée en optique pour caractériser un état du champ électromagnétique. La technique usuellement utilisée pour avoir accès à ces quadratures est également décrite. Il s'agit de la détection homodyne dont le principe théorique et la réalisation expérimentale sont donnés.

A.1 Description classique

Un champ électrique monomode, polarisé selon la direction $\vec{\epsilon}$, oscillant à la fréquence ω, d'amplitude E_0 et de phase ϕ s'écrit de manière classique comme :

$$\vec{E}(t) = E(t)\vec{\epsilon} \tag{1.1}$$

$$\text{avec :} \quad E(t) = E_0 \cos(\omega t - \phi) = E_X \cos(\omega t) + E_Y \sin(\omega t) \tag{1.2}$$

$E_X = E_0 \cos(\phi)$ et $E_Y = E_0 \sin(\phi)$ sont les projections cartésiennes de E dans le repère de Fresnel représenté figure 1.1. On les appelle les quadratures du champ. Elles permettent de décrire une quantité variable dans le temps par des quantités constantes en se plaçant dans un référentiel qui évolue avec le champ.

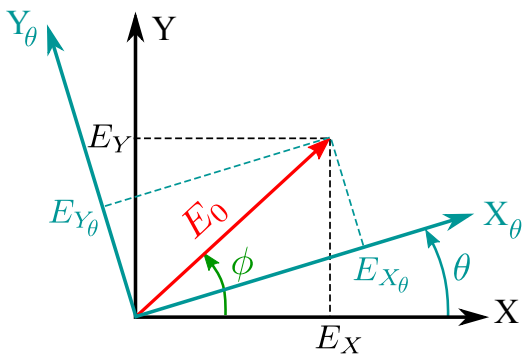


FIGURE 1.1 – Représentation de Fresnel d'un champ électromagnétique monomode décrit selon les couples de quadratures (E_X, E_Y) et $(E_{X_\theta}, E_{Y_\theta})$ dans les repères respectifs (X, Y) et (X_θ, Y_θ).

Il est également possible de définir les quadratures tournées d'un angle θ dans le repère de Fresnel :

$$X_\theta = E_0 \cos(\phi - \theta) = E_X \cos(\theta) + E_Y \sin(\theta) \tag{1.3}$$

$$Y_\theta = E_0 \sin(\phi - \theta) = E_Y \cos(\theta) - E_X \sin(\theta) \tag{1.4}$$

Notons que le couple de quadratures (X_ϕ, Y_ϕ) où ϕ est la phase du champ joue un rôle particulier dans la description du champ : X_ϕ correspond à la quadrature d'amplitude, et Y_ϕ à la quadrature de phase.

A.2 Quadratures en optique quantique

L'opérateur champ électrique quantifié, monomode de fréquence ω, s'écrit de manière analogue à l'expression (1.1) :

$$\hat{E}(t) = \mathcal{E}(\hat{a}e^{-i\omega t} + \hat{a}^\dagger e^{i\omega t}) = \mathcal{E}(\hat{X}\cos(\omega t) + \hat{Y}\sin(\omega t)) \tag{1.5}$$

Les opérateurs de quadrature du champ $\hat{X}$ et $\hat{Y}$ sont définis à partir des opérateurs d'annihilation $\hat{a}$ et de création de photon $\hat{a}^\dagger$ par la relation :

$$\begin{aligned} \hat{X} &= \hat{a}^\dagger + \hat{a} \\ \hat{Y} &= i(\hat{a}^\dagger - \hat{a}) \end{aligned} \tag{1.6}$$

avec $\mathcal{E} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}}$ le champ électromagnétique associé à un photon et V le volume sur lequel est effectué la quantification. Les opérateurs $\hat{X}$ et $\hat{Y}$ définissent l'espace des phases dans lequel le champ peut être décrit. Les observables associées à ces opérateurs peuvent prendre une infinité de valeurs possibles, on parle alors de variables continues.

La non-commutation des opérateurs bosoniques de création et d'annihilation entraîne celle des opérateurs de quadrature du champ :

$$[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1 \Rightarrow [\hat{X}, \hat{Y}] = 2i \tag{1.7}$$

Cette non-commutation implique une relation d'incertitude pour le couple d'observables conjuguées $(\hat{X}, \hat{Y})$. Les dispersions des résultats de mesure de $\hat{X}$ et $\hat{Y}$, caractérisées par les variances $\Delta X^2 = \langle \hat{X}^2 \rangle - \langle \hat{X} \rangle^2$ et $\Delta Y^2 = \langle \hat{Y}^2 \rangle - \langle \hat{Y} \rangle^2$ vérifient l'inégalité de Heisenberg :

$$\Delta X \cdot \Delta Y \geq 1 \tag{1.8}$$

Il n'est donc pas possible de connaître simultanément avec une précision infinie les projections du champs selon les quadratures X et Y. Les valeurs mesurées des deux observables se répartissent donc au sein d'une aire d'incertitude non nulle.

Cette propriété se généralise à tout couple de quadratures orthogonales $(\hat{X}_\theta, \hat{Y}_\theta)$ définies par :

$$\begin{aligned} \hat{X}_\theta &= \hat{a}^\dagger e^{i\theta} + \hat{a} e^{-i\theta} \\ \hat{Y}_\theta &= i(\hat{a}^\dagger e^{i\theta} - \hat{a} e^{-i\theta}) \end{aligned} \tag{1.9}$$

Dans le cas isotrope, c'est à dire pour lesquels $\Delta X_\theta = \Delta Y_\theta$, l'égalité dans la relation (1.8) minimise l'aire d'incertitude qui prend la forme d'un disque centré sur le vecteur champ moyen. Son diamètre est alors égal au bruit quantique standard (BQS). Dans les expressions précédentes, les variances des observables considérées sont normalisées par rapport au BQS. Ce bruit correspond aux fluctuations de point zéro d'un oscillateur harmonique. L'état "vide", c'est à dire dont l'amplitude du champ électrique est nulle en moyenne, possède cependant de l'énergie provenant de ses fluctuations : elles définissent le bruit quantique standard.

A.3 Détection homodyne

Les quadratures du champ électromagnétique sont expérimentalement mesurées à l'aide d'un dispositif appelé *détection homodyne* (DH) décrit dans les paragraphes qui suivent.

A.3.a Description théorique

Son principe de fonctionnement est décrit en figure 1.2.

Les champ signal et oscillateur local (OL) sont décrits par leurs opérateurs annihilation $\hat{a}_S$ et $\hat{a}_{OL} e^{i\phi}$. La grande amplitude de l'OL lui confère un caractère classique, ce qui permet d'écrire : $\hat{a}_{OL} = |E_{OL}|$ où E_{OL} est l'amplitude du champ électrique de l'OL. Les deux champs sont de même fréquence et ont pour différence de phase ϕ. Ils sont recombinés sur une lame semi-réfléchissante. En sortie, deux champs $\hat{a}_+$ et $\hat{a}_-$ sont présents. Ils s'écrivent :

$$\hat{a}_\pm = \frac{\hat{a}_s \pm \hat{a}_{OL} e^{i\phi}}{\sqrt{2}} \tag{1.10}$$

La mesure est alors réalisée à l'aide de deux photodétecteurs. Ils délivrent des photocourant $\hat{i}_{pm}$ proportionnels aux opérateurs nombre de photons $\hat{N}_\pm = \hat{a}_\pm^\dagger \hat{a}_\pm$:

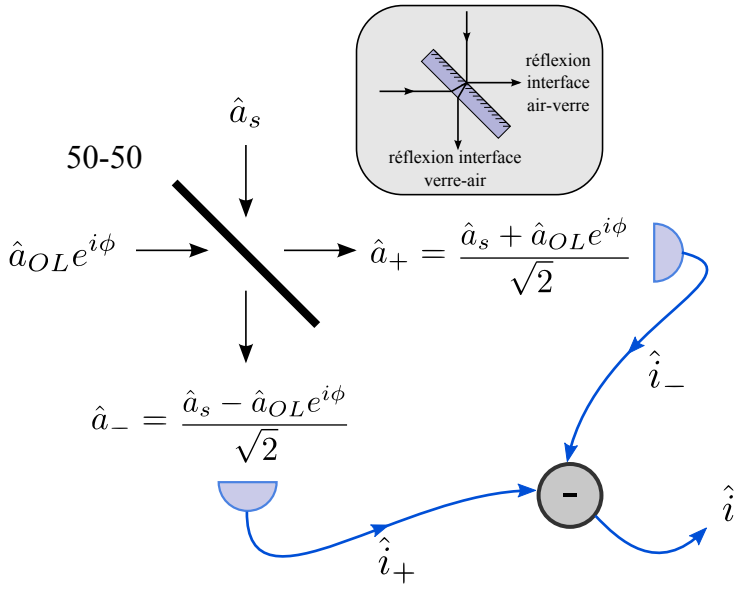


FIGURE 1.2 – Schéma de principe d'une détection homodyne. Le champ électromagnétique à mesurer est représenté par son opérateur annihilation $\hat{a}_s$. L'oscillateur local est décrit par le champ $\hat{a}_{OL}e^{i\phi}$. La lame séparatrice 50-50 est considérée sans perte. $\hat{a}_+$ et $\hat{a}_-$ caractérisent les deux champs obtenus en sortie de la lame séparatrice et détectés par deux photodiodes dont on soustrait les courants i_+ et i_- pour obtenir le courant i qui est analysé. L'encadré donne un exemple de réalisation expérimentale d'une lame 50-50 : il s'agit d'une lame de verre épaisse dont une des faces a subi un traitement semi-réfléchissant. Les deux faisceaux en sortie de la lame proviennent donc de la reflexion au niveau d'interfaces opposées, ce qui explique la dissymétrie des expressions $\hat{a}_+$ et $\hat{a}_-$.

$$\hat{i}_\pm \propto \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s + \hat{a}_{OL}^\dagger \hat{a}_{OL} \pm \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_{OL} e^{i\phi} \pm \hat{a}_s \hat{a}_{OL}^\dagger e^{-i\phi} \tag{1.11}$$

$$\propto |E_s|^2 + |E_{OL}|^2 \pm |E_{OL}|(\hat{a}_s^\dagger e^{i\phi} + \hat{a}_s e^{-i\phi}) \tag{1.12}$$

L'expression de l'opérateur quadrature du champ $\hat{X}_\phi = \hat{a}^\dagger e^{i\phi} + \hat{a}e^{-i\phi}$ introduite dans (1.9) est reconnaissable dans l'expression (1.12).

La mesure consiste à recueillir la différence des photocourants qui vaut donc :

$$\hat{i} = \hat{i}_+ - \hat{i}_- \propto |E_{OL}| \; \hat{X}_\phi \tag{1.13}$$

Le photocourant issu de la détection homodyne permet donc d'avoir accès à une des quadratures du champ signal. Comme représenté figure 1.3, il s'agit

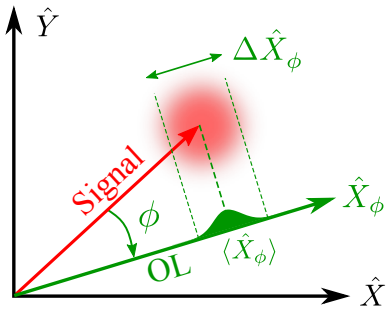


FIGURE 1.3 – Représentation de la quadrature mesurée par une détection homodyne dans le repère de Fresnel $(\hat{X}, \hat{Y})$. L'oscillateur local (OL) est représenté par un vecteur faisant un angle ϕ par rapport au vecteur décrivant le champ signal. ϕ est égal à la différence de phase entre les deux champs. $\hat{X}_\phi$ représente la quadrature mesurée par la détection homodyne, de valeur moyenne $\langle\hat{X}_\phi\rangle$ et de dispersion $\Delta\hat{X}_\phi$.

de celle qui est tournée d'un angle égal à la phase relative entre les champs signal et OL.

A.3.b Réalisation expérimentale

La réalisation expérimentale d'une détection homodyne est schématisée figure 1.4. La recombinaison signal/OL peut se faire au moyen d'un cube polariseur. A sa sortie, les faisceaux sont dans le même mode spatial mais polarisés orthogonalement. Une interférence entre les deux champs lumineux est obtenue en les faisant traverser un second cube polariseur après avoir fait tourner leur polarisation de 45° à l'aide d'une lame $\lambda/2$. Cette lame est réglée de manière précise afin de réaliser un équilibrage en puissances des deux voies à mieux que un sur dix mille (1 mV d'écart sur 10 V de signal).

Les deux faisceaux sont détectés par deux photodiodes. Elles sont placées dans des montages amplificateurs réalisés au laboratoire qui séparent les basses fréquences (BF : 0-500 kHz) des hautes fréquences (HF : 500 kHz - 5 MHz) et sont équilibrés en gain [Hadjar, 1998]. Les photodiodes utilisées sont de type FND100 de marque EG&G. Leurs specifications donnent 0.6 A/W à 850 nm, ce qui correspond à une efficacité quantique de conversion photon/électron $\eta_Q = 0.88$. Cette efficacité est assez faible : il est désormais possible de trouver des photodiodes dont les efficacités de conversion sont supérieures à 0.99. Les sorties basses fréquences (BF) sont utilisées pour équilibrer les deux voies. Les sorties hautes fréquences (HF) sont soustraites à l'aide d'un soustracteur passif Minicircuit ZSCJ-2-2 qui permet d'atteindre jusqu'à 30 dB de réjection sur une bande passante qui s'étend de 10 kHz à

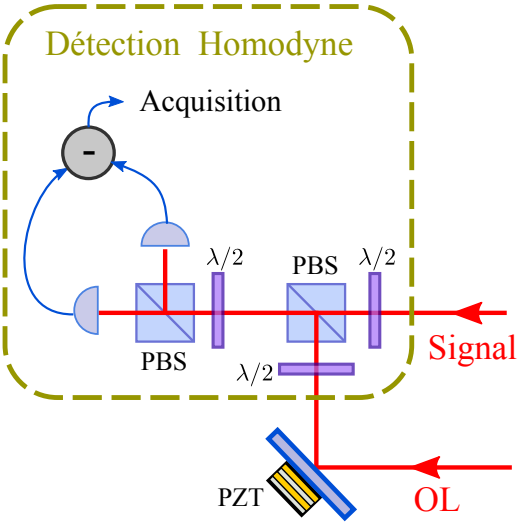


FIGURE 1.4 – schéma expérimental d'une détection homodyne. PBS : cube polariseur (polarized beam splitter), $\lambda/2$: lame demi-onde, PZT : cale piézo-électrique.

20 MHz.

La rotation de la quadrature mesurée est réalisée via un balayage de la phase relative entre l'oscillateur local et le signal. Ce balayage de phase est effectué au moyen d'une cale piézo-électrique, PZT sur la figure 1.4, accolée à un miroir de renvoi d'un des deux faisceaux.

B Etat cohérent

Les états cohérents permettent de décrire l'état obtenu par l'emission d'un laser fonctionnant très au dessus du seuil. Il s'agit également de l'état vers lequel converge tout faisceau lumineux suffisamment atténué. Cette description est donc couramment utilisée au sujet des faisceaux de lumière dite *classique* produite par laser. Cette section permet d'introduire quelques éléments de description des états cohérents qui seront utiles dans la suite du manuscrit.

B.1 Description dans l'espace des phases

L'état dont les propriétés sont les plus proches d'un champ classique est obtenu en superposant à son amplitude les fluctuations du vide. Ces états sont appelés états cohérents [Glauber, 1963].

B.1.a Définition

Un état cohérent $|\alpha\rangle$ est défini comme le vecteur propre de l'opérateur annihilation de photon de valeur propre α :

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle \tag{1.14}$$

Le nombre complexe α s'interprète comme l'amplitude complexe de l'état cohérent. En effet, la valeur moyenne de l'opérateur nombre de photons $\hat{N} = \hat{a}^\dagger\hat{a}$ sur un état $|\alpha\rangle$ donne $\langle\alpha|\hat{N}|\alpha\rangle = |\alpha|^2$. De plus, la valeur moyenne des quadratures définies dans l'équation (1.6) permet de retrouver les expressions des quadratures classiques, comme l'illustre la figure 1.5(a). En effet, si $\alpha = |\alpha|e^{i\phi}$, alors on a :

$$\begin{aligned}\langle\hat{X}\rangle &= \langle\alpha|\hat{a}^\dagger + \hat{a}|\alpha\rangle = 2|\alpha|\cos(\phi)\\ \langle\hat{Y}\rangle &= i\langle\alpha|\hat{a}^\dagger - \hat{a}|\alpha\rangle = 2|\alpha|\sin(\phi)\end{aligned} \tag{1.15}$$

B.1.b État vide déplacé

Tous les états cohérents peuvent être exprimés à partir de l'état vide $|0\rangle$ et de l'opérateur déplacement $\hat{D}$:

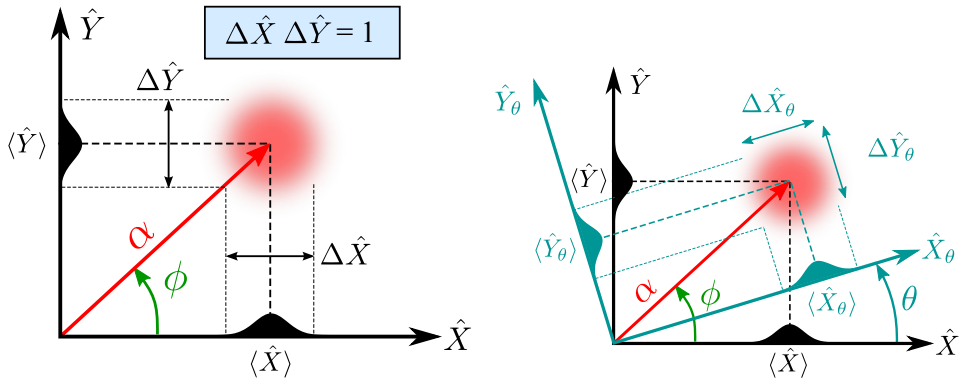
$$|\alpha\rangle = \hat{D}(\alpha)|0\rangle \tag{1.16}$$

L'opérateur déplacement $\hat{D}(\alpha)$, de paramètre complexe α, est défini par $\hat{D}(\alpha) = e^{\alpha\hat{a}^\dagger - \alpha^*\hat{a}}$. Il agit sur les opérateurs création et annihilation de photons de sorte à déplacer leur amplitude : $\hat{D}(\alpha)^{-1}\hat{a}\hat{D}(\alpha) = \hat{a} + \alpha\hat{1}$ où $\hat{1}$ est l'opérateur identité. L'opérateur déplacement $\hat{D}(\alpha)$ agit donc sur les états cohérents en déplaçant leur amplitude dans l'espace des phases d'un vecteur de norme $|\alpha|$.

Un état cohérent $|\alpha\rangle$ s'interprète alors comme un déplacement dans l'espace des phases de l'état vide de photon. Cette notion est importante car elle rappelle que tous les états cohérents, quelles que soient leurs amplitudes, sont définis avec la même aire d'incertitude autour de la valeur moyenne de leur amplitude complexe. Cette aire d'incertitude est alors limitée par le bruit quantique standard. Les états cohérents sont ainsi des états dits *minimaux*, c'est-à-dire pour lesquels l'égalité est atteinte dans l'équation (1.8) donnant le principe d'incertitude de Heisenberg.

Par ailleurs, la relation (1.14) permet d'exprimer l'état cohérent $|\alpha\rangle$ en fonction des états nombres de photons $|n\rangle$:

$$|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2}\sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}|n\rangle \tag{1.17}$$



(a) Représentation d'un état cohérent dans l'espace des phases

(b) Effet d'une rotation des opérateurs de quadratures du champ

FIGURE 1.5 – Caractérisation d'un état cohérent selon les couples de quadratures $(\hat{X}, \hat{Y})$ et $(\hat{X}_\theta, \hat{Y}_\theta)$

B.1.c Ensemble complet des états cohérents

En utilisant l'orthonormalité des états nombre de photons et la relation (1.17), la norme du produit scalaire entre deux états cohérents d'amplitudes différentes peut être calculée :

$$|\langle\alpha|\beta\rangle|^2 = e^{-|\alpha-\beta|^2} \tag{1.18}$$

Les états cohérents ne sont donc pas orthogonaux entre eux mais peuvent être considérés comme tels si α et β sont suffisamment différents ($|\alpha - \beta| \gg 1$). Ce caractère non orthogonal des états d'amplitudes trop proches peut être interprétée comme le recouvrement des états cohérents dû à leur aire d'incertitude commune. Bien que non orthogonaux, il est cependant possible de montrer à partir de (1.17) que les états cohérent forment un ensemble complet :

$$\frac{1}{\pi}\int_\alpha |\alpha\rangle\langle\alpha| d^2\alpha = \hat{1} \tag{1.19}$$

Ainsi, un état arbitraire $|f\rangle$ peut être décomposé en une somme d'états cohérents :

$$|f\rangle = \frac{1}{\pi}\int_\alpha |\alpha\rangle f(\alpha^*) e^{-|\alpha|^2/2} d^2\alpha \qquad \text{avec} \qquad f(\alpha^*) = e^{|\alpha|^2/2}\langle\alpha|f\rangle \tag{1.20}$$

Cette remarque est importante car elle donne tout son poids à l'utilisation des états cohérents comme base de tests de protocoles quantiques linéaires. Ainsi, pour tester le caractère quantique d'un protocole, l'utilisation d'états

non classiques n'est pas requise, et la validation de la procédure sur un ensemble suffisamment important d'états cohérents suffit.

B.2 Description corpusculaire

La description de la lumière en terme d'états cohérents est compatible avec une statistique poissonnienne de corpuscules. L'arrivée de chaque photon sur le détecteur est aléatoire et indépendante des précédentes et le nombre de photons N_T arrivant sur le détecteur durant une durée T est une variable aléatoire dont la densité de probabilité suit une loi de Poisson :

$$p_T(n) = \frac{\lambda^n T^n}{n!} e^{-\lambda T} \tag{1.21}$$

p_T est la probabilité de détecter n photons durant une durée T et λ représente le paramètre de la loi de Poisson.

Le nombre moyen de photons arrivés pendant la durée T se calcule par l'expression :

$$\begin{aligned} \langle N_T \rangle &= \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot p_T(n) \\ &= \lambda T \end{aligned}$$

De même, la variance peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \sigma_T^2 &= \langle N_T^2 \rangle - \langle N_T \rangle^2 \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} n^2 \cdot p_T(n) - (\lambda T)^2 \\ &= \lambda T \end{aligned}$$

Il s'agit du *bruit de grenaille*, ou *shot noise*. Il traduit la nature corpusculaire de la lumière.

Une impulsion de durée T décrite par un état cohérent d'amplitude α contient un nombre de photons moyen $|\alpha|^2$. On peut donc égaliser les deux moyennes calculées et écrire $\lambda = |\alpha|^2/T$. λ s'interprète donc comme le nombre moyen de photon par unité de temps qui arrive sur le détecteur.

La description corpusculaire d'un état cohérent sera utilisée en annexe A pour calculer l'erreur faite sur la mesure d'efficacité de stockage de la mémoire atomique décrite au chapitre 9.

C Etat comprimé

Les états comprimés sont une ressource essentielle à l'optique quantique. Ils permettent entre autres de produire des états intriqués, qui sont la base de nombreux protocoles d'information quantique. Par exemple, il suffit de placer une lame semi réfléchissante sur le trajet d'un faisceau comprimé pour obtenir en sortie deux faisceaux intriqués. D'autres dispositifs peuvent être imaginés pour séparer des modes du champ électromagnétiques intriqués à partir d'un faisceau comprimé en quadrature : cavité optique, interféromètre de Mach-Zehnder... Une étude assez approfondie sur le sujet a été réalisée dans [Ortalo, 2009].

Cette section introduit succinctement les états comprimés en fournissant quelques éléments de description théorique qui seront utiles dans la suite du manuscrit.

C.1 Description dans l'espace des phases

La relation de Heisenberg (1.8) fournit une contrainte sur le produit des variances de deux quadratures orthogonales. Elle n'interdit pas que les fluctuations d'une des quadratures soient inférieures au bruit quantique Standard (BQS). Cette quadrature est alors dite *comprimée*. Cependant, elle oblige la quadrature orthogonale à présenter un excès de bruit par rapport au BQS afin de préserver l'inégalité de Heisenberg. Cette quadrature est dite *anti-comprimée*.

Un état comprimé suivant la quadrature θ, de paramètre de compression $r \geq 0$ se définit théoriquement comme un état propre de l'opérateur :

$$\hat{A}_{r,\theta} = \mathrm{ch}(r)e^{i\theta}\hat{a} + \mathrm{sh}(r)e^{-i\theta}\hat{a}^\dagger \tag{1.22}$$

Le facteur de compression $s = e^{-2r} \leq 1$ donne le ratio de la quadrature comprimée sur le bruit quantique standard :

$$\Delta\hat{X_\theta}^2 = s \qquad \text{et} \qquad \Delta\hat{Y_\theta}^2 = \frac{1}{s} \qquad \Rightarrow \Delta\hat{X_\theta}^2 \cdot \Delta\hat{X_\theta}^2 = 1 \tag{1.23}$$

où $\hat{X}_\theta$ et $\hat{Y}_\theta$ sont respectivement les quadratures comprimées et anti-comprimées caractérisées par les variances $\Delta\hat{X_\theta}^2$ et $\Delta\hat{Y_\theta}^2$. Le cas proposé ici est celui d'un état minimal, c'est à dire pour lequel l'égalité est atteinte dans l'inégalité de Heisenberg. Des états non minimaux sont également possibles : ils présentent un excès de bruit selon la composante anti-comprimée qui est supérieur à la compression de la quadrature comprimée.

Cet état peut être représenté dans le diagramme de Fresnel, figure 1.6, par un vecteur champ électrique moyen avec une aire de fluctuations non isotrope de type ellipsoïdale dont le petit axe donne l'amplitude des fluctuations selon la quadrature comprimée.

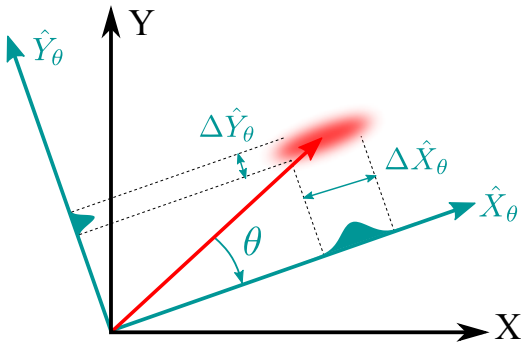


FIGURE 1.6 – Représentation dans le repère de Fresnel d'un état comprimé suivant la quadrature d'angle θ. $\Delta\hat{X}_\theta$ et $\Delta\hat{Y}_\theta$ sont les variances des quandratures $\hat{X}_\theta$ et $\hat{Y}_\theta$

.

Lorsque la valeur moyenne du champ est nulle, on parle de vide comprimé. Notons cependant que le nombre moyen de photons d'un état vide comprimé est non nul et vaut $\langle 0|\hat{N}|0\rangle = \mathrm{sh}^2(r)$.

C.2 Description corpusculaire

Une image corpusculaire d'un état comprimé peut être donnée dans le cas d'une compression de bruit d'intensité. La réduction du bruit de mesure sur la puissance du faisceau traduit une arrivée plus régulière des photons sur le photodétecteur que dans le cas d'un état cohérent. Comme vu précédemment, un état cohérent peut être décrit comme l'arrivée d'un faisceau de corpuscules suivant une distribution de Poisson. Une distribution sub-poissonnienne mène à une compression de la quadrature d'intensité du champ. De telles distributions de photons peuvent être obtenues par exemple dans des diodes laser où la statistique des photons suit celle des électrons injectés dans le semi-conducteur si l'efficacité quantique de conversion électron-photon est suffisamment bonne. Ainsi, une action sur la statistique de pompe d'une diode suffisamment monomode peut mener à la production de lumière comprimée en intensité [Yamamoto et al., 1986] [Kilper et al., 1996] [Bramati et al., 2000].

La production la plus courante de lumière comprimée est cependant réalisée au moyen de processus non linéaires de type $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ qui modifient

la statistique des fluctuations d'un faisceau laser initialement au bruit quantique standard. Elle fait intervenir une interaction entre la lumière et un milieu matériel, par exemple dans des cristaux non linéaires ou avec des gaz d'atomes chauds [Agha et al., 2010] ou refroidis [Josse et al., 2003].

La description corpusculaire rend intuitive la forte sensibilité aux pertes des états comprimés. En effet, des pertes aléatoires sur le faisceau modifient la statistique d'arrivée des photons sur le détecteur. Elle tend alors à nouveau vers une distribution poissonnienne qui correspond à une arrivée aléatoire des corpuscules. La sensibilité du paramètre de compression s aux pertes p en nombre de photons se modélise sous la forme de l'introduction d'une lame séparatrice de transmission $\eta = 1 - p$ qui laisse entrer dans le mode du faisceau comprimé une fraction $p = 1 - \eta$ d'état vide. On a donc la relation suivante sur les variances normalisées au bruit quantique standard :

$$\Delta \hat{X}^2_{sortie} = \eta \Delta \hat{X}^2_{entre} + (1 - \eta) \tag{1.24}$$

Conclusion

Nous avons présenté dans cette section des outils théoriques qui nous seront utiles tout au long de cette thèse. La notion de quadratures du champ électromagnétique a été introduite ainsi que la méthode dite de détection homodyne qui permet de les mesurer. Les états "classiques" ont été décrits en terme d'états cohérents dont on a étudié quelques propriétés statistiques et la pertinence de l'utilisation dans des tests de protocoles quantiques. Les états comprimés en quadrature ont ensuite été présentés et leur sensibilité aux pertes a été mise en évidence.

Chapitre 2

Sources de lumière classique

Sommaire

A Sources laser pré-existantes 30

A.1 Laser Titane-Saphir 30

A.2 Diodes laser à réseaux 30

B Diodes Laser en cavité étendue à filtre interférentiel 32

B.1 Principe de fonctionnement 32

B.2 Asservissement en fréquence 36

Les faisceaux lumineux utilisés dans les expériences présentées dans ce manuscrit proviennent de multiples sources de lumières lasers. Un laser fonctionnant au dessus du seuil et suffisamment atténué est bien décrit par l'état cohérent présenté au chapitre 1. En pratique, l'expérience montre que même à puissance raisonnable (quelques mW), ces faisceaux sont limités par le bruit quantique standard au delà d'une certaine fréquence d'analyse. Il s'agit typiquement de 1.25 MHz pour les faisceaux issus des laser Titane-Saphir, et quelques MHz pour les diodes laser.

L'objet de ce chapitre est de présenter les sources de lumière classique présentes au laboratoire et utilisées durant cette thèse. On procède dans un premier temps à un bref état des lieux des sources laser du laboratoire pré-existantes au début de cette thèse. On présente ensuite de manière détaillée le fonctionnement d'un nouveau type de diodes laser. Il s'agit de diodes laser montées en cavité externe à filtre interférentiel qui ont été construites dans le cadre de cette thèse. Après avoir décrit leur montage expérimental, la méthode d'asservissement en fréquence de la diode est ensuite détaillée ainsi que son influence sur le spectre de la diode.

A Sources laser pré-existantes

Cette partie présente brièvement les sources lasers présentes au laboratoire.

A.1 Laser Titane-Saphir

Le laboratoire est équipé de deux lasers Titane-saphir (Ti :Sa). Le premier a été conçu au laboratoire sur le modèle développé par François Biraben. Son schéma mécanique, ses optiques et ses systèmes d'asservissement sont décrits en détails dans la thèse de Jean Cviklinski [Cviklinski, 2008]. Il est représenté en figure 2.1.

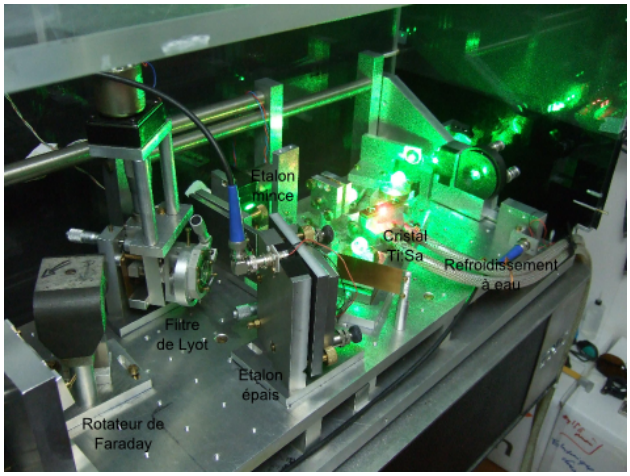


FIGURE 2.1 – Laser Ti :Sa modèle Biraben

Le second est un laser commercial Matisse commercialisé par Spectra Physics. Il est décrit en détails dans la thèse de Jérémie Ortalo [Ortalo, 2009]. Ils ne seront pas décrits à nouveau. Rappelons simplement que ces lasers fournissent un faisceau lumineux de l'ordre du Watt à 852 nm : typiquement 1 W pour le modèle Biraben et 2.5 W pour le modèle commercial. Ils sont pompés par deux laser Verdi de 10 W et 12 W de type YAG qui oscillent à 532 nm. La fréquence est accordable sur quelques GHz sans saut de mode et il est possible de l'asservir sur les transitions atomiques grâce à un montage d'absorption saturée dont le principe est décrit dans le paragraphe B.2.

A.2 Diodes laser à réseaux

L'équipe dispose de deux diodes laser montées en cavité externe de type Littrow. La puissance nominale de sortie de ces diodes est de l'ordre de 30

mW. Ces montages utilisent un réseau comme coupleur de sortie de la cavité. L'ordre 0 est renvoyé vers l'extérieur de la cavité. Cette dernière est formée de la réflexion sur l'ordre -1 du réseau ainsi que de l'une des faces de la diode laser.

La dépendance en longueur d'onde de l'angle de diffraction de l'ordre -1 confère au réseau un caractère sélectif en longueur d'onde qui affine la raie de la diode laser montée en cavité étendue et assure un fonctionnement monomode. En effet, pour une position géométrique donnée du réseau, la cavité n'est stable que pour les longueurs d'ondes dont l'ordre -1 de diffraction est effectivement renvoyé vers la diode laser. Le réseau apporte donc un élément sélectif en longueur d'onde dans la cavité et confère à l'émission laser sortante un caractère monomode. De plus, il rend le dispositif accordable en longueur d'onde. En effet, en changeant l'angle du réseau, on modifie la longueur d'onde effectivement renvoyée à l'intérieur de la cavité et on déplace le spectre d'oscillation de la cavité étendue.

Dans un tel dispositif, le réseau réalise simultanément les fonctions de coupleur de sortie et d'élément sélectif en longueur d'onde. Le réglage horizontal du réseau est en principe découplé du réglage vertical. Le premier fournit la sélectivité spectrale tandis que le second optimise le rebouclage de la cavité. Cependant, en pratique, les deux axes de la monture réglant l'orientation du filtre sont couplés. Il n'est donc pas réellement possible de régler la longueur d'onde d'émission indépendamment de la stabilité de la cavité.

Il est possible d'asservir la fréquence du laser sur les transitions atomiques grâce à un montage d'absorption saturée dont le principe est décrit dans le paragraphe B.2.

Ces diodes sont montées dans des boites couvertes de mousses isolantes que l'on peut voir en figure 2.2. Elles demeurent très sensibles à l'environnement extérieur : température, vibrations mécaniques et acoustiques. Les diodes lasers sont régulées en température et permettent une accordabilité spectrale de leur émission. Cependant, la température de la cavité étendue n'est pas régulée et cause des instabilités quotidiennes.

Un nouveau type de diodes beaucoup plus stables, permettant de s'affranchir des difficultés précédemment citées, a été construit durant ma thèse. Sa description fait l'objet des paragraphes qui suivent.

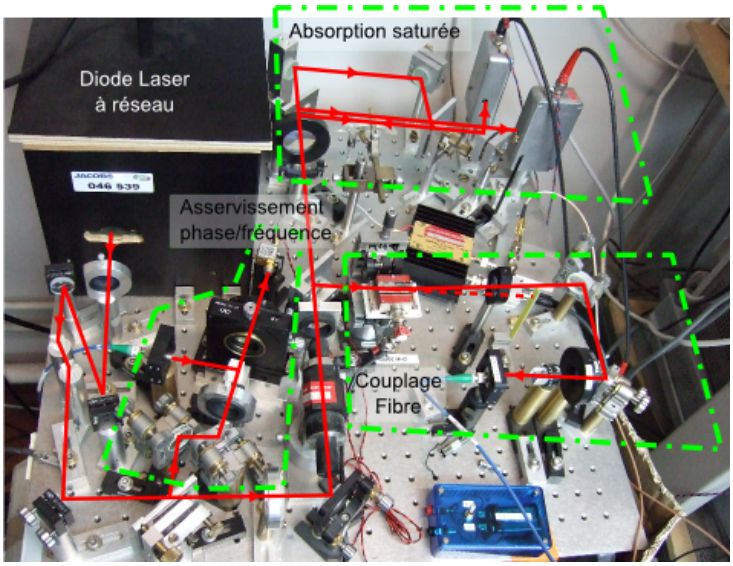


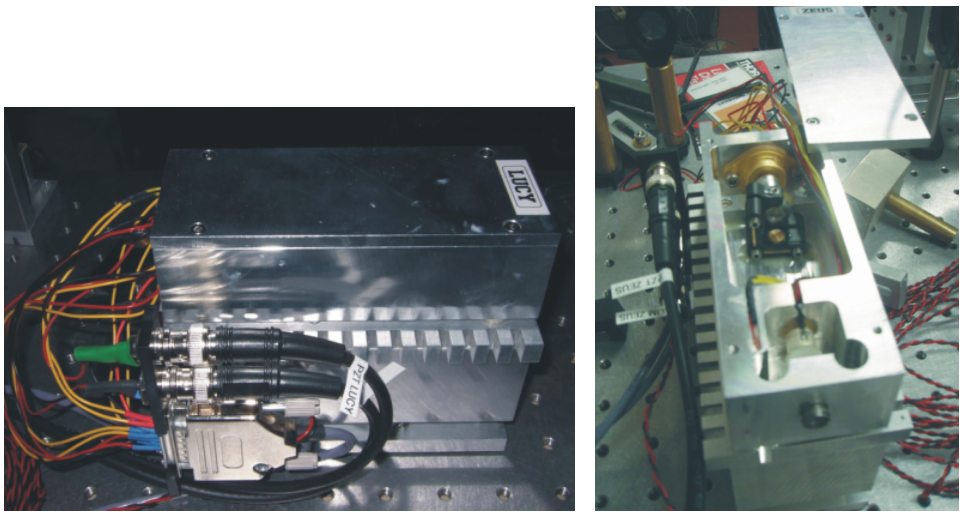
FIGURE 2.2 – Montage de diode à réseau.

B Diodes Laser en cavité étendue à filtre interférentiel

Les plans de cette cavité étendue ont été développés par l'Observatoire de Paris [Baillard et al., 2006] et nous ont été fournis dans le cadre d'une collaboration IFRAF. Ce modèle de diodes extrêmement stables et compactes a été mis au point par les équipes de l'Observatoire de Paris pour servir de système embarqué à des fins spatiales. Les composants de la diode doivent ainsi être précisément réglés avant d'être collés définitivement sur leurs supports. On obtient un édifice figé, stable. Une photographie des diodes ainsi obtenues est donnée en figure 2.3. Les trois diodes fabriquées, afin d'être facilement identifiables, portent des noms : Lucy, Zeus et Shadoks. Leur puissance nominale de sortie est d'environ 50 mW. Cette section en décrit le fonctionnement, la construction et les caractéristiques principales.

B.1 Principe de fonctionnement

Le dessin industriel de la diode laser avec tous les éléments constituant la cavité externe est présenté en figure 2.4(a). La figure 2.4(b) reprend les éléments principaux et donne un schéma simplifié de la cavité. Les éléments réglables sont indiqués par des ronds blancs au centre desquels des flèches indiquent le mouvement qu'ils sont capables d'effectuer. Tous les autres éléments sont vissés ou collés et ne peuvent donc pas être ajustés.



(a) Photographie de l'extérieur de la diode montée en cavité étendue

(b) Photographie de l'intérieur de la cavité étendue de la diode

FIGURE 2.3 – Photographies d'une diode laser réalisée au cours de cette thèse. Ce montage est particulièrement compact stable.

Initialement, la diode laser en GaAlAs utilisée oscille autour de 852 nm. Elle est montée en cavité étendue de manière à pouvoir insérer à l'intérieur un élément sélectif en longueur d'onde qui rend le rayonnement monomode. La cavité étendue est formée d'une des faces du semi-conducteur qui forme la diode laser et d'un miroir plan. La fréquence d'oscillation de la cavité est imposée par un filtre interférentiel placé sur le trajet du faisceau à l'intérieur la cavité. Cette méthode permet de découpler le réflecteur de sortie et l'élément discriminant en longueur d'onde. Le rebouclage de la cavité peut ainsi être optimisé indépendamment du réglage en longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas pour les diodes à réseau.

Le protocole de montage de la diode est résumé dans l'annexe **??**.

B.1.a Cavité

La cavité est formée de deux miroirs plans placés aux foyers de deux lentilles qui permettent d'assurer sa stabilité. Le coupleur de sortie est un miroir de réflectivité 30%. Il est collé à une céramique piézo-électrique qui permet d'accorder finement la longueur de la cavité. La longueur totale de la cavité est de 70 mm. Son intervalle spectral libre est donc de 2 GHz ($5 \cdot 10^{-3}$ nm).

La lentille placée au voisinage de la diode laser permet de collimater

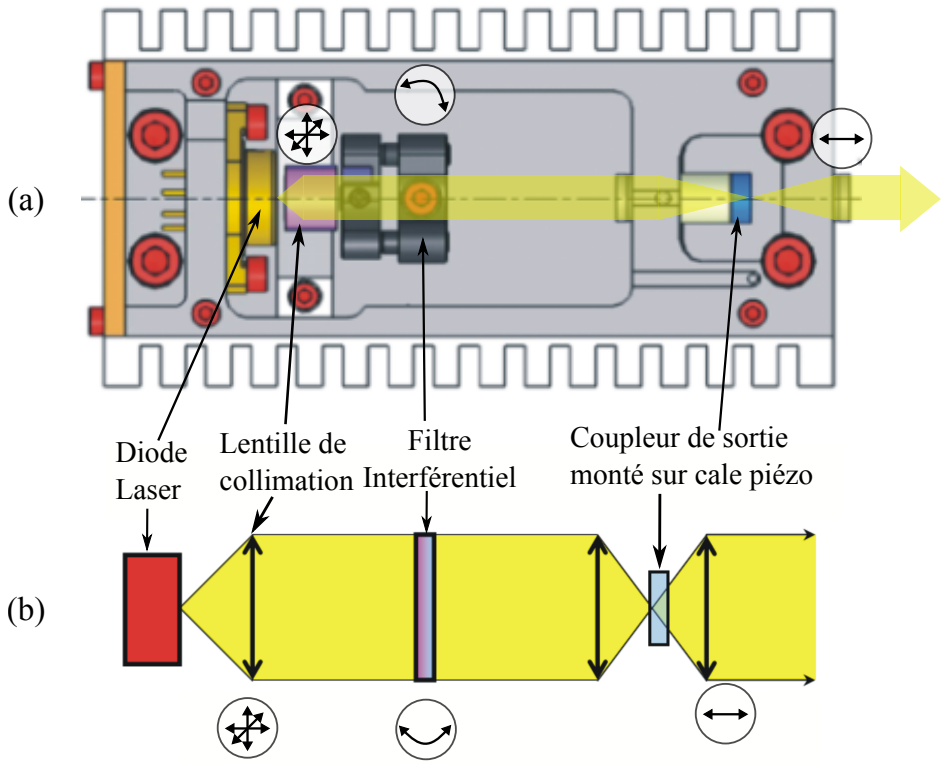


FIGURE 2.4 – Dessin industriel (a) et représentation schématique (b) de la diode laser montée en cavité étendue. Les pastilles circulaires blanches indiquent les éléments réglables de la diode ainsi que le mouvement qu'ils sont capables d'effectuer.

son rayonnement. Ce dernier est très divergent et anisotrope (un facteur 3 entre les divergences horizontales et verticales est généralement observé) du fait de la géométrie de zone de gain de la diode. La collimation s'effectue à l'aide d'une lentille Thorlabs, de référence TMEB C230 de grande ouverture numérique (ON=0.55) et de courte focale (4.51 mm).

La lentille placée au voisinage du coupleur de sortie permet de focaliser le faisceau oscillant dans la cavité au centre du miroir. Sa focale est de 18.4 mm. Une lentille identique est utilisée en sortie de diode pour re-collimater le faisceau.

A l'intérieur de cette cavité, seule la lentille de collimation de la diode laser est réglable. Tous les autres éléments sont collés ou vissés. Le réglage de la lentille de collimation s'effectue par un positionnement fin dans les trois directions de l'espace à l'aide d'un montage formé de trois platines de

translations micrométriques. Une fois la position définitive trouvée, des cales (tubes cylindriques en verre) sont posées sous la lentille et l'ensemble est noyé dans une colle extrêmement rigide de type Araldite.

B.1.b Sélection en longueur d'onde

La figure 2.5 résume la sélectivité en longueur d'onde des divers éléments présents dans le dispositif.

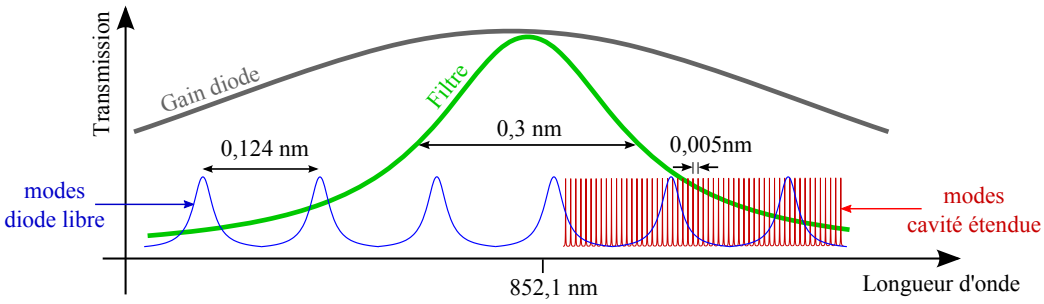


FIGURE 2.5 – Éléments sélectifs en longueur d'onde de la diode laser en cavité étendue.

Par ordre décroissant de sélectivité, ces filtres sont :

- La courbe de gain de la diode libre introduit la sélectivité la moins forte. Elle est de l'ordre du nanomètre. Il est possible de l'accorder finement en jouant sur la température du semi-conducteur. La longueur d'onde émise par la diode varie alors de 0.07 nm/°C. Le courant de la diode modifie également la position de sa courbe de gain.
- Le filtre interférentiel possède une largeur à mi hauteur de 0.3 nm selon les données constructeur. Le pic de transmission du filtre est translatable en inclinant plus ou moins son plan par rapport à la direction de propagation de la lumière dans la cavité. Il est conçu pour un angle nominal de 6°.
- Les modes longitudinaux de la diode libre sont séparés de 0.124 nm (50 GHz). leur écart peut être également modifié en jouant sur la température de la diode laser.
- Les modes longitudinaux de la cavité étendue sont écartés de 0.005 nm (2 GHz). On peut translater ce peigne de fréquence très fin en déplaçant la cale piézo-électrique sur laquelle est collée le coupleur de sortie de la cavité. Elle permet de modifier finement la longueur de la cavité et donc la longueur d'onde du mode qui oscille.

B.1.c Asservissements en température

Un contrôle précis de la température est primordial pour assurer une bonne stabilité de la diode et éviter les dérives lentes de sa fréquence. Pour cela un asservissement actif de la température est réalisé. Cette dernière est mesurée en temps réel par une thermistance. L'écart à la valeur de consigne est injecté dans un montage de type Proportionnel Intégrateur Dérivateur (PID) dont la sortie est renvoyée vers un module à effet Peltier. Les constantes de temps du PID sont à adapter au système régulé. La procédure est résumée en annexe **??**.

La diode est régulée en température via deux modules à effets Peltier. Le premier est directement accolé au semi-conducteur formant la diode laser. La thermistance qui mesure la température de cette dernière est également intégrée au boîtier TO3 qui renferme la diode. Le contrôle de température s'effectue donc sur un volume de petite taille ($\sim$1 mm^3). Les variations de températures se font à des échelles de temps courtes ($\sim$500 ms). La température de consigne est imposée par la longueur d'onde à laquelle on souhaite que la diode émette.

Le second module à effet Peltier régule le boîtier métallique qui renferme la cavité laser étendue. Deux thermistances sont placées à l'intérieur du boîtier. L'une permet la régulation. L'autre donne une mesure indépendante à l'autre bout du boîtier et donne accès aux gradients de température éventuels. Les constantes de temps de cette régulation sont nettement plus importantes ($\sim$20 s). La température de consigne importe peu ici car elle ne détermine pas la longueur d'onde d'oscillation de la diode. Elle est choisie à quelques degrés au dessus de la température de la salle (20 degrés).

B.2 Asservissement en fréquence

L'objectif est d'asservir la fréquence des diodes sur les transitions atomiques de la raie D_2 du ^{133}Cs. Cette section décrit d'abord la méthode d'absorption saturée expérimentalement mise en place. Dans un second temps, la réalisation de boucle de rétroaction qui effectue l'asservissement en fréquence de la diode est présentée.

B.2.a Spectroscopie d'absorption saturée

Pour pouvoir asservir la longueur d'onde du laser sur les transitions atomiques, il faut en premier lieu être capable de les observer. Or, la transmission dans un gaz de Cs à température ambiante est élargie par effet Doppler sur une largeur ($\sim$ 160 MHz) supérieure à l'écartement entre les différentes

transitions de la raie D_2 du ^{133}Cs (151, 201 et 251 MHz) que l'on souhaite sonder. Il est cependant possible de résoudre les raies d'absorption atomiques de manière sub-Doppler en réalisant une spectroscopie d'absorption saturée.

Le principe, schématisé figure 2.6, consiste à diviser le faisceau en deux parties, d'intensités très différentes, qu'on fait contra-propager dans une vapeur atomique. L'un est d'intensité grande devant l'intensité de saturation, il s'agit de la *pompe*. L'autre est d'intensité petite devant l'intensité de saturation, il s'agit de la *sonde*, dont on mesure la transmission à travers le milieu atomique. Lorsqu'on fait varier la fréquence du faisceau initial, on observe la figure de transmission du milieu élargi par effet Doppler sur laquelle des pics sont superposés. Un pic de transmission de la sonde correspond à une interaction résonante simultanée de la pompe et de la sonde sur des atomes d'une même classe de vitesse. En effet, il se produit dans un tel cas un mécanisme de pompage optique qui vide la classe de vitesse touchée par la pompe dans un second niveau fondamental non couplé par les faisceaux. Il existe en effet deux niveaux fondamentaux sur la raie D_2 du ^{133}Cs : F=3 et F=4. Dans un tel cas, la sonde peut alors traverser le milieu sans être absorbée. De plus, lorsque la desexcitation vers un second niveau fondamental est interdite, par exemple lorsque les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$ ou $F = 4 \rightarrow F' = 5$ sont sondées, il se produit une saturation de la transition par le faisceau intense de pompe qui limite l'absorption de la sonde par le milieu atomique et dessine également un pic de transmission au niveau de la résonance.

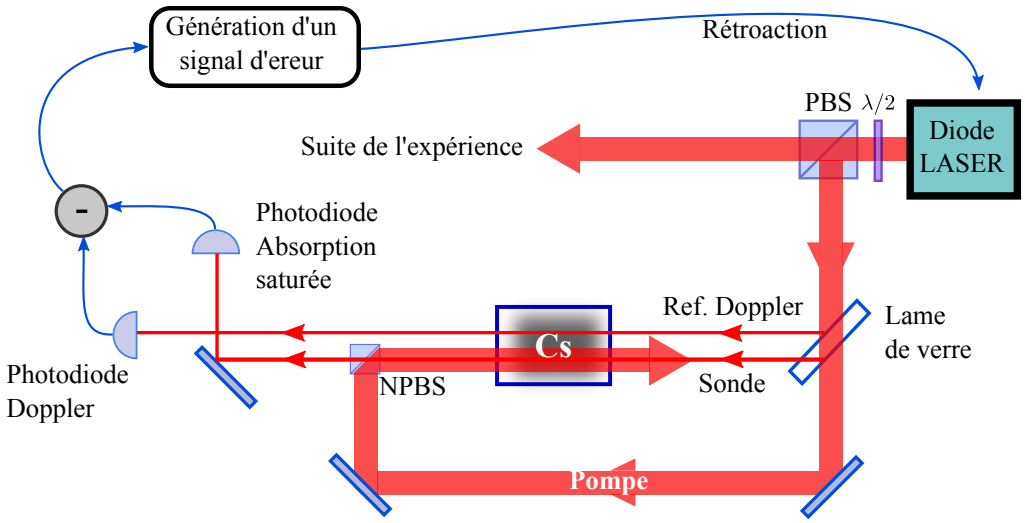


FIGURE 2.6 – Montage expérimental de spectroscopie d'absorption saturée. NPBS : cube non polarisant.

Si les deux faisceaux se propagent en sens opposés, ils ne sont vus à la

même fréquence que par des atomes de vitesse nulle (la "vitesse" ici considérée consiste en la projection du vecteur vitesse sur l'axe de propagation des faisceaux). L'effet de dépeuplement de classe de vitesse précédemment décrit se produit lorsque la fréquence du laser est égale à celle des résonances atomiques. Elle concerne alors la classe de vitesse nulle. Cependant, elle peut également se produire lorsque la fréquence du laser est égale à la demi-somme de deux transitions atomiques. La sonde est alors vue à résonance avec l'une des transitions, et la pompe avec l'autre, pour la même classe de vitesse. Son décalage Doppler correspond à la moitié de l'écart en fréquence des deux transitions. Un tel phénomène s'appelle un *cross over*.

Comme l'indique la figure 2.6, une seconde sonde appelée *Ref. Doppler* est envoyée dans le milieu atomique. Son recouvrement avec la pompe est nul et permet de mesurer l'absorption simple du milieu. Elle est détectée à l'aide d'une seconde photodiode.

La figure 2.7 donne les courbes obtenues à partir des deux sondes décrites. La première consiste en une courbe d'absorption simple d'un faisceau de sonde peu intense se propageant à l'intérieur d'un milieu atomique à plusieurs niveaux élargis par effet Doppler. Ce champ adresse les transitions $F = 3 \rightarrow F' = 2$, $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et $F = 3 \rightarrow F' = 4$. On voit donc les trois Lorentziennes centrées sur leurs résonances respectives convoluées par le profil Doppler. La largeur de ce dernier (160 MHz) étant plus grande que l'écartement entre les multiples niveaux excités, les multiples Lorentziennes homogènes ne sont pas observées. La seconde courbe donne le profil d'absorption saturée et donne accès aux résonances atomiques ainsi qu'aux cross-over. La soustraction des deux permet de s'affranchir du profil Doppler pour obtenir une courbe donnant les transitions atomiques et les cross-over.

B.2.b Boucle de rétroaction

A partir du signal d'absorption saturée un signal d'erreur permettant d'asservir la fréquence du laser au centre d'un de ces pics est créé. On utilise pour cela un montage de type modulation-démodulation dont le principe est présenté en annexe A. L'électronique de la détection synchrone est réalisée au laboratoire selon les plans de Jean-Pierre Okpisz.

La fréquence est modulée à 30 kHz en envoyant une tension sinusoïdale sur le courant de la diode. En faisant varier le courant, la fréquence d'émission de la diode est effectivement modifiée, comme indiqué dans les paragraphes précédents. La figure 2.8 illustre le type de signal d'erreur généré à partir du signal d'absorption saturée. Ce signal est renvoyé vers la cale piézo électrique qui contrôle la longueur de la cavité externe de la diode. Une rétroaction vers le courant de la diode est aussi prévue mais non utilisée à ce jour. Elle

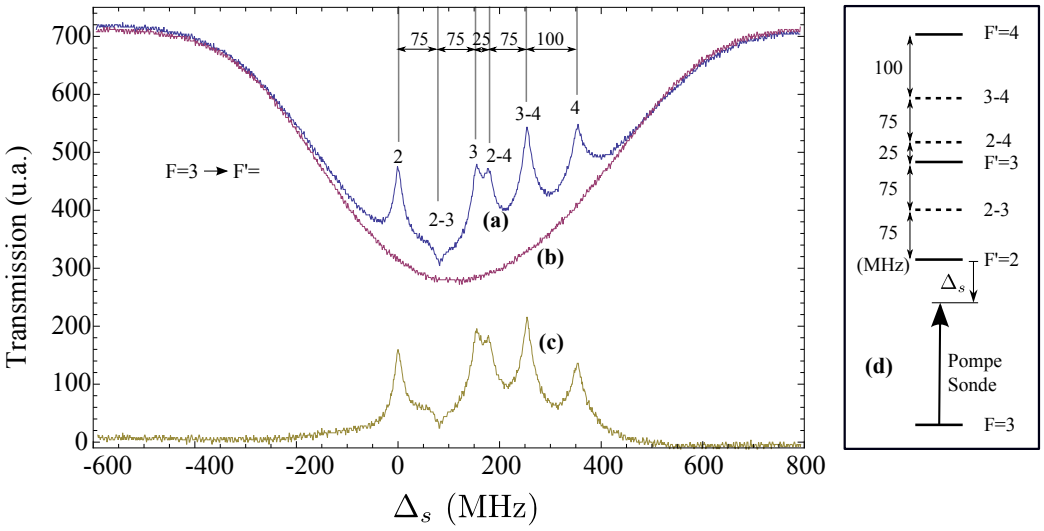


FIGURE 2.7 – Résultat d'une expérience de spectroscopie d'absorption saturée. (a) : signal mesuré sur la Photodiode "absorption saturée" détectant la transmission de la sonde. (b) : signal mesuré sur la photodiode "Doppler" mesurant la transmission du faisceau "Ref Doppler". (c) : soustraction (b) - (a). (d) représentation schématique des transitions (en traits pleins) adressées par le laser et des cross over (en pointillés) accessibles par le laser. Δ_s représente le désaccord de la fréquence de la diode avec la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

permettra de rétroagir sur les fluctuations rapides du signal d'erreur. En effet, les cales piézo-électriques sont essentiellement des condensateurs et ont des temps de réponse relativement lents.

L'asservissement est testé sur différentes transitions atomiques accessibles décrites sur la figure 2.9(c). L'évolution de la fréquence de la diode dans le temps est suivie au lambdamètre (modèle Hi-Finesse WS6) et son tracé est donné en figure 2.9(a). On y voit que l'asservissement est stable sur chacune des transitions. La figure 2.9(b) correspond au zoom maximal autorisé par le lambdamètre pour mettre en évidence l'effet de l'asservissement sur la stabilité en fréquence du laser. On observe que la diode non asservie fluctue sur une dizaine de mégahertz en quelques dizaines de secondes alors que la diode asservie est stable durant plusieurs heures.

B.2.c Largeur et comparaison

La largeur en fréquence des diodes est évaluée en faisant battre les faisceaux issus de deux d'entre elles sur un photo-détecteur haute fréquence.

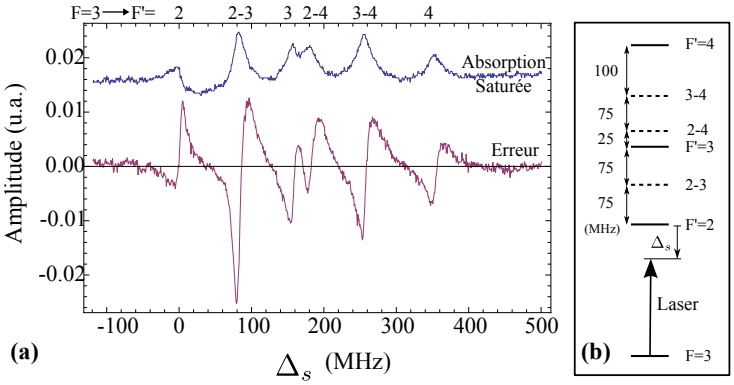


FIGURE 2.8 – (a) : signal d'erreur obtenu après modulation-démodulation du signal d'absorption saturée. (b) : transitions de la raie D_2 du Cs accessibles par le laser. Δ_s représente le désaccord de la fréquence de la diode avec la transition atomique $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

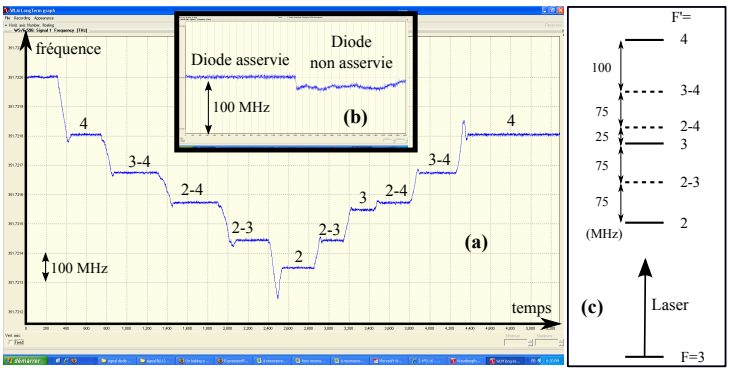


FIGURE 2.9 – (a) : Visualisation au lambdamètre de la stabilité de l'asservissement en fréquence des diodes sur les transitions atomiques. (b) : Visualisation de l'écart de stabilité sur quelques dizaines de secondes entre une diode libre et une diode asservie en fréquence. (c) : schéma des multiples transitions de la raie D_2 du Cs accessibles par la diode laser.

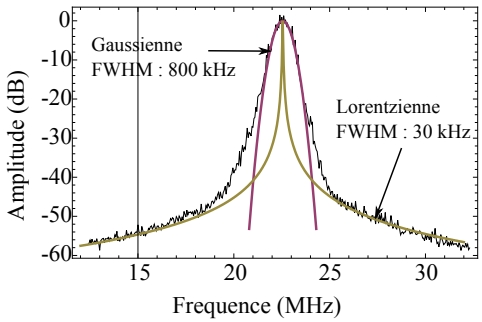
L'observation réalisée à l'analyseur de spectre est donnée en figure 2.10.

Le spectre de la diode libre possède un profil Lorentzien. Le battement de deux Lorentziennes de même largeur doit donner une Lorentzienne de largeur double. Cependant, les fluctuations de position d'une Lorentzienne par rapport à l'autre entraînent un élargissement de type Gaussien du profil [Baillard et al., 2006]. Dans le cas représenté en figure 2.10(a), les deux diodes sont asservies en fréquence. L'élargissement mesuré est donc dû au protocole d'asservissement qui utilise une modulation de la fréquence de la diode autour

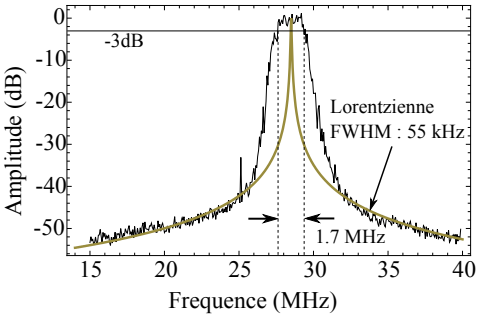
de sa valeur moyenne.

Des ajustements Gaussiens et Lorentziens sont tracés en figure 2.10(a). Il est visible que la contribution Gaussienne est prépondérante au centre du pic, alors qu'elle est négligeable pour les fluctuations à hautes fréquences où on retrouve un profil Lorentzien. Il est donc possible d'évaluer indépendamment la largeur d'une diode libre et celle d'une diode dont la fréquence est asservie.

- La largeur à mi hauteur (FWHM) de la diode libre peut être évaluée à 15 kHz. Il s'agit de la demi largeur de l'ajustement Lorentzien de la courbe du battement donné en figure 2.10(a).
- La largeur à mi hauteur (FWHM) de la diode asservie en fréquence est évaluée à 400 kHz. Il s'agit de la demi largeur de l'ajustement Gaussien de la courbe du battement donné en figure 2.10(a). Il est possible de descendre en dessous de cette valeur pour des asservissements dont l'amplitude de modulation est moins prononcée. L'asservissement est alors un peu moins stable sur de longues durées, mais permet d'avoir accès à des raies plus fines.



(a) Battement entre deux diodes à filtre interférentiel



(b) Battement entre une diode à réseau et une diode à filtre interférentiel

FIGURE 2.10 – Visualisation à l'analyseur de spectre du battement entre (a) deux diodes à filtre interférentiel et (b) une diode à filtre interférentiel et une diode à réseau. Des ajustements Gaussiens et Lorentziens sont réalisés dont on donne les valeurs des largeurs à mi hauteur (FWHM).

Le cas présenté en figure 2.10(b) est obtenu en faisant battre une diode en cavité étendue à filtre interférentiel avec une diode en cavité étendue à réseau. Les diodes ne sont pas asservies en fréquence, mais la modulation sur le courant de la diode été conservée. La présence d'un plateau sur le spectre de battements indique que la modulation pratiquée est excessive. Sa FWHM, évaluée en mesurant la largeur à -3 dB, est de 1.7 MHz. Elle indique que la modulation pratiquée sur la fréquence de la diode à réseau est d'environ 1 MHz. Ces diodes moins stables ont effectivement besoin d'une modulation de

plus grande amplitude pour obtenir un signal d'erreur convenable nécessaire à leur asservissement. Cette largeur est donc grande mais demeure raisonnable comparée à la largeur homogène de la transition atomique qui vaut 5.2 MHz. Enfin, la largeur de l'ajustement Lorentzien dans le cas (b) a quasiment doublé par rapport au (a). Elle indique que les diodes montées en cavité externe à réseau ont une largeur spectrale de l'ordre du double de celles montées sur des cavités à filtre interférentiel.

Conclusion

Ce chapitre a été consacré à la description des sources laser expérimentales dont le laboratoire dispose. En particulier, la construction de trois nouvelles diodes a été présentée et leur fonctionnement détaillé. Toutes ces sources de lumière classique sont mises à contribution pour fournir les faisceaux lumineux requis par les expériences réalisées dans le cadre de cette thèse. Nous ferons donc appel à elles tout au long de ce manuscrit.

Chapitre 3

Ressource expérimentale de lumière non classique

Sommaire

A Production de lumière comprimée 44

A.1 Description de l'expérience 44

A.2 Etat comprimé obtenu 46

B Asservissement de la quadrature mesurée 47

B.1 Méthode 48

B.2 Réalisation expérimentale 51

B.3 Résultats 55

Introduction

L'objectif de l'expérience développée au laboratoire est la démonstration d'intrication déterministe entre deux ensembles atomiques. La méthode proposée pour y parvenir est l'interaction de ces ensembles atomiques avec deux faisceaux lumineux intriqués. Une source de faisceaux intriqués peut être réalisée à partir de faisceaux comprimés comme il a déjà été précisé au chapitre 1 section C. La génération de lumière comprimée s'inscrit donc dans cette perspective.

L'idée d'un transfert d'état non classique entre des modes du champ électromagnétique et des ensembles atomiques n'est pas nouvelle. En 1997, Polzik propose de réaliser un tel transfert par une interaction lumière-matière de type absorption simple dans un système en atomique en V [Kuzmich et al., 1997]. Ce transfert irréversible est expérimentalement réa-

lisé deux ans plus tard et décrit dans [Hald et al., 1999]. En 2000, Fleischhauer et Lukin proposent d'utiliser une configuration de transparence électromagnétiquement induite pour réaliser un transfert champ-atomes efficace [Lukin et al., 2000]. Une étude détaillée de cette interaction a également été réalisé par A. Dantan durant sa thèse au laboratoire Kastler Brossel [Dantan and Pinard, 2004]. Un transfert réversible d'état comprimé a alors pu être démontré entre un ensemble atomique et le champ électromagnétique en 2008 par deux équipes [Appel et al., 2008] et [Honda et al., 2008].

Dans l'expérience que nous proposons, le faisceau de lumière comprimée est utilisé pour produire deux faisceaux intriqués dont on souhaite transférer l'état dans deux ensembles atomiques différents par EIT. Une description plus détaillée du protocole est donnée au chapitre 7, notamment paragraphe D. On réalise ainsi un transfert d'intrication déterministe depuis deux modes du champ vers deux ensembles atomiques.

Nous décrirons dans un premier temps la méthode de production de lumière comprimée expérimentalement réalisée au laboratoire, puis, dans une seconde partie, nous nous intéresserons à l'asservissement de la quadrature mesurée de l'état comprimé qui a été mis en place dans le cadre de cette thèse pour des expériences futures.

A Production de lumière comprimée

La source de lumière comprimée à la longueur d'onde de la raie D_2 du cesium a été développée au cours de la thèse de Sidney Burks. Les détails expérimentaux et théoriques peuvent être trouvés de manière exhaustive dans [Burks, 2010] ou [Burks et al., 2009]. Les grandes lignes sont cependant rappelées ici afin d'introduire les avancées qui ont été réalisées par la suite. Le schéma général de l'expérience est décrit dans un premier temps, puis l'état comprimé obtenu est caractérisé.

A.1 Description de l'expérience

Le schéma donné en figure 3.1 résume les étapes expérimentales nécessaires à la production du faisceau de lumière comprimée à 852 nm sur la raie D_2 du Cs. Une photographie du bloc monolithique sur lequel est montée l'expérience est donnée en figure 3.2.

Le faisceau initial est un état cohérent issu d'un laser Titane Saphir continu (Matisse) qui produit un faisceau infra-rouge (IR) à 852 nm de puissance 2,5 W. Sa fréquence est asservie sur la résonance atomique souhaitée via un circuit d'absorption saturée et une détection synchrone. La sortie du

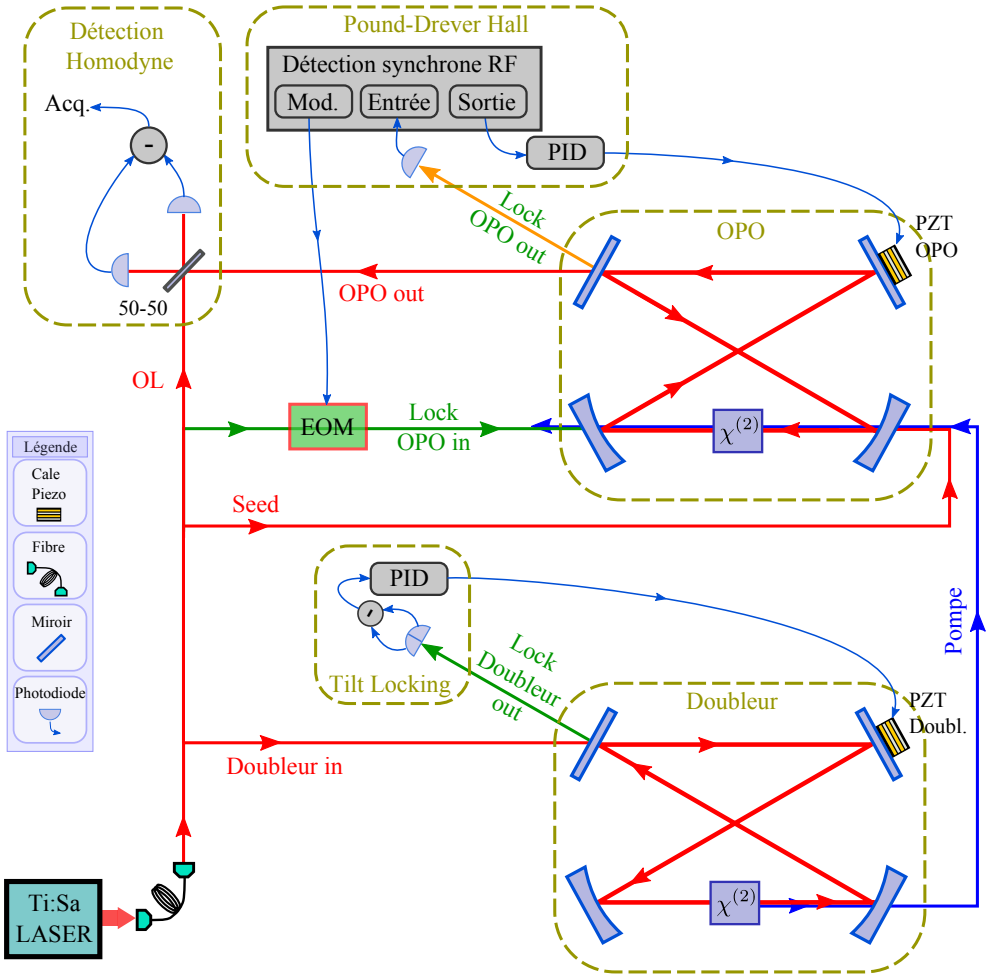


FIGURE 3.1 – Schema des étapes expérimentales de production et de mesure du faisceau de lumière comprimée.

laser Ti-Sa est injectée dans une fibre. Avec 1 W en entrée de fibre, 650 mW sont récupérés en sortie. Cette puissance est suffisante pour alimenter l'ensemble des étapes nécessaires à la génération de lumière comprimée et à sa caractérisation.

Cette lumière est tout d'abord doublée en fréquence (426 nm) par génération de second harmonique au sein d'un cristal de PPKTP. Pour gagner en efficacité, le cristal est placé à l'intérieur d'une cavité en anneau de type *noeud papillon* (*bow-tie*) résonante pour le faisceau à 852 nm. La cavité est asservie à résonance par une méthode de *Tilt Locking* que l'annexe A, section B décrit plus en détails. 500 mW de faisceau IR injecté permettent de produire 160 mW de bleu.

Le faisceau bleu à 426 nm ainsi obtenu est ensuite utilisé pour pomper un OPO juste en dessous du seuil. Ce dernier est atteint pour 90 mW de pompe. L'OPO correspond exactement au même dispositif expérimental que celui utilisé pour réaliser le doublement de fréquence, mais est utilisé en conversion paramétrique afin d'obtenir à nouveau une lumière IR à 852 nm en sortie. La cavité est résonante pour le faisceau IR. Le faisceau bleu de pompe est en simple passage dans le cristal. Le faisceau IR injecté dans le mode de la cavité est appelé *seed*. Il est amplifié ou désamplifié par la pompe selon la phase relative des deux faisceaux.

La cavité est asservie à résonance par la méthode de Pound-Dever-Hall qui est décrite en détails en annexe A, section C.

Le coupleur de sortie de l'OPO a une transmission de 7%. Le faisceau sortant de la cavité est un état comprimé. Un seed peut être injecté ou non en entrée de l'OPO. En présence de seed, le faisceau comprimé est dit *brillant*. En l'absence de seed, l'état obtenu est appelé *vide comprimé* : sa valeur moyenne est nulle, mais ses fluctuations sont comprimées selon une quadrature, et anti-comprimées selon la quadrature orthogonale.

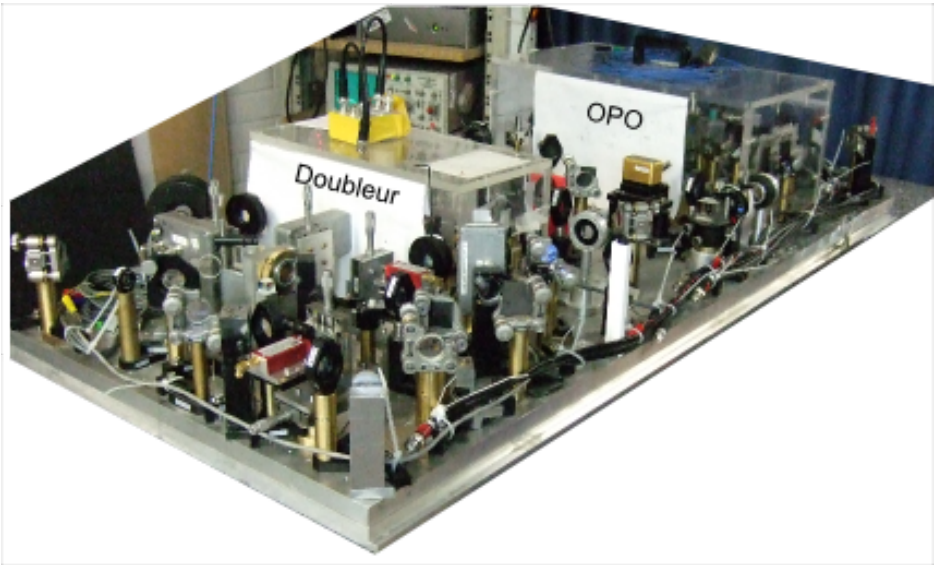


FIGURE 3.2 – Photographie du montage de génération de lumière comprimée.

A.2 Etat comprimé obtenu

En l'absence de seed injecté dans la cavité OPO, le vide comprimé obtenu en sortie est caractérisé à l'aide d'une détection homodyne dont le principe a été décrit au chapitre 1.

L'oscillateur local (OL), de puissance 16 mW, est recombiné avec le faisceau de lumière comprimée à l'aide d'un cube polariseur. Le bon recouvrement des modes spatiaux des deux faisceaux est quantifié via une mesure de contraste des franges obtenues en faisant interférer les deux ondes. Une valeur de visibilité de 96% est obtenue. Les pertes en intensité occasionnées par le recouvrement imparfait des modes des deux faisceaux s'écrivent $\eta_V = 0.96^2 = 0.92$.

Comme vu au paragraphe C.2, dans l'expression (1.24), les pertes occasionnées par la détection modifient la variance mesurée par la détection homodyne. Si η_{tot} est l'efficacité totale de photodétection, l'effet des pertes est modélisé par celui d'une lame qui transmet η_{tot} du champ incident et laisse entrer $(1 - \eta_{tot})$ de vide dans le faisceau à mesurer. La variance mesurée σ^2_{mes}, et la variance réelle σ^2_{rel}, normalisées au bruit quantique standard, sont donc reliées par $\sigma^2_{mes} = \eta_{tot}\sigma^2_{rel} + (1 - \eta_{tot}) \Rightarrow \sigma^2_{rel} = \eta_{tot}[\sigma^2_{mes} + (\eta_{tot} - 1)]$ où η_{tot} est l'efficacité de détection en prenant en compte toutes les pertes. Si on note η_p le facteur de pertes de 5% occasionné par le passage dans les différentes optiques (miroirs, cubes, lames, lentilles) et η_Q l'efficacité quantique de photo-détection de la photodiode utilisée, les pertes totales s'évaluent à $\eta_{tot} = \eta_V \cdot \eta_Q \cdot \eta_p = 0.92 * 0.88 * 0.95 = 0.77$.

Le photocourant issu de la détection homodyne est envoyé vers un analyseur de spectre Agilent E4411B (9 kHz - 1.5 GHz) réglé en mode zérospan à 2 MHz. La courbe donnée en figure 3.3 est obtenue en balayant la phase de l'oscillateur local à 0.5 Hz via une cale piézo-électrique placée sur son trajet. Elle permet de faire tourner l'axe de projection de la détection homodyne et d'avoir accès aux différentes quadratures de l'état mesuré. Une réduction du bruit de 3 dB est mesurée selon la quadrature comprimée tandis qu'une amplification de 9 dB selon la quadrature anti-comprimée est obtenue. Ceci correspond à la variance mesurée non corrigée des pertes liées à la détection. En les prenant en compte, on trouve un niveau de réduction de bruit de 4.5 dB selon la quadrature comprimée et d'amplification de 10 dB selon la quadrature anti-comprimée. L'état créé n'est donc pas un état minimal. Il vérifie en effet $(\Delta X)^2(\Delta Y)^2 > 1$ où X et Y désignent les quadratures comprimée et anti-comprimée. Cela peut s'expliquer par le fait que l'OPO est pompé proche du seuil d'oscillation.

B Asservissement de la quadrature mesurée

La lumière comprimée est destinée à être envoyée à l'intérieur d'un nuage d'atomes pour y être ralentie ou stockée. Avant d'envisager des processus de tomographie et de reconstruction complète de l'état comme cela a par

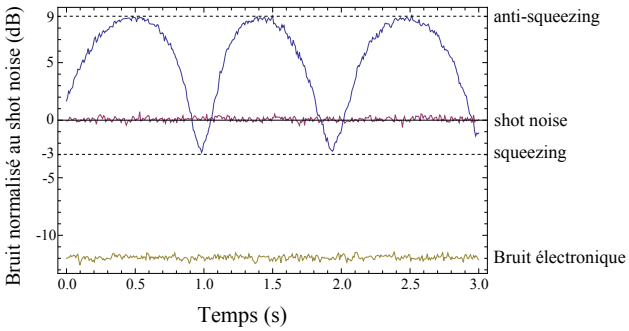


FIGURE 3.3 – caractérisation de l'état comprimé par une détection homodyne. La phase de l'oscillateur local est balayée à 0.5 Hz pour avoir accès aux différentes quadratures de l'état obtenu. Le bruit est visualisé à l'analyseur de spectre en mode zerospan à 2 MHz (RBW=30 kHz et VBW=30 Hz). Le bruit électronique correspond au "dark" : il est obtenu en obturant les deux photodiodes.

exemple pu être réalisé dans l'équipe de Lvovsky [Appel et al., 2008], nous proposons de suivre l'évolution d'une quadrature unique à l'intérieur du milieu EIT. Par exemple, en réalisant l'asservissement de la mesure sur la quadrature comprimée, il est alors possible de vérifier le caractère non classique du faisceau sortant du milieu atomique et de s'assurer de l'absence de bruit ajouté par l'interaction lumière matière. Cette étape préliminaire a déjà été réalisée par différentes équipes comme celle de Kozuma et Furusawa à l'université de Tokyo et décrite dans [Arikawa et al., 2007], [Akamatsu et al., 2007], [Honda et al., 2008] ou via une seconde méthode par l'équipe de Lam à l'université de Camberra décrite dans [Hetet et al., 2008a]. Du ralentissement de squeezing au travers d'un milieu EIT ou du stockage de lumière comprimée a alors pu être observé.

Cette section traite de la réalisation expérimentale d'un asservissement de la mesure homodyne sur une quadrature fixe. Il est nécessaire pour répéter les mesures de ralentissement et de stockage de lumière comprimée. Cette partie constitue un apport personnel de mes travaux de thèse à l'expérience de génération de lumière comprimée.

B.1 Méthode

Lors d'une mesure homodyne, la quadrature mesurée est représentée sur la figure 3.4 en fonction des phases des différents champs électromagnétiques mis en jeu. Les champs électriques $\mathcal{E}_\alpha^{(P)}$ considérés ($\alpha = s$ pour le champ de seed, OL pour l'oscillateur local et p pour la pompe) sont décrits en

un point P donné le long de la propagation des faisceau, sous la forme de fonctions sinusoïdales du temps, d'amplitude E_α, de pulsation ω_α et de phase $\varphi_\alpha^{(P)}$ dépendante du point P : $\mathcal{E}_\alpha^{(P)} = E_\alpha \cos(\omega_\alpha t + \varphi_\alpha^{(P)})$, l'indice α pouvant désigner le seed, la pompe ou l'oscillateur local. Dans le référentiel de Fresnel tournant avec le seed, l'angle de la mesure est donné par la différence de phase entre le seed et l'oscillateur local au niveau de la détection homodyne (DH) : $\Delta\varphi_{s/OL} = \varphi_s^{(DH)} - \varphi_{OL}^{(DH)}$. Cependant l'ellipse de bruit de l'état comprimé est tournée dans ce même référentiel d'un angle $\theta_{s/p}$ qui dépend de la phase des faisceaux de seed et de pompe au niveau du cristal non linéaire (CNL) via la relation $\theta_{s/p} = \varphi_s^{(CNL)} - \frac{\varphi_p^{(CNL)}}{2}$.

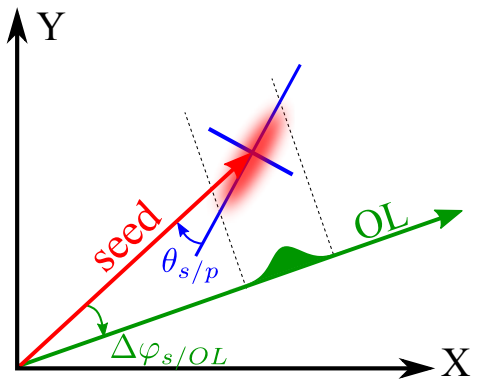


FIGURE 3.4 – Schéma décrivant la quadrature mesurée par la détection homodyne en fonction des différentes phases des champs de seed, pompe et oscillateur local (OL).

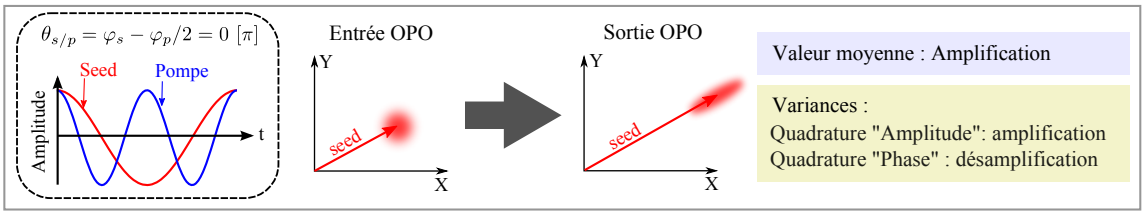
En effet, la conversion paramétrique à l'origine de la compression de bruit est un phénomène sensible à la phase. Le gain paramétrique G défini comme le ratio des puissances de signal sortant avec et sans pompe s'écrit ([Ortalo, 2009], p.91) :

$$G \propto \frac{1}{1 + P_p^2 - 2P_p \cos(2\ \theta_{s/p})} \tag{3.1}$$

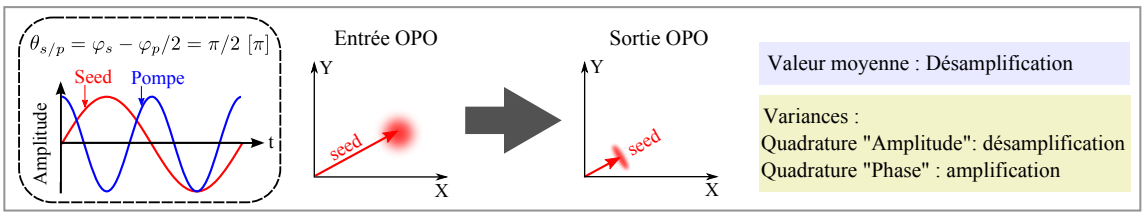
avec P_p la puissance de pompe normalisée à la puissance de seuil de l'OPO. Ainsi, le cas $\theta_{s/p} = 0\ [\pi]$ donne lieu à une amplification du seed. Le cas $\theta_{s/p} = \pi/2\ [\pi]$ donne lieu à une désamplification du seed, dont l'amplitude se voit réduite.

La figure 3.5 schématise l'effet de l'amplification sensible à la phase sur la valeur moyenne et les fluctuations de l'état sortant. Dans une configuration d'amplification, représentée sur la figure 3.5(a), les fluctuations dites *d'amplitude*, c'est à dire celles qui sont temporellement en phase avec l'oscillation

du champ électromagnétique moyen de seed, sont également amplifiées. Elles sont responsables de la création de la quadrature anti-comprimée, qui présente un excès de bruit par rapport au bruit quantique standard. Cependant les fluctuations dites *de phase*, c'est à dire qui se produisent en quadrature avec l'oscillation du champ électromagnétique moyen de seed, sont désamplifiées. Ces fluctuations sont alors réduites sous le bruit quantique standard, et correspondent en sortie à la quadrature comprimée. Une configuration d'amplification permet donc de créer une lumière comprimée en phase. A l'inverse, une configuration de désamplification, représentée sur la figure 3.5(b), permet de créer une lumière comprimée en amplitude.



(a) Amplification de la valeur moyenne du seed et création d'un état comprimé en phase



(b) Désamplification de la valeur moyenne du seed et création d'un état comprimé en amplitude

FIGURE 3.5 – Relations entre les phases de la pompe et du seed dans l'OPO et les quadratures de la lumière comprimée obtenue en sortie. Dans chacun des deux cas, l'encadré en pointillé (à gauche) donne la relation de phase entre les faisceaux de pompe et de seed dans l'OPO ainsi que le tracé de la valeur des deux champs en fonction du temps. Les états entrant et sortant sont représentés dans le repère de Fresnel tournant à la fréquence du seed. Les encadrés de couleur (à droite) caractérisent les variances et valeurs moyennes de l'état obtenu en sortie.

Pour asservir la mesure sur une quadrature précise, il faut donc asservir non seulement la phase entre l'oscillateur local et le seed au niveau de la détection homodyne ($\varphi_{s/OL}$) mais aussi celle de la pompe par rapport au seed à l'entrée de l'OPO ($\theta_{s/p}$).

Dans le cas de la production de vide comprimé, il n'y a pas de faisceau de seed injecté dans l'OPO. Il est cependant toujours possible de décrire les

fluctuations du vide en terme de quadratures dans le repère de Fresnel tournant à la fréquence du seed. Ces dernières ont des phases bien définies dans ce repère qu'il est possible de comparer à $\varphi_p/2$ modulo π. Les fluctuations se produisant sur la quadrature d'angle $\varphi_p/2$ modulo π sont amplifiées et sont à l'origine de la quadrature anti-comprimée. Celles se produisant déphasées de $\pi/2$ modulo π sont désamplifiées, et forment la quadrature comprimée.

L'angle de l'ellipse des fluctuations du vide comprimé est donc défini par rapport à la phase de la pompe. Pour asservir la mesure du vide comprimé sur une quadrature fixe, il faut faire vérifier au niveau de la détection homodyne une relation de phase précise entre les faisceaux de pompe et d'oscillateur local. Par exemple, pour mesurer la quadrature comprimée, il faut verifier $\varphi_{OL} - \varphi_p/2 = \pi/2$. Un tel asservissement n'est pas réalisable puisque le trajet optique de la pompe est complètement dissocié de celui du faisceau comprimé dès sa génération dans l'OPO.

La solution consiste donc à utiliser le seed comme faisceau intermédiaire. Il est prévu d'injecter l'OPO avec un seed non nul pour créer un faisceau comprimé de valeur moyenne non nulle. La phase de ce dernier peut facilement être comparée au niveau du cristal à celle de la pompe en observant s'il est amplifié ou désamplifié à l'intérieur de l'OPO afin de permettre un premier asservissement. A sa sortie de la cavité, puisqu'il est de valeur moyenne non nulle, sa phase peut être comparée à celle de l'oscillateur local au niveau de la détection homodyne en faisant interférer les deux faisceaux, et réaliser ainsi le second asservissement. L'expérience est alors formée de deux interféromètres imbriqués dont les longueurs optiques sont asservies.

Cependant, utiliser un faisceau comprimé d'intensité moyenne non nulle est un problème pour l'expérience de mémoire à laquelle son utilisation est destinée. En effet, le faisceau est résonant avec les transition atomiques du milieu d'interaction. L'expérience doit donc se faire avec du vide comprimé afin de réduire le risque de réaliser un pompage optique non souhaité. Il est donc prévu d'utiliser un shutter mécanique sur le trajet du seed avant son entrée dans la cavité OPO. Celui-ci permet de le couper durant les quelques centaines de micro-secondes nécessaires à l'expérience. La phase est alors considérée comme constante durant ce cours instant, petit devant les fluctuations mécaniques des chemins optiques.

B.2 Réalisation expérimentale

L'asservissement décrit au paragraphe précédent est obtenu au moyen du dispositif expérimental présenté sur la figure 3.6.

L'asservissement de la phase de la pompe sur celle du seed est réalisé en mesurant la puissance d'infrarouge sortant de l'OPO. Pour cela, la fuite

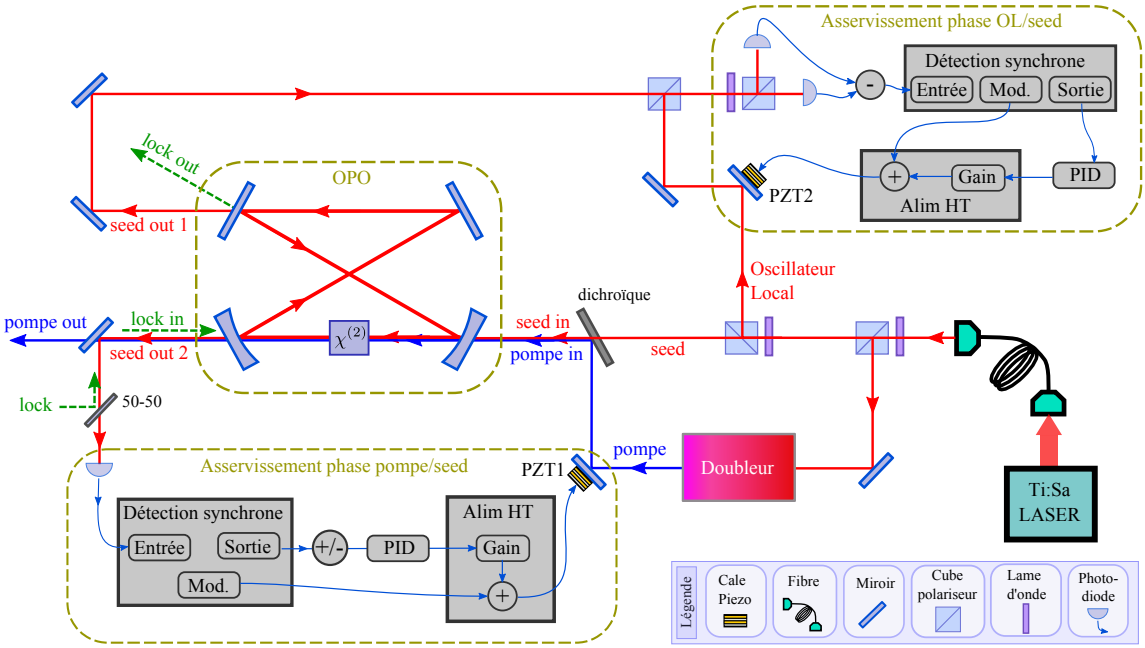


FIGURE 3.6 – Schéma expérimental d'asservissement de la phase entre les faisceaux de seed, de pompe et d'oscillateur local.

issue d'un miroir de la cavité OPO est utilisée. Ce faisceau est de très faible amplitude ($< 1\mu$W). Il est envoyé sur une photodiode à gain élevé (100 nW $\rightarrow$ 1V) mais limitée en bande passante ($\sim$ 250 kHz).

Les fortes fluctuations du signal généré en sortie de l'OPO, notamment à cause des variations de puissance de pompe, de température dans le cristal et de recouvrement pompe/seed dans le cristal, nous empêchent d'utiliser le signal brut sortant de la cavité pour asservir les phases sur le flanc de la courbe $P_{\text{seed}} = f(\Delta\varphi_{s/p})$. Les extrema (amplification ou désamplification maximales du seed) sont dès lors les seuls points possibles d'asservissement stable. Un signal d'erreur nul aux extrema de la courbe d'amplification est obtenu via une technique de modulation/démodulation (*ditter and lock*), décrite en annexe A paragraphe A, qui donne un signal d'erreur proportionnel à la dérivée du signal.

La phase de la pompe est donc modulée en envoyant une sinusoïde à 10 kHz sur la cale piézo-électrique PZT1 qui contrôle la position d'un des miroirs de renvoi de la pompe. Cette modulation provient d'une détection synchrone *Lock-in Amplifier* EG&G Princeton Applied Research qui réalise ensuite la démodulation et fournit le signal d'erreur. Ce signal est envoyé vers un boîtier actif sommateur/soustracteur dont la seconde entrée est reliée à la masse afin de réaliser l'inversion de signe nécessaire à l'asservissement

sur l'amplification ou la désamplification. Enfin, un PID peut être ajouté en sortie pour améliorer la stabilité de l'asservissement. En pratique un PI (sans dérivation) commercial (Servo Controler LB1005) est utilisé.

La rétroaction est réalisée en envoyant le signal d'erreur vers l'alimentation haute tension qui contrôle la cale piézo-électrique PZT1 où il est multiplié par un facteur de gain et sommé à la modulation initiale.

A ce stade, l'ellipse des fluctuations du seed est figée dans le référentiel tournant avec le seed. Il reste donc à asservir l'angle de mesure de la détection homodyne dans ce référentiel.

L'asservissement de la phase entre l'oscillateur local et le seed au niveau de la détection homodyne est réalisé en exploitant le signal d'interférence des deux faisceaux. Le photocourant issu de la sortie DC d'une des photodiodes de la détection homodyne est tracé sur la figure 3.7(a). Pour rendre ce signal insensible aux fluctuations des valeurs moyennes, les photocourants issus des deux photodiodes sont soustraits pour obtenir un signal d'interférence centré sur zéro. Il est tracé sur la figure 3.7(b). Les points d'asservissement éventuels correspondent aux zéros du signal d'erreur. Il s'agit de plus des seuls points réellement indépendants des fluctuations des valeurs moyennes. Ils sont entourés d'un cercle bleu sur la figure 3.7. En ces points, les phases des deux faisceaux sont asservies en quadrature, de sorte que leur différence soit égale à $+\pi/2$ ou $-\pi/2$. Ces deux situations correspondent à la mesure de la même quadrature par la détection homodyne : la quadrature *de phase* de l'état comprimé. Afin de mesurer les quadratures comprimée ou anti-comprimée, la phase relative pompe/seed est modifiée et permet de faire tourner l'ellipse des fluctuations. En effet, comme le montrent les figures (c) et (d), l'asservissement de l'OPO en mode amplification ou désamplification permet d'avoir accès aux deux quadratures.

Cependant les performances de l'asservissement ne sont en réalité pas équivalentes dans les deux cas. En pratique il est préférable d'asservir l'OPO en mode amplification. C'est en effet dans cette configuration que le faisceau optique mesuré pour l'asservissement des phases pompe/seed est de plus grande amplitude et donne accès à un signal d'erreur moins bruité. De plus, elle permet d'obtenir un faisceau de lumière comprimé sortant de l'OPO de plus grande valeur moyenne, ce qui est important pour réaliser efficacement l'asservissement des phases de seed et d'OL. Comme le montre la figure 3.7(d), cette configuration mène à la mesure de la quadrature comprimée uniquement.

Afin de mesurer également la quadrature anti-comprimée, on souhaite pouvoir asservir la phase relative seed/OL autour de 0 ou π. Il s'agit donc d'asservir le signal d'interférence seed/OL sur ses extrema. Une technique de modulation/démodulation est utilisée pour y parvenir. Elle est schématisée

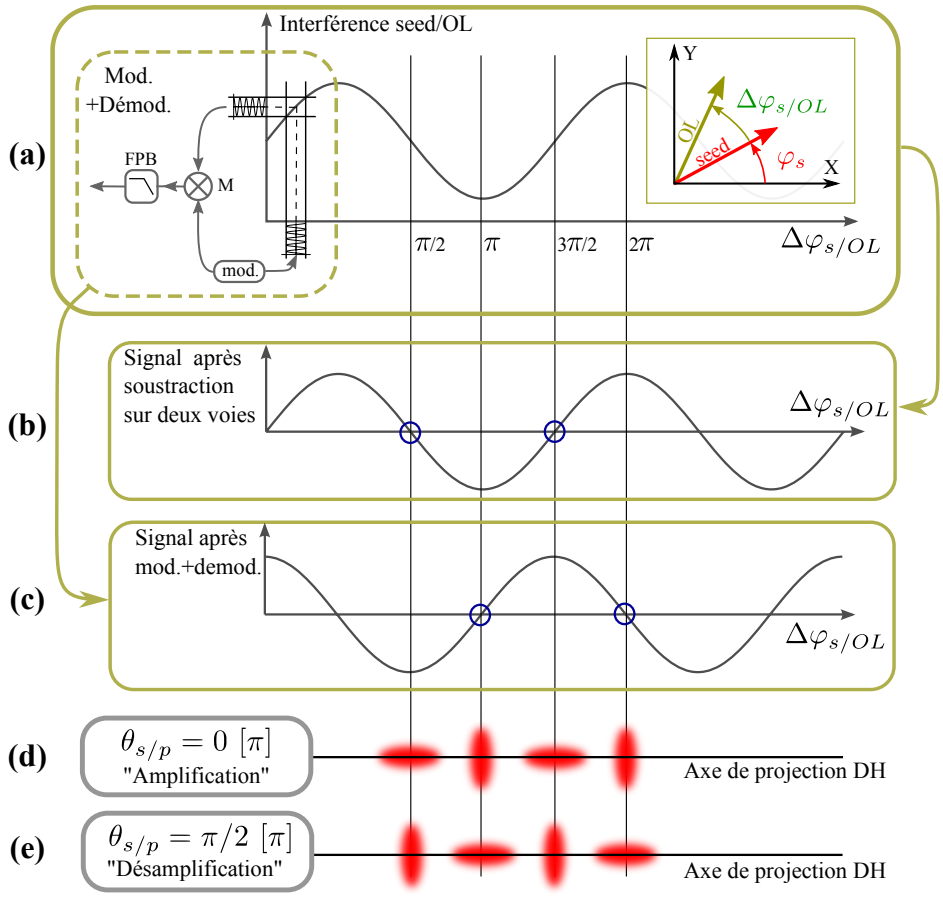


FIGURE 3.7 – Méthodes d'asservissement de la mesure homodyne sur la quadrature voulue. **(a)** : signal d'interférence détecté sur la sortie BF d'une des photodiodes de la détection homodyne (DH) en fonction de $\Delta\varphi_{s/OL}$. Les définitions des phases sont rappelées dans l'encadré de droite. L'encadré en pointillé "Mod.+Demod." schématise le processus de modulation-démodulation qui donne accès à la dérivée de ce signal. **(b)** : résultat de la soustraction des sorties DC des deux photodiodes de la DH. **(c)** : résultat de l'opération de modulation-démodulation. Les cercles bleus indiquent les zéros des signaux qui sont les points d'asservissement éventuels. **(d)** et **(e)** : quadrature détectée par la DH dans les cas où l'OPO est asservi respectivement en mode amplification ou désamplification. L'axe de projection de la détection est tracé à l'horizontale. L'ellipse des fluctuations de l'état mesuré est placée relativement à lui en les différents points d'asservissement possible de $\Delta\varphi_{s/OL}$.

à l'intérieur de l'encadré en pointillé de la figure 3.7(a). Elle donne accès à la dérivée locale de la courbe d'interférence, représentée en figure 3.7(c), et s'annule donc au niveau des extrema de la sinusoïde interférence seed/OL. Ainsi, l'asservissement sur les zéros de cette courbe permet de maintenir la différence de phase seed/OL autour de 0 ou π. Elle donne donc bien accès à la mesure de la quadrature anti-comprimée lorsque l'OPO est en mode amplification, comme le rappelle la figure 3.7(d).

Pour cela une détection synchrone réalisée dans l'atelier d'électronique du laboratoire est utilisée. La modulation à 30 kHz est envoyée vers la même cale piézo-électrique (PZT2 sur la figure 3.6) que celle sur laquelle s'effectue la rétroaction. Un PI commercial Servo Controller LB1005 est ici aussi utilisé pour adapter le signal d'erreur créé aux constantes de temps des fluctuations réelles de la phase.

Les possibilités d'asservissement en fonction des différentes configurations sont résumées sur la figure 3.7. Il est donc possible d'asservir la mesure sur les quadratures comprimée et anti-comprimée.

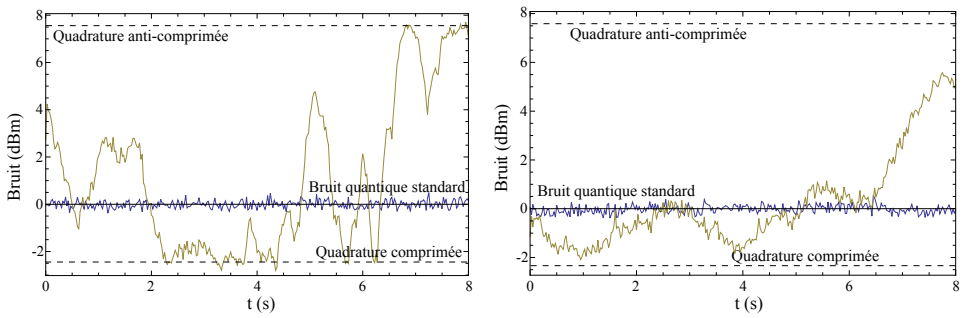
B.3 Résultats

La figure 3.8 présente le résultat de la mesure de bruit du faisceau comprimé. La mesure est réalisée à l'analyseur de spectre en mode zerospan à 2 MHz.

Lorsqu'aucun asservissement n'est réalisé sur les phases des différents faisceaux, le signal observé est donné en figure 3.8(a). La quadrature mesurée varie librement dans le temps. Il est donc possible de la voir tourner d'un angle de $\pi/2$ en une demi seconde, comme c'est le cas autour de $t = 6.5$ s. Un temps de stabilité de la mesure qui correspond au temps nécessaire à la phase pour varier de $\pi/20$ peut être défini : il vaut ici environ 50 ms.

La figure 3.8(b) montre les fluctuations de quadrature mesurée lorsque les champs de seed et l'oscillateur local sont asservis en phase au niveau de la détection homodyne. Les phases des faisceaux de seed et de pompe n'étant pas ici asservies, la rotation de l'angle $\theta_{s/p}(t)$ est mesurée. Cette dernière semble varier avec des constantes de temps plus grandes que la mesure précédente. Le temps de stabilité de la mesure s'évalue maintenant à environ 300 ms, c'est à dire 6 fois plus grand qu'en l'absence d'asservissement.

Les fluctuations rapides de la mesure homodyne semblent donc provenir des variations de phase entre le seed et l'oscillateur local. En effet les différences de trajets de ces deux faisceaux sont bien plus importantes qu'entre pompe et seed. Les distances cumulées de propagation selon des chemins différents s'évaluent à quelques dizaines de centimètres entre la pompe et le seed, mais quelques mètres entre l'OL et le seed.



(a) Bruit mesuré sans aucun asservissement de phase.

(b) Bruit mesuré avec asservissement des phases OL/seed uniquement.

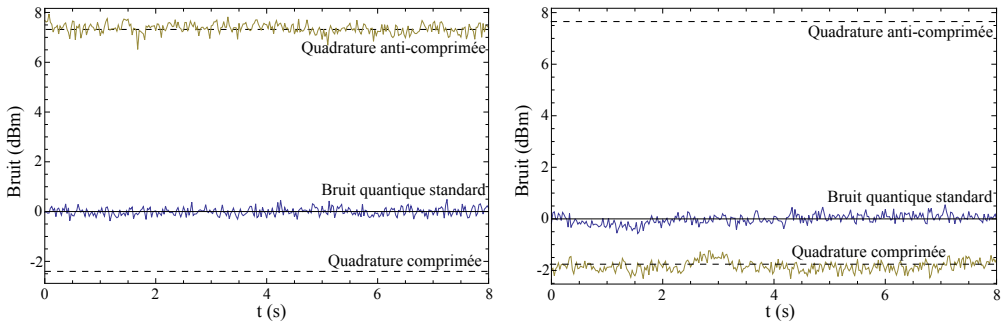
FIGURE 3.8 – Bruit mesuré sur 8 s par une détection homodyne sur le faisceau de lumière comprimée sans asservir la quadrature lue : (a) sans aucun asservissement et (b) en asservissant uniquement la phase de l'OL sur celle du seed. La mesure est effectuée à l'analyseur de spectre en mode zerospan 2 MHz. Les niveaux des quadratures comprimées et anti-comprimées sont mesurés lors d'une étape préliminaire indépendante en balayant la phase de l'oscillateur local et en marquant la position des extrema des arches observées. Le bruit quantique standard est obtenu en masquant le faisceau de seed au niveau de la détection homodyne.

Les bruits mesurés durant 8 s sont donnés en figure 3.9 lorsque les phases de la pompe, du seed et de l'oscillateur local sont asservies entre elles. La figure 3.9(a) montre en particulier le résultat d'un asservissement de la mesure homodyne sur la quadrature anti-comprimée, et la figure 3.9(b) donne celui obtenu sur la quadrature comprimée. La mesure reste stable durant les 8 secondes d'analyse. Cette stabilisation est désormais effective et pourra être utilisée pour les expériences de transfert lumière-matière.

Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre les moyens mis en oeuvre pour produire un faisceau de lumière non classique adapté aux contraintes expérimentales de notre projet. Nous avons produit un faisceau de vide comprimé résonant avec la raie D_2 du ^{133}Cs. Nous avons ensuite mis en oeuvre une méthode d'asservissement de la quadrature mesurée dans le cas d'un faisceau de lumière comprimée de valeur moyenne non nulle.

Pour des mesures impulsionnelles de délai ou de mémoire, il reste expérimentalement à ajouter un shutter afin de couper le seed injecté pour les



(a) Bruit mesuré avec asservissement de la phase sur la quadrature anti-comprimée.

(b) Bruit mesuré avec asservissement de la phase sur la quadrature comprimée.

FIGURE 3.9 – Bruit mesuré sur 8 s par une détection homodyne sur un faisceau de lumière comprimée en asservissant la mesure sur les quadratures comprimées et anti-comprimées. La mesure est effectuée à l'analyseur de spectre en mode zerospan 2 MHz. Les niveaux des quadratures comprimées et anti-comprimées sont mesurés lors d'une étape préliminaire indépendante en balayant la phase de l'oscillateur local et en marquant la position des extrema des arches observées. Le bruit quantique standard est mesuré en masquant le faisceau de seed au niveau de la détection homodyne.

besoins de l'asservissement durant la phase d'expérience. Ce shutter mécanique est prêt à être posé. Enfin, deux AOM sont déjà disposés sur le trajet du faisceau comprimé qui mène à l'ensemble atomique afin de produire des impulsions de lumière comprimée de quelques micro-secondes [Burks, 2010].

Deuxième partie

Transparence Electro-magnétiquement Induite, du modèle idéal aux cas expérimentaux.

Contexte

Depuis sa découverte par Harris en 1990 [Harris et al., 1990], [Boller et al., 1991], l'effet de transparence électromagnétiquement induite (EIT) a été très étudié et a conduit à de nombreuses applications. Cet effet consiste à rendre transparent un milieu atomique à trois niveaux, pour une sonde appliquée à résonance avec une transition atomique entre un niveau fondamental peuplé et un niveau excité. Un second champ électromagnétique, appelé champ de contrôle, est pour cela appliqué à résonance avec une seconde transition atomique partageant un niveau en commun avec la première. La transparence observée résulte de l'annulation de la susceptibilité linéaire du milieu lors de la résonance simultanée des deux champs avec leur transition respective. Elle s'accompagne d'une forte interaction avec le milieu, source de nombreux effets.

Scully [Scully and Fleischhauer, 1992] a montré le potentiel de l'EIT dans la réalisation d'un magnétomètre de haute précision utilisant la finesse des résonances noires, éventuellement très inférieure à la largeur homogène. De très petits déplacements de niveaux peuvent en effet être alors sondés et donner lieu à des détection de champ magnétiques extrêmement faibles. La réalisation d'un laser sans inversion de population, utilisant les propriété des l'EIT, a également été proposé théoriquement [Scully et al., 1989] puis expérimentalement démontrée [Padmabandu et al., 1996]. Les spectaculaires expériences de lumière lente [Hau et al., 1999] ont par ailleurs permis d'envisager des protocoles de stockage d'impulsions lumineuses détaillés au chapitre 7.

L'annulation de la susceptibilité linéaire est due à un effet d'interférences destructives entre les multiples chemins quantiques que peut prendre l'atome lorsqu'il interagit avec le champ [Harris, 1997]. A l'inverse, cette interférence se trouve être constructive pour la susceptibilité non linéaire. L'EIT s'accompagne donc d'une amplification des effets non linéaires. Les effets $\chi^{(3)}$ de type mélange à quatre ondes dans des milieux de type EIT ont été largement décrits [Harris et al., 1990] et expérimentalement utilisés [Hakuta et al., 1991] [Zibrov et al., 1999] [Merriam et al., 2000] pour démontrer des non-linéarités amplifiées de plusieurs ordres de grandeur par EIT.

L'amplification des non-linéarités permet également d'envisager les milieux EIT comme permettant l'interaction entre deux champs électromagnétiques de très faible amplitude. Des phénomènes d'effet Kerr géants et donc de modulation de phase croisée amplifiés sont prévus [Petrosyan and Kurizki, 2002]. Ils ouvrent la voie à des protocoles de contrôle d'états quantiques d'impulsions lumineuses à l'échelle du photon unique [Lukin and Imamoğlu, 2000]. Un switch optique sensible à des impulsions contenant une dizaine de photons

a été expérimentalement proposé dans [Tanji-Suzuki et al., 2011] via une variante de l'EIT (le VIT - vacuum induced transparency) où le couplage fort à une cavité vide de photons fait office de champ de contrôle.

Les domaines d'application de la transparence électromagnétiquement induite sont donc extrêmement divers. Parmi les enjeux actuels du développement de cette technique, la modélisation de l'EIT dans des milieux réels tient une place importante. En effet, la structure atomique est en pratique souvent plus complexe que le schéma à trois niveaux usuellement utilisé et influe sur les performances de l'EIT. La compréhension plus intime de l'interaction-lumière matière permet d'identifier les causes de dégradation du phénomène et de proposer des solutions pour s'en affranchir. C'est l'objet de l'étude présentée dans cette partie.

Plan de la partie

Cette partie porte sur la description des effets de transparence électromagnétiquement induite dans des milieux réels. Le premier chapitre traite le cas d'une structure à trois niveaux en Λ qui comporte deux niveaux fondamentaux et un niveau excité. Il s'agit du sytème générique habituellement utilisé pour décrire l'EIT. Le second chapitre s'interesse à des milieux dont la structure atomique est plus complexe. Plusieurs niveaux excités y sont introduits et leur influence, éventuellement néfaste, sur les effets d'EIT en présence d'élargissement inhomogène y est étudiée. Le cas d'une vapeur de Cs sondée sur la raie D_2 est alors décrit et confronté à l'expérience. Enfin, le troisième chapitre propose une technique expérimentale permettant de réduire les effets néfastes de l'élargissement inhomogène dans de tels milieux. La démonstration expérimentale de ce protocole est effectuée et ses capacités sont analysées en terme d'améliorations éventuelles des performances d'expériences de stockage de lumière dans de tels milieux.

Chapitre 4

EIT dans un système à 3 niveaux

Sommaire

A Méthode 62
A.1 Schéma de l'interaction 64
B Expression des éléments de matrice densité 65
B.1 Equations en représentation de Schrodinger 66
B.2 Solutions à l'ordre 0 66
B.3 Solutions à l'ordre 1 67
B.4 Approximation de l'onde tournante 68
B.5 Solutions en régime stationnaire 69
C EIT en l'absence d'élargissement inhomogène . . 70
C.1 Susceptibilité linéaire 70
C.2 EIT résonant 72
C.3 EIT non résonant et effet Raman 75
C.4 Effet de la relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux 77
D EIT en présence d'élargissement inhomogène . . . 79
D.1 Élargissement Doppler 80
D.2 Effets des classes de vitesses 81
D.3 Susceptibilité totale du milieu 83

Introduction

Ce chapitre est consacré à l'étude théorique des effets se produisant sur un champ électromagnétique, lorsqu'il traverse un milieu atomique en configuration de Transparence Electromagnétiquement Induite (EIT). Les propriétés

de l'EIT dans une structure à trois niveaux en Λ y sont mises en équations et les méthodes permettant de les obtenir sont volontairement détaillées. En particulier, l'influence de l'élargissement inhomogène sur les propriétés de l'EIT dans un tel milieu est traitée dans le cas d'un élargissement Doppler. Des caractéristiques propres à cette structure atomique particulière sont alors dégagées. Les notations et méthodes introduites dans ce chapitre seront reprises dans les chapitres 5 et 6 où le modèle atomique est complexifié, et les équations généralisées.

A Méthode

Cette section aborde les notions générales qui sont nécessaires à la description de la propagation d'un champ dans un milieu atomique dilué. La méthode semi-classique est utilisée pour obtenir la réponse du milieu atomique sur le champ.

L'étude porte sur la transmission d'une onde lumineuse, décrite par son champ électrique $\overrightarrow{E}$, de pulsation ω, au sein d'un milieu diélectrique isotrope, linéaire, non magnétique et non chargé. Le milieu atomique est quant-à-lui décrit par sa matrice densité $\hat{\rho}$ dont les termes diagonaux ρ_{ii} donnent les populations des états $|i\rangle$ et les termes non-diagonaux ρ_{ij} renseignent sur les cohérences entre les états $|i\rangle$ et $|j\rangle$. La description du champ est donc ici classique alors que celle du milieu est quantique. L'approche est dite semi-classique.

La polarisation $\overrightarrow{P}$ du milieu est définie comme la densité de dipôles électriques. Dans une structure atomique décrite par des niveaux d'énergies E_α, couplés optiquement entre eux par des éléments de dipôle $d_{\alpha\beta}$, son amplitude s'écrit :

$$P = n_0 \sum_{\alpha\beta} d_{\alpha\beta}\ \rho_{\alpha\beta} \tag{4.1}$$

où n_0 est la densité volumique d'atomes.

Dans un milieu linéaire et isotrope, la polarisation est considérée proportionnelle au champ électrique. La susceptibilité électrique linéaire χ relie les deux quantités via la relation :

$$\overrightarrow{P} = \epsilon_0 \chi \overrightarrow{E} \tag{4.2}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide.

La propagation du champ $\overrightarrow{E}$ dans le milieu s'obtient à partir des équations

de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \tag{4.3}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \qquad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 (1+\chi) \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{4.4}$$

où $\vec{B}$ est le champ magnétique associé à l'onde lumineuse et μ_0 la perméabilité du vide. Le double rotationnel de $\vec{E}$ permet d'obtenir l'équation de propagation du champ électrique :

$$\nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 (1+\chi) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = 0 \tag{4.5}$$

Il s'agit de l'équation différentielle vérifiée par une onde plane se propageant selon une direction z, dont l'amplitude complexe E du champ électrique est donnée à un instant t en un point z, en fonction de son module E_0 par :

$$E(r,t) = E_0 e^{i(\omega t - kz)} \tag{4.6}$$

L'onde vérifie la relation de dispersion suivante :

$$k(\omega) = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{1+\chi} \simeq \frac{\omega}{c} \left(1 + \frac{\chi}{2}\right) \tag{4.7}$$

à l'ordre 1 en χ, où $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ est la célérité de l'onde dans le vide.

Le coefficient de transmission en amplitude t au travers du milieu de longueur L est défini comme le ratio des amplitudes des champs électriques sortant et entrant, respectivement notées E_{out} et E_{in}. Il s'exprime comme :

$$t = \frac{E_{out}}{E_{in}} = e^{i\omega\left(t - \frac{L}{c}\right)} \; e^{i \; \frac{L}{2} \; \frac{\omega}{c} \chi} \tag{4.8}$$

Le premier terme donne le déphasage lié à la propagation dans le vide sur une distance L de l'onde, il sera par la suite négligé. Seule la seconde exponentielle, qui exprime la véritable action du milieu au travers de sa susceptibilité χ, sera considérée dans l'expression de la transmission t. Dans le cas général, la susceptibilité est complexe. Sa partie réelle χ_R renseigne alors sur le déphasage introduit par le milieu en fonction de la fréquence du champ, il s'agit de l'effet dispersif du milieu. La partie imaginaire χ_I donne l'effet sur l'amplitude du champ, et fournit le coefficient d'absorption du milieu. La transmission en intensité T du milieu peut être définie :

$$T = |t|^2 = e^{-L \frac{\omega}{c} \chi_I} \tag{4.9}$$

C'est elle qui est expérimentalement mesurée. L'épaisseur optique du milieu est quant à elle définie comme :

$$e = -\mathrm{Log}(T) = L \frac{\omega}{c} \chi_I \tag{4.10}$$

A.1 Schéma de l'interaction

A.1.a Structure atomique et champs électromagnétiques

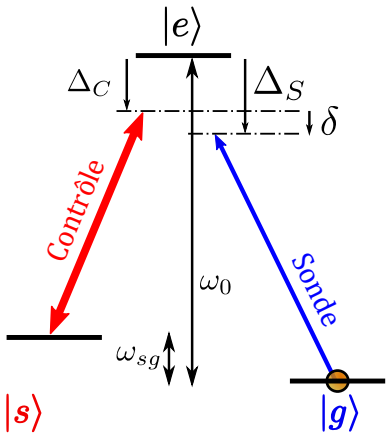


FIGURE 4.1 – Schéma atomique à trois niveaux en Λ et champs excitateurs. Les diverses notations sont définies dans le corps du texte.

L'EIT est un phénomène d'interférence entre chemins optiques, et nécessite donc au minimum trois niveaux pouvant être couplés entre eux. Des structures atomiques en échelle [Yang et al., 2011] [Wang et al., 2004], en V [Welch et al., 1998] [Lazoudis et al., 2011] et en Λ ont pu être étudiées et comparées [Fulton et al., 1995]. La configuration en Λ représente le modèle de loin le plus utilisé dans les expériences d'EIT. C'est également le modèle qui sert de support à notre étude.

La structure atomique considérée est donc à 3 niveaux en Λ, constituée de deux niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ et un niveau excité $|e\rangle$ représentés en figure 4.1. $\hbar\omega_0$ désigne l'écart en énergie entre le niveau excité $|e\rangle$ et le niveau fondamental $|g\rangle$, et $\hbar\omega_{sg}$ désigne l'écart en énergie entre les niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$.

Les deux champs électromagnétiques considérés sont appelés *contrôle* et *signal* (ou *sonde*). Le champ de contrôle $\mathcal{E}_c = E_c\ \cos(\omega_c\ t)$, est d'amplitude E_c et de fréquence ω_c, et le champ signal $\mathcal{E}_s = E_s\ \cos(\omega_s\ t)$, est d'amplitude E_s et de fréquence ω_s. Les désaccords à un photon pour les champs de contrôle et signal sont définis par : $\Delta_s = \omega_s - \omega_0$ et $\Delta_c = \omega_c - \omega_0 + \omega_{sg}$. Le désaccord à deux photons vaut $\delta = \omega_s - \omega_c - \omega_{sg} = \Delta_s - \Delta_c$. Ces champs sont considérés co-propagatifs selon la direction z et sont décrits classiquement.

Le cas expérimental étudié est celui du ^{133}Cs utilisé sur la raie D_2 à 852 nm. Elle couple les états de structure fine $6^2S_{1/2}$ et $6^2P_{3/2}$ dont les états hyperfins sont respectivement désignés par F et F'. Les niveaux fondamentaux

$|s\rangle$ et $|g\rangle$ sont respectivement les deux sous-niveaux Zeeman $m_F = +1$ et $m_F = +3$ du niveau hyperfin $F = 3$. L'état excité $|e\rangle$ est le sous niveau Zeeman $m_F = +2$ du niveau hyperfin $F' = 2$.

A.1.b Temps de vie

On designe par γ_α^{-1} le temps de vie du niveau $|\alpha\rangle$ et $\gamma_{\alpha\beta}^{-1}$ celui de la cohérence entre les niveaux $|\alpha\rangle$ et $|\beta\rangle$. Le taux de relaxation de la population de l'état excité vaut $\gamma_e = 2\pi{\cdot}5.2$ MHz [Steck, 2008]. La relaxation des cohérences optiques vaut $\gamma_{se} = \gamma_{ge} = \gamma_e/2$. La cohérence entre niveaux fondamentaux est limitée par le temps de vol des atomes au travers des faisceaux lumineux, qu'on estime à 300 μs $= 2\pi/\gamma_{sg}$. Dans notre cas expérimental, le fait d'utiliser deux lasers différents pour les champs de contrôle et de sonde donne lieu à des déphasages aléatoires entre les cohérences excitées. Leur largeur de raie a été évaluée au chapitre 2 section B.B.2 à 400 kHz. Ils fixent donc la borne supérieure du temps de relaxation des cohérences à 400 μs.

A.1.c Hamiltonien

L'Hamiltonien décrivant l'évolution d'un atome dans de telles conditions est la somme de trois termes : $\hat{H} = \hat{H}_{rad} + \hat{H}_{at} + \hat{H}_{int}$ tels que :

- $\hat{H}_{rad}$ décrit l'évolution de la partie radiative du système, c'est à dire des champs électromagnétiques seuls.
- $\hat{H}_{at} = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| + \hbar\omega_{sg}|s\rangle\langle s|$ décrit l'évolution de l'atome seul. L'origine des énergies est pris au niveau $|g\rangle$.
- $\hat{H}_{int} = -\hat{\vec{d}}{\cdot}\vec{\mathcal{E}}$ décrit l'interaction dipolaire atome-champ. $\hat{\vec{d}}$ est le vecteur dipole électrique et $\vec{\mathcal{E}}$ le vecteur champ électrique. Elle se décompose en deux contributions $\hat{H}_{int}^c$ et $\hat{H}_{int}^s$ provenant de l'interaction avec chacun des deux champs $\mathcal{E}_c$ et $\mathcal{E}_s$.

$$\hat{H}_{int}^c = -d_{se}\mathcal{E}_c\ (|e\rangle\langle s| + |s\rangle\langle e|) \tag{4.11}$$

$$\hat{H}_{int}^s = -d_{ge}\mathcal{E}_s\ (|e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e|) \tag{4.12}$$

où les $d_{\alpha\beta}$ désignent les dipôles effectifs réels des transitions $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$.

B Expression des éléments de matrice densité

Le système considéré ici consiste en un atome unique décrit par la matrice densité $\hat{\rho}$. Le milieu étant supposé dilué, les interactions entre les atomes sont négligées et l'effet du milieu sur le champ est la somme des effets de chaque

atome pris séparément. Cette section détaille l'ensemble des étapes menant à l'expression des éléments de matrice densité nécessaires au calcul de la susceptibilité en régime stationnaire.

B.1 Equations en représentation de Schrodinger

La système de représentation utilisé est celui de Schrödinger. $\hat{\rho}$ vérifie donc l'équation d'évolution :

$$\dot{\hat{\rho}}(t) = \frac{i}{\hbar}\left[\hat{\rho}(t), \hat{H}\right] + \frac{d\hat{\rho}}{dt}|_{\text{Relax}} \tag{4.13}$$

où le dernier terme donne les taux de relaxations des différents termes de $\hat{\rho}$. Les crochets désignent ici le commutateur $[a, b] = ab - ba$.

Le champ de sonde est supposé de très faible amplitude devant le champ de contrôle. Cela permet d'effectuer un développement perturbatif. La matrice densité est donc calculée au premier ordre en $\frac{E_s}{E_c}$. $\hat{\rho}$ s'écrit ainsi sous la forme de deux termes $\hat{\rho} = \hat{\rho}^{(0)} + \hat{\rho}^{(1)}$ où $\hat{\rho}^{(0)}$ désigne le terme d'ordre 0, et $\hat{\rho}^{(1)}$ celui d'ordre 1. $\hat{H}^c_{int}$ est alors d'ordre 0 tandis que $\hat{H}^s_{int}$ est d'ordre 1. En regroupant dans l'équation (4.13) les termes de même ordre, les équations pour $\hat{\rho}^{(0)}$ et $\hat{\rho}^{(1)}$ s'écrivent :

$$\dot{\hat{\rho}}^{(0)} = \frac{i}{\hbar}\left[\hat{\rho}^{(0)}, \hat{H}_{at} + \hat{H}^c_{int}\right] - \hat{\Gamma}\hat{\rho}^{(0)} \tag{4.14}$$

$$\dot{\hat{\rho}}^{(1)} = \frac{i}{\hbar}\left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{at} + \hat{H}^c_{int}\right] + \frac{i}{\hbar}\left[\hat{\rho}^{(0)}, \hat{H}^s_{int}\right] - \hat{\Gamma}\hat{\rho}^{(1)} \tag{4.15}$$

où $\hat{\Gamma}$ est une matrice qui décrit les divers mécanismes de relaxation des éléments de la matrice densité.

B.2 Solutions à l'ordre 0

La configuration de transparence électromagnétiquement induite suppose que l'ensemble atomique soit initialement préparé dans l'état $|g\rangle$. Cette condition peut être simplement vérifiée en envoyant le champ de contrôle dans le milieu atomique en l'absence de champ signal. Son action est alors de pomper optiquement tous les atomes dans l'état $|g\rangle$ qui est un état noir, car non couplé à $\mathcal{E}_c$, dans lequel demeurent les atomes. Ainsi, de toutes les populations, seule celle de $|g\rangle$ est non nulle et vaut 1, et toutes les cohérences sont prises nulles. La perturbation introduite par le champ signal n'étant visible qu'à partir de l'ordre 1, on a donc les égalités suivantes à l'ordre 0 :

$$\rho_{gg}^{(0)} = 1 \tag{4.16}$$

$$\rho_{ss}^{(0)} = \rho_{ee}^{(0)} = \rho_{es}^{(0)} = \rho_{eg}^{(0)} = \rho_{sg}^{(0)} = 0 \tag{4.17}$$

B.3 Solutions à l'ordre 1

La seule composante de $\hat{\rho}$ intervenant dans la susceptibilité linéaire du milieu vue par le champ de sonde est celle qui relie les états couplés par le champ de sonde. Il s'agit donc de ρ_{eg} dont l'équation différentielle est obtenue dans les paragraphes qui suivent.

B.3.a Equation différentielle vérifiée par $\rho_{eg}^{(1)}$

L'équation différentielle pour $\rho_{eg}^{(1)}$ se déduit de (4.15) :

$$\dot{\rho}_{eg}^{(1)} = \langle e| \ \dot{\hat{\rho}}^{(1)} \ |g\rangle = \frac{i}{\hbar}\langle e| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{at} + \hat{H}_{int}^{c}\right] |g\rangle + \frac{i}{\hbar}\langle e| \left[\hat{\rho}^{(0)}, \hat{H}_{int}^{s}\right] |g\rangle - \langle e| \ \hat{\Gamma}\hat{\rho}^{(1)} \ |g\rangle \tag{4.18}$$

Les termes de l'équation (4.18) s'expriment comme :

$$\langle e| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{at}\right] |g\rangle = -\hbar\omega_0\rho_{eg}^{(1)} \tag{4.19}$$

$$\langle e| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{int}^{c}\right] |g\rangle = d_{se} \ \mathcal{E}_c \ \rho_{sg}^{(1)} \tag{4.20}$$

$$\langle e| \left[\hat{\rho}^{(0)}, \hat{H}_{int}^{s}\right] |g\rangle = d_{ge} \ \mathcal{E}_s \ (\rho_{ee}^{(0)} - \rho_{gg}^{(0)}) \tag{4.21}$$

Les fréquences de Rabi du contrôle $\Omega_{\alpha\beta}^{c}$ et du signal $\Omega_{\alpha\beta}^{s}$ sont définies comme $\Omega_{\alpha\beta}^{c/s} = \frac{d_{\alpha\beta}E_{c/s}}{\hbar}$. Leur valeur absolue donne la fréquence d'oscillation de Rabi d'un atome soumis à un champ $E_{c/s}$ couplant les états $|\alpha\rangle$ et $|\beta\rangle$. Notons que les termes en $\Omega_{\alpha\beta}^{c}$ sont d'ordre 0, tandis que ceux en $\Omega_{\alpha\beta}^{s}$ sont d'ordre 1. En injectant dans les expressions (4.19), (4.20) et (4.21) les valeurs des composantes de $\hat{\rho}$ d'ordre 0, l'équation différentielle pour $\rho_{eg}^{(1)}$ s'exprime par :

$$\dot{\rho}_{eg}^{(1)} = -(i \ \omega_0 + \gamma_{eg})\rho_{eg}^{(1)} + i \ \Omega_{se}^{c} \ \rho_{sg}^{(1)} - i \ \Omega_{ge}^{s} \ \rho_{gg}^{(0)} \tag{4.22}$$

B.3.b Equation différentielle vérifiée par $\rho_{sg}^{(1)}$

L'équation (4.22) pour $\rho_{eg}^{(1)}$ fait appel à $\rho_{sg}^{(1)}$. Son équation différentielle se calcule comme au paragraphe précédent :

$$\dot{\rho}_{sg}^{(1)} = \langle s|\dot{\hat{\rho}}^{(1)}|g\rangle = \frac{i}{\hbar}\langle s| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{at} + \hat{H}_{int}^{c}\right] |g\rangle + \frac{i}{\hbar}\langle s| \left[\hat{\rho}^{(0)}, \hat{H}_{int}^{s}\right] |g\rangle - \langle s|\hat{\Gamma}\hat{\rho}^{(1)}|g\rangle \tag{4.23}$$

Les termes de l'équation (4.23) s'expriment comme :

$$\langle s| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{at}\right] |g\rangle = -\hbar\omega_{sg}\rho_{sg}^{(1)} \tag{4.24}$$

$$\langle s| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{int}^{c}\right] |g\rangle = d_{se}\ \mathcal{E}_c\ \rho_{eg}^{(1)} \tag{4.25}$$

$$\langle s| \left[\hat{\rho}^{(1)}, \hat{H}_{int}^{s}\right] |g\rangle = -d_{ge}\ \mathcal{E}_s\ \rho_{se}^{(0)} \tag{4.26}$$

En injectant les valeurs des éléments d'ordre 0, l'équation différentielle vérifiée par $\rho_{sg}^{(1)}$ s'écrit :

$$\dot{\rho}_{sg}^{(1)} = -(i\omega_{sg} + \gamma_{sg})\rho_{sg}^{(1)} + i\ \Omega_{se}^{c}\ \rho_{eg}^{(1)} \cos(\omega_c t) \tag{4.27}$$

B.4 Approximation de l'onde tournante

L'approximation de l'onde tournante (Rotating Wave Approximation) consiste à décrire l'élément de matrice densité considéré dans le référentiel tournant avec le champ qui l'excite. Elle permet alors d'obtenir l'équation pour l'amplitude lentement variable de la matrice densité, désignée par $\tilde{\rho}$, en ne conservant que les termes évoluant à basse fréquence :

$$\tilde{\rho}_{e_1 g} = \rho_{e_1 g}\ e^{i\omega_s t} \qquad , \qquad \tilde{\rho}_{sg} = \rho_{sg}\ e^{i(\omega_s - \omega_c)t} \tag{4.28}$$

Les champs électriques sont écrits sous leurs formes complexes :

$$\mathcal{E}_c = E_c \cdot cos(\omega_c\ t) = \frac{E_c}{2} \cdot (e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}) \tag{4.29}$$

$$\mathcal{E}_s = E_s \cdot cos(\omega_s\ t) = \frac{E_s}{2} \cdot (e^{i\omega_s t} + e^{-i\omega_s t}) \tag{4.30}$$

Les équations pour les enveloppes lentement variables des éléments de matrice densité s'obtiennent en négligeant les termes évoluant en $e^{\pm 2i\omega_c t}$ devant les termes constants. En effet, dans le référentiel tournant avec le champ,

leurs effets se moyennent et sont considérés comme nuls aux échelles de temps auxquelles on regarde, considérées comme grandes devant la période d'oscillation du champ électromagnétique. Elles s'expriment comme :

$$\begin{aligned}
\dot{\tilde{\rho}}_{eg}^{(1)} &= \left(\dot{\rho}_{eg}^{(1)} + i\ \omega_s\ \rho_{eg}^{(1)}\right)\ e^{i\omega_s t} \\
&= -\left(i(\omega_0 - \omega_s) + \gamma_{eg}\right)\tilde{\rho}_{eg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{se}^{c}\ \left(1 + e^{2i\omega_c t}\right)\ \tilde{\rho}_{sg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{ge}^{s}\ \left(1 + e^{2i\omega_s t}\right)\ \rho_{gg}^{(0)} \\
&\simeq \left(i(\Delta_s) - \gamma_{eg}\right)\ \tilde{\rho}_{eg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{se}^{c}\ \tilde{\rho}_{sg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{ge}^{s}\ \rho_{gg}^{(0)} \qquad (4.31)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\dot{\tilde{\rho}}_{sg}^{(1)} &= \left(\dot{\rho}_{sg}^{(1)} + i\ (\omega_s - \omega_c)\ \rho_{sg}^{(1)}\right)\ e^{i(\omega_s - \omega_c)t} \\
&= \left(i(\Delta_s - \Delta_c) - \gamma_{sg}\right)\tilde{\rho}_{sg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{se}^{c}\ \left(1 + e^{-2i\omega_c t}\right)\ \tilde{\rho}_{eg}^{(1)} \\
&\simeq \left(i\ \delta - \gamma_{sg}\right)\ \tilde{\rho}_{sg}^{(1)} + \frac{i}{2}\ \Omega_{se}^{c}\ \tilde{\rho}_{eg}^{(1)} \qquad (4.32)
\end{aligned}$$

En exprimant toutes les quantités en fonction de Δ_c, Δ_s et δ, l'écart énergétique entre les niveaux fondamentaux ω_{sg} n'intervient plus. Il ne sera dès lors plus nécessaire de le considérer dans les modèles atomiques qui suivront.

B.5 Solutions en régime stationnaire

Les équations (4.31) et (4.32) permettent d'exprimer les solutions dans le cas d'un régime stationnaire :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{eg}^{(1)} = 0 \Rightarrow \tilde{\rho}_{eg}^{(1)} = -\frac{1}{2}\ \frac{1}{i\gamma_{eg} + \Delta_s}\ \left(\Omega_{se}^{c}\ \tilde{\rho}_{sg}^{(1)} + \Omega_{ge}^{s}\ \rho_{gg}^{(0)}\right) \qquad (4.33)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}_{sg}^{(1)} = 0 \Rightarrow \tilde{\rho}_{sg}^{(1)} = -\frac{1}{2}\ \frac{1}{i\gamma_{sg} + \delta}\ \Omega_{se}^{c}\ \tilde{\rho}_{eg}^{(1)} \qquad (4.34)$$

En injectant (4.33) dans (4.34) on obtient l'expression de $\tilde{\rho}_{sg}^{(1)}$, puis celle de $\tilde{\rho}_{eg}^{(1)}$:

$$\tilde{\rho}_{sg}^{(1)} = \frac{\Omega_{se_1}^{c}\ \Omega_{ge_1}^{s}}{4\ \Delta_{sg}\ \Delta_{e_1 g}\ - {\Omega_{se_1}^{c}}^{\ 2}} \cdot \rho_{gg}^{(0)} \qquad (4.35)$$

$$\tilde{\rho}_{eg}^{(1)} = -\frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta_{eg}}\ \Omega_{eg}^{s}\ \left(1 + \frac{|\Omega_{se}^{c}|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{eg}}\right) \qquad (4.36)$$

avec
$$\Delta_{sg} = i\ \gamma_{sg} + \delta \tag{4.37}$$
$$\Delta_{eg} = i\ \gamma_{eg} + \Delta_s \tag{4.38}$$
$$\Delta'_{sg} = \Delta_{sg} - \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta_{eg}} \tag{4.39}$$

A partir des éléments de la matrice densité $\rho^{(1)}_{eg}$ calculés dans cette section, on peut exprimer la susceptibilité linéaire du milieu χ dans différents cas. En particulier, nous allons dans un premier temps étudier le cas d'un milieu homogène, puis nous détaillerons les effets de l'élargissement inhomogène.

C EIT en l'absence d'élargissement inhomogène

Dans un milieu homogène, tous les atomes sont décrits par les même transitions atomiques, et voient les amplitudes et fréquences des champs électromagnétiques excitateurs de manière identique. C'est le cas par exemple d'un nuage d'atome froid dans un environnement magnétique bien contrôlé. Dans un tel milieu, la susceptibilité linéaire peut s'écrire de façon analytique. Après avoir donné l'expression de celle-ci, l'absorption et la dispersion du milieu en EIT sont présentées. Les propriétés diffèrent selon le caractère résonant ou non du champ de contrôle avec la transition atomique $|s\rangle \leftrightarrow |e\rangle$. Nous étudierons donc séparément les deux cas avant de discuter de l'influence de la relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux.

C.1 Susceptibilité linéaire

La susceptibilité linéaire χ du milieu homogène s'exprime à partir de (4.36) :

$$\chi(\Delta_c, \Delta_s) = n_0 \frac{d_{ge}}{\epsilon_0 E_s}\ \tilde{\rho}_{eg}(\Delta_c, \Delta_s) \tag{4.40}$$
$$= -\frac{n_0 \hbar}{\epsilon_0 {E_s}^2} \frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta_{eg}}\ {\Omega^s_{eg}}^2 \left(1 + \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{eg}}\right) \tag{4.41}$$

$$\text{avec} \qquad \begin{aligned} \Delta_{sg} &= i\ \gamma_{sg} + \delta \\ \Delta_{eg} &= i\ \gamma_{eg} + \Delta_s \\ \Delta'_{sg} &= \Delta_{sg} - \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta_{eg}} \\ \delta &= \Delta_s - \Delta_c \end{aligned} \tag{4.42}$$

où n_0 est la densité atomique. Cette expression donne accès aux propriétés du milieu en configuration EIT. Comme on l'a vu au paragraphe A, l'absorption et la dispersion du milieu sont données par les parties imaginaire χ_I et réelle χ_R de la susceptibilité. Bien que des expressions analytiques exactes soient possibles dans ce cas, une méthode approchée permet d'obtenir les résultats principaux sur les profils d'absorption et dispersion en EIT dans le cas général. En particulier, elle sera utilisée dans les chapitres suivants et on la présente donc dans les lignes qui suivent.

L'expression (4.41) peut être mise sour une forme simplifiée :

$$\chi(\Delta_c, \Delta_s) \propto \frac{1}{\Delta_{eg}} \left(\frac{\Delta'_{sg} + \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta_{eg}}}{\Delta'_{sg}} \right) \propto \frac{i\ \gamma_{sg} + \delta}{\Delta_{eg}\ \Delta'_{sg}} \tag{4.43}$$

(4.43) permet de faire apparaître l'annulation de la susceptibilité linéaire au niveau du désaccord à deux photons nul lorsqu'on peut négliger les taux de relaxation des niveaux fondamentaux devant les autres fréquences caractéristiques du problème ($\gamma_{sg} \ll \delta, \Omega^c_{se}$). Cette annulation de l'absorption et la dispersion du milieu en $\delta = 0$ est caractéristique de l'EIT et est décrite plus en détails dans les sections suivantes. De part et d'autre du désaccord à deux photons nuls, le profil d'absorption décrit une structure en double pic : il s'agit du doublet Autler-Townes [Autler and Townes, 1955]. La position des pics s'obtient en cherchant les pôles du quotient (4.43) :

$$\Delta_{eg}\ \Delta'_{sg} = 0 \Rightarrow \Delta_s\ (\Delta_s - \Delta_c) - \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4} + i\gamma_{eg}\ (\Delta_s - \Delta_c) = 0 \tag{4.44}$$

La condition $\mathrm{Re}\{\Delta_{eg}\ \Delta'_{sg}\} = 0$ est une équation du second degré qui donne :

$$\Delta_s = \frac{1}{2}\left(\Delta_c \pm \sqrt{\Delta_c^2 + {\Omega^c_{se}}^2} \right) \tag{4.45}$$

(4.45) donne la position des pics d'absorption du milieu atomique. On voit qu'il existe deux solutions décalées de la résonance atomique de l'atome non perturbé et situées de part et d'autre de $\Delta_s = 0$. Ces profils sont décrits plus en détails et tracés dans les sections qui suivent.

C.2 EIT résonant

Dans cette section, le champ de contrôle est supposé résonant avec la transition atomique $|s\rangle \leftrightarrow |e\rangle$: $\Delta_c = 0$. On a donc égalité entre le désaccord à deux photons et le désaccord à un photon du champ signal : $\delta = \Delta_s$.

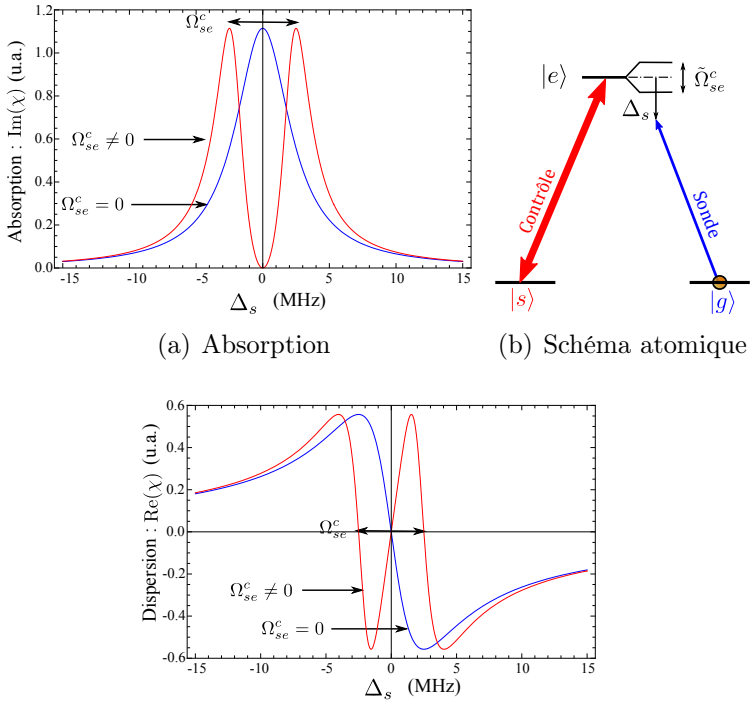
C.2.a Absorption et dispersion en EIT

L'absorption par le milieu est donnée par la partie imaginaire χ_I de la susceptibilité. En supposant que la décohérence entre les niveaux fondamentaux γ_{sg} soit négligeable devant la fréquence de Rabi du champ de contrôle Ω^c_{se}, elle s'exprime comme :

$$\chi_I(\Delta_s) = \frac{n_0\ d^2_{eg}}{2\epsilon_0\ \hbar\ \gamma_e}\ \frac{1}{1 + \left(\frac{\Delta_s}{\gamma_e} - \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\gamma_e\Delta_s}\right)} \tag{4.46}$$

Les maxima d'absorption s'obtiennent quand le dénominateur de l'expression (4.46) est minimal, c'est-à-dire en $\Delta_s = \pm\frac{\Omega^c_{se}}{2}$. Comme l'illustre la figure 4.2(a), la présence du champ de contrôle modifie le profil d'absorption du milieu en fonction de la fréquence du champ signal. Il n'y a plus un unique pic d'absorption centré sur la résonance atomique de l'atome non perturbé, mais deux pics symétriquement distribués par rapport au désaccord nul en $\Delta_s = \pm\frac{\Omega^c_{se}}{2}$ qui donnent la position du doublet Autler-Townes. Cette figure en double pic peut se retrouver dans une structure à deux niveaux atomiques, où les champs de contrôle et signal adressent la même transition, et décrit simplement l'état de l'atome habillé par le champ de contrôle. La spécificité de l'EIT réside dans l'annulation de χ_I lorsque le désaccord à deux photons $\delta = 0$, c'est-à-dire en $\Delta_s = 0$. Cette annulation provient d'une interférence destructive entre chemins quantiques pour les photons issus du champ signal [Harris, 1997]. La probabilité d'absorption s'obtient effectivement en sommant les amplitudes de couplage du niveau $|g\rangle$ aux deux niveaux $|e_+\rangle$ et $|e_-\rangle$ provenant de l'habillage du niveau excité $|e\rangle$ par le champ de contrôle. Ces deux états sont d'énergie symétriquement distribuées par rapport à $|e\rangle$ de sorte qu'en $\Delta_s = 0$ leurs contributions sont d'amplitudes identiques et de phases opposées. Le moment dipôlaire de l'atome n'est alors plus excité par le champ et l'indice de réfraction du milieu équivaut à celui du vide. En particulier, l'annulation de l'absorption donne son nom au phénomène de transparence électromagnétiquement induite.

L'annulation de la dispersion s'obtient en exprimant la partie réelle χ_R de la susceptibilité au voisinage proche de la résonance. En considérant ${\Omega^c_{se}}^2 \gg$



(a) Absorption (b) Schéma atomique

(c) Dispersion

FIGURE 4.2 – Absorption et dispersion en fonction de l'écart à la résonance du champ signal, le champ de contrôle est pris à résonance avec la transition atomique ($\Delta_c = 0$). Les courbes bleues sont obtenues en l'absence de champ de contrôle. Elles correspondent à l'absorption résonante d'un atome à deux niveaux. Les courbes rouges montrent l'effet d'EIT avec un champ de contrôle non nul, Ω^c_{se} a été pris égale à 5 MHz.

$\gamma_e \Delta_s$, on a :

$$\chi_R(\Delta_s) = \frac{2n_0\ d_{eg}^2}{\epsilon_0\ \hbar\ {\Omega^c_{se}}^2}\ \Delta_s \propto \Delta_s \tag{4.47}$$

Cette expression donne une dispersion linéaire au voisinage de la résonance qui s'annule en $\Delta_s = 0$. Elle est tracée en figure 4.2(c). La zone au voisinage de $\Delta_s = 0$ où l'absorption est proche de zéro et la dispersion varie linéairement est appelée *fenêtre de transparence*. Une impulsion dont le spectre est contenu à l'intérieur de cette fenêtre se déplace dans le milieu sans absorption ni déformation, comme on va le préciser au paragraphe suivant.

C.2.b Lumière lente

Bien que le milieu soit devenu transparent, la forte dispersion est signe d'une intense interaction avec les atomes. Cette interaction est cohérente et réversible puisqu'elle mène à la complète réémission du champ signal qu'on mesure sans perte à la fin du milieu atomique.

Une figure de mérite pertinente pour quantifier l'interaction du champ signal avec le milieu atomique en configuration d'EIT est le retard accumulé par une impulsion lors de sa propagation dans le milieu EIT comparé à sa propagation dans le vide. En effet, la forte dispersion du milieu au niveau de la fenêtre de transparence impose une faible vitesse de groupe à l'impulsion. Le retard de l'impulsion par rapport à sa propagation dans le vide donne alors accès à la partie réelle de la susceptibilité tandis que sa transmission en amplitude renseigne sur sa partie imaginaire.

La vitesse de groupe d'une impulsion signal centrée sur ω_s peut en effet être donnée par :

$$v_g(\omega_s) = \frac{c}{n(\omega_s) + n_{gr}(\omega_s)} \tag{4.48}$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide, $n = 1 + \frac{1}{2}\mathrm{Re}\{\chi\}$ est l'indice de réfraction du milieu à la fréquence de la sonde et n_{gr} l'indice de groupe qui s'exprime au centre de la fenêtre de transparence comme :

$$n_{gr}(\omega_s) = \omega_s \, \frac{dn}{d\omega}(\omega_s) = \omega_s \frac{n_0}{\epsilon_0 \, \hbar} \frac{d_{ge}^2}{{\Omega_{se}^c}^2} \tag{4.49}$$

Dans le cas $n_{gr} \gg 1$, la vitesse de groupe d'une impulsion dans un milieu en configuration d'EIT vaut :

$$v_g \simeq \omega \frac{c \, \epsilon_0 \, \hbar}{n_0 \, \omega_s \, d_{ge}^2} \, {\Omega_{se}^c}^2 \tag{4.50}$$

v_g est donc directement proportionnelle à la puissance du champ de contrôle. De très faibles puissances de champ de contrôle permettent d'obtenir des vitesses de propagation extrêmement faibles, par exemple jusqu'à 17 m/s dans un nuage d'atomes ultra-froids dans [Hau et al., 1999]. v_g est inversement proportionnel à la densité volumique d'atomes n_0. Un des enjeux consiste donc à maximiser cette dernière afin d'atteindre de très faibles vitesses de groupe.

La figure 4.3 simule la propagation d'une impulsion au travers d'un milieu EIT dont la susceptibilité au niveau de la fenêtre de transparence est donnée en figure (a).

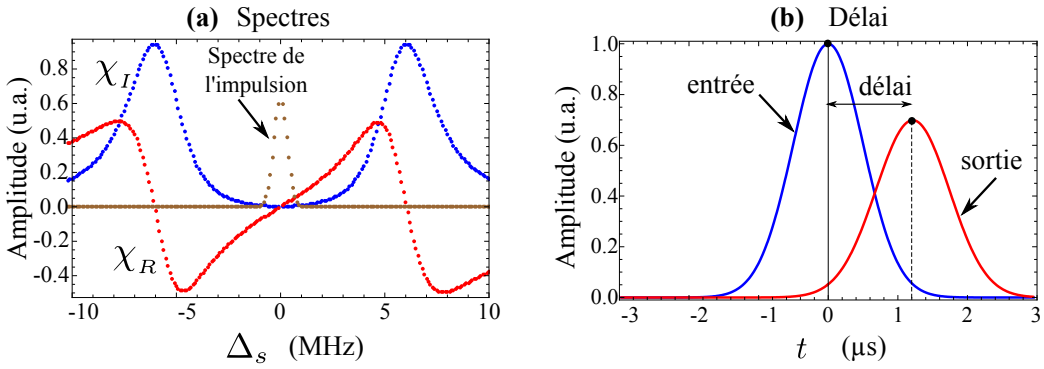


FIGURE 4.3 – Propagation d'une impulsion lumineuse dans un milieu en configuration d'EIT. (a) : le spectre de l'impulsion ainsi que les parties réelles et imaginaires de la susceptibilité du milieu χ sont tracés. (b) : profil temporel de l'impulsion signal entrant dans le milieu et de l'impulsion en sortant. Le délai est donné par l'écart entre les barycentres des deux impulsions, matérialisés par deux points noirs au sommet de chaque courbe.

La figure 4.3 (b) montre le profil de l'impulsion signal sortant d'un milieu EIT. L'épaisseur optique a été choisie de sorte qu'un délai significatif apparaisse sur la figure. Le délai au travers d'un milieu de longueur L vaut $L(1/v_g - 1/c) \simeq L/v_g$ pour $v_g \ll c$. A fréquence de Rabi de contrôle constante, le délai est proportionnel à $n_0 L$ et augmente donc comme l'épaisseur optique du milieu traversé. Dans l'exemple proposé, la diminution de l'amplitude de l'impulsion est due à la largeur de son spectre dont on peut voir que les bords subissent une absorption non nulle. Cependant, la largeur du spectre de l'impulsion est aussi responsable de sa sortie de la zone de linéarité de la courbe de dispersion qui se traduit par un étalement dans le domaine temporel.

Le retard d'une impulsion dans un milieu EIT peut être contrôlé dynamiquement en faisant varier la puissance du champ de contrôle. Il permet de proposer des protocoles de mémoires optiques dans lesquels la lumière est ralentie, "arrêtée" puis ré-accélérée à l'intérieur d'un milieu EIT. Ces protocoles seront développés au chapitre 7.

C.3 EIT non résonant et effet Raman

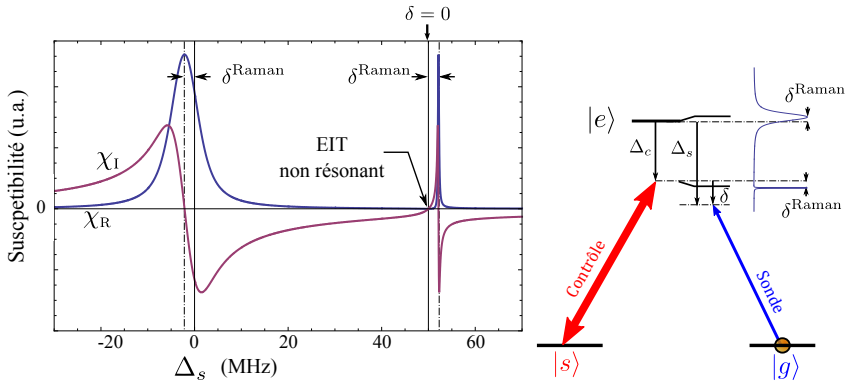
Lorsque le champ de contrôle est suffisamment décalé par rapport à la résonance atomique $\Delta_c \gg \gamma_e$, son effet sur l'absorption du champ signal prend la forme d'un pic d'absorption Raman. L'atome, habillé par le champ de contrôle non resonant, présente toujours deux pics d'absorption mais leur symétrie par rapport à la résonance à un photon est brisée. L'équation (4.45)

donne la position des pics du doublet pour $\gamma_{sg} = 0$. Pour $\Delta_c \gg \Omega^c_{se}, \gamma_{eg}$, Cette équation s'écrit, au second ordre en $\frac{\Omega^c_{se}}{\Delta_c}$:

$$\Delta_{s,\pm} = \frac{1}{2}(\Delta_c \pm \Delta_c) \pm \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta_c} \tag{4.51}$$

Les pics d'absorption donnés par (4.51) se situent aux voisinages des désaccords nuls à un photon ($\Delta_s = 0$) et à deux photons ($\delta = 0$ c'est-à-dire $\Delta_s = \Delta_c$), décalés symétriquement par rapport à leur zéro respectif de la même quantité $\delta^{\text{Raman}} = \frac{{\Omega^c_{se}}^2}{4\Delta_c}$.

Comme le montre la figure 4.4, le premier pic se confond quasiment avec la résonance de l'atome non perturbé, en position comme en largeur. Le second se trouve au voisinage du désaccord à deux photons nul, de largeur extrêmement réduite car s'affranchissant de plus en plus de l'émission spontanée en même temps que de sa composante sur l'état excité $|e\rangle$ au fur et à mesure que Δ_c croît. Ce second pic d'absorption est appelé "résonance Raman" et correspond à un processus d'absorption à deux photons. Précisons que la position du pic d'absorption Raman se rapproche de plus en plus de $\delta = 0$ lorsque Δ_c croît. Cependant, sa dépendance en $\frac{1}{\Delta_c}$ l'empêche d'atteindre $\delta = 0$ pour tout Δ_c fini.



(a) Absorption et dispersion Raman (b) Effet Raman

FIGURE 4.4 – (a) Absorption et dispersion en fonction du désaccord à un photon du champ signal Δ_s lorsque le champ de contrôle est désaccordé de Δ_c. $\delta = 0$ donne le point où le désaccord à deux photons est nul ($\Delta_s = \Delta_c$). δ^{Raman} donne l'écart entre les désaccords nuls à un et deux photons et les deux pics d'absorption à un photon et Raman. (b) résonances atomiques vues par le champ de sonde en présence d'un champ de contrôle désaccordé de Δ_c avec les mêmes notations qu'au (a). Δ_c a été pris égal à 50 MHz $\simeq 10\gamma_e$.

La solution Raman au voisinage du désaccord à deux photons peut éga-

lement être trouvée par une approche perturbative que nous utiliserons dans la suite. En effet, on se place loin de la résonance atomique, et on considère que le terme Δ_{eg} influe peu sur la position de la résonance recherchée car il est responsable de la Lorentzienne centrée sur le niveau excité qui varie peu loin du niveau. On cherche alors uniquement le zéro de Δ'_{sg} avec $\Delta_s \simeq \Delta_c$ et $\Delta_c \gg \gamma_{eg}$ pour retrouver le résultat. On utilisera cette approche dans les cas de structures atomiques plus complexes du chapitre suivant.

Précisons que pour un désaccord à deux photons nul, le milieu est parfaitement transparent pour le champ signal, traduisant un effet d'EIT non résonant. Dans cette configuration précise, l'interaction avec les atomes est loin d'être nulle, elle est régie par les phénomènes décrits précédemment au sujet de l'EIT. La pente de la dispersion en ce point est par ailleurs identique à celle obtenue dans le cas de l'EIT résonant.

Les phénomènes d'EIT et Raman dans une structure à trois niveaux présentent donc des similarités. En particulier, retenons que les propriétés de transparence électromagnétiquement induite sont préservées au voisinage de la résonance à deux photons.

C.4 Effet de la relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux

Le taux de relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux γ_{sg} a jusque là été considéré comme petit devant les autres fréquences caractéristiques du problème et a donc été négligé dans les équations. En pratique, il n'agit que très peu sur la position des résonances décrites précédemment tant qu'il demeure petit devant γ_e. Les formules précédemment développées donnant les positions des résonances restent donc valables dans une large gamme de situations. Cependant, les largeurs et hauteurs de ces résonances sont sujettes à des variations beaucoup plus importantes.

En effet, le couplage de chacun des niveaux fondamentaux à un même niveau excité réalisé par les deux champs en présence induit une cohérence entre les niveaux fondamentaux. La largeur des résonances associées à ces transitions à deux photons est alors limitée par le temps de vie de cette cohérence $\frac{1}{\gamma_{sg}}$. Les effets de la non nullité de γ_{sg} sont particulièrement marqués dans le cas Raman décrit précédemment. En effet, les résonances y sont très étroites et sont donc fortement dégradées par l'élargissement induit par γ_{sg}. De même, la transparence exacte du milieu au niveau du désaccord à deux photons nul correspond à l'établissement d'une cohérence dans le milieu et diminue rapidement lorsque γ_{sg} prend des valeurs non nulles [Lukin, 2003].

Il est possible de montrer [Agarwal and Nayak, 1986] [Dalton et al., 1985]

que l'excitation du milieu à partir de deux lasers indépendants correspond à l'introduction d'un terme supplémentaire dans γ_{sg}. En effet, le phénomène d'interférence décrit comme étant à l'origine de l'annulation de la susceptibilité linéaire dépend essentiellement de l'établissement d'une cohérence entre les niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ [Shahriar and Hemmer, 1990]. Cette dernière résulte de l'excitation des cohérences optiques ρ_{se} et ρ_{ge} par les champs de contrôle et signal. Cette dernière est sensible à la phase du champ [Kosachiov et al., 1991] et traduit la déformation du nuage électronique en phase avec le champ électrique excitateur [Harris et al., 1990]. Si la phase de l'une par rapport à l'autre fluctue dans le temps, la cohérence entre les niveaux fondamentaux est détruite. Le temps de vie de la phase relative entre les champ de contrôle et signal impose donc celui de la cohérence entre les niveaux fondamentaux. Dans notre cas, elle est évaluée à quelques centaines de kHz.

La figure 4.5 donne les effets sur l'EIT résonant (a) et non résonant (b) des valeurs non nulles de γ_{sg}. Dans le cas résonant, on remarque que l'effet de décalage des pics d'absorption n'intervient effectivement que dès lors que γ_{sg} est de l'ordre de $\gamma_e = 5.2$ MHz. En dessous de cette valeur, l'augmentation de γ_{sg} se traduit essentiellement par une diminution du coefficient d'absorption au niveau des pics. Au centre de la fenêtre de transparence ($\delta = 0$), l'absorption augmente et la pente de la courbe de dispersion diminue quand γ_{sg} augmente. Pour $\gamma_{sg} \gg \gamma_e$, les résonances se modifient complètement et les effets d'habillage de la transition par le champ de contrôle sont perdus. Les effets de résonance à deux photons sont détruits et la courbe de susceptibilité d'un atome à deux niveaux réapparaît.

Au niveau des résonances Raman, données en figure 4.5(b), l'influence rapide de la décohérence sur l'amplitude du coefficient d'absorption est plus marquée que dans le cas résonant (a). Cet effet est d'autant plus grand que la résonance est fine, c'est à dire que la fréquence du champ de contrôle est loin de la résonance atomique. En zoomant sur le désaccord à deux photon nul dans le cas Raman, on s'aperçoit que la propriété de nullité du coefficient d'absorption en $\delta = 0$ est aussi extrêmement sensible à γ_{sg}. Elle traduit en effet le caractère cohérent et réversible du processus d'interaction à deux photons qui s'exprime par une absorption nulle. Cette cohérence est brisée par l'introduction d'un facteur de décohérence γ_{sg} et se traduit par une absorption non nulle du faisceau signal par le milieu.

Les profils d'absorption et dispersion en EIT tels qu'ils ont été décrits dans les paragraphes précédents sont nécessaires à la compréhension des effets d'EIT dans un milieu élargi de manière inhomogène dont traite la section suivante. En effet, les positions des pics d'absorption, leurs amplitudes ainsi que leurs largeurs seront des données utiles à la bonne description des phé-

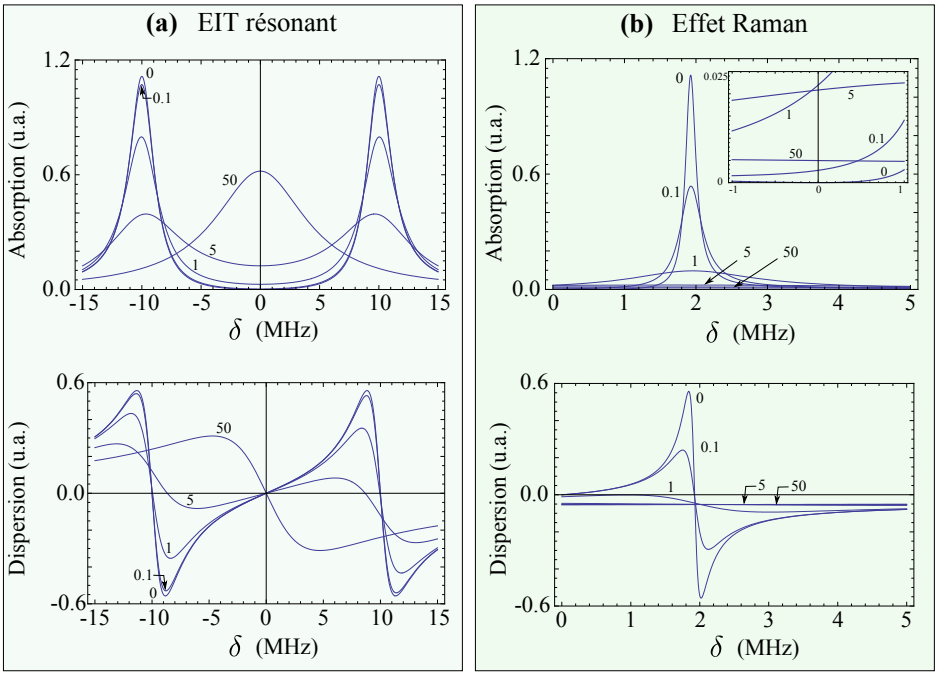


FIGURE 4.5 – Influence du taux de relaxation des cohérences entre niveaux fondamentaux dans les cas (a) d'EIT résonant ou (b) d'effet Raman (figures de droite). L'axe des abcisses correspond au désaccord à deux photons δ qui se confond avec le désaccord à un photon Δ_s dans le cas de l'EIT résonant. Les axes des ordonnées correspondent aux parties réelle (dispersion) et imaginaire (absorption) de la susceptibilité linéaire. Chaque courbe tracée est indicée de la valeur de γ_{sg}, donnée en MHz, qui lui correspond. La figure insérée en haut à droite donne un zoom de la figure d'absorption Raman au voisinage du désaccord à deux photons nul. ($\gamma_e = 5.2$ MHz)

nomènes mis en jeu.

D EIT en présence d'élargissement inhomogène

La situation étudiée dans cette section est celle d'un milieu élargi de manière inhomogène. Dans un tel cas, les nombreux atomes du milieu voient leurs fréquences de résonances, ou celles des champs excitateurs, désaccordées les unes par rapport aux autres. L'effet global du milieu sur le champ s'obtient alors en intégrant l'effet des différentes classes de désaccord pondéré du nombre d'atomes qui les composent. Leurs raies étant décalées les unes

par rapport aux autres, le spectre d'absorption du milieu apparaît alors plus large que la largeur homogène.

On peut citer comme causes d'élargissement inhomogène tout ce qui est susceptible de décaler, de manière locale, les transitions atomiques ou les fréquences des champs vus par les atomes, par exemple :

- l'effet Doppler dans les gaz d'atomes chauds modifie la fréquence du champ électromagnétique vue par les atomes en mouvement,
- les impuretés et les défauts de structure cristalline modifient localement l'environnement des atomes au sein de cristaux et donc leur transitions atomiques
- les inhomogénéités spatiales de champ magnétiques modifient localement les écartements entre niveaux Zeeman.

Dans un premier temps, l'élargissement Doppler rencontré dans des vapeur chaudes d'atomes est abordé. Le comportement de chacune des classes de vitesse du milieu en configuration EIT est ensuite décrit. Enfin, l'effet de la sommation de l'ensemble des classes de vitesses sur la susceptibilité linéaire du milieu est analysé.

D.1 Élargissement Doppler

D.1.a Distribution de vitesse

Dans un gaz au repos à l'équilibre thermodynamique, les atomes sont animés de vitesse dont les vecteurs sont distribués de manière isotropique, et les amplitudes réparties selon une statistique de Maxwell-Boltzmann qui définit la température du gaz. La probabilité de trouver un atome animé d'une vitesse dont les composantes sur les axes $i = x\ , y\ , z$ ont des amplitudes comprises entre v_i et $v_i + dv_i$ est :

$$P(v_x, v_y, v_z)\ dv_x\ dv_y\ dv_z = \frac{1}{(\sqrt{2\pi}\sigma_v)^3}\ e^{-\frac{v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2\ {\sigma_v}^2}} dv_x\ dv_y\ dv_z \tag{4.52}$$

où ${\sigma_v}^2 = \frac{k_B\ T}{m}$, avec k_B est la constante de Boltzmann, m la masse de l'atome et T la température en Kelvin. La vitesse de chaque atome est nulle en moyenne car son vecteur change de direction aléatoirement au grès des collisions avec les autres atomes ou les parois de la cellule. Cependant la vitesse quadratique moyenne est non nulle et vaut σ_v.

En se restreignant à la projection du vecteur vitesse sur un axe x, la relation (4.52) devient :

$$P(v_x)\ dv_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v}\ e^{-\frac{v_x^2}{2\ {\sigma_v}^2}} dv_x \tag{4.53}$$

D.1.b Effet Doppler

Une onde, mesurée dans un référentiel de référence à une fréquence ν, sera vue décalée en fréquence par un récepteur si ce dernier est en mouvement par rapport au référentiel de référence : c'est l'effet Doppler. La fréquence ν' vue par le récepteur est alors donnée par :

$$\nu' = \nu \left(1 - \frac{\overrightarrow{v} \cdot \overrightarrow{u}_{propag}}{c}\right) \tag{4.54}$$

où $\overrightarrow{v}$ est la vitesse du récepteur, $\overrightarrow{u}_{propag}$ est un vecteur unitaire donnant la direction de propagation de l'onde, et c la célérité de l'onde dans le milieu.

Le champ électromagnétique, mesuré dans le référentiel du laboratoire à une fréquence ν, sera donc vu par un atome animé d'une vitesse $\overrightarrow{v}$ décalé en fréquence de :

$$\Delta_{\text{Doppler}} = \frac{-1}{2\pi} \overrightarrow{k} \cdot \overrightarrow{v} \tag{4.55}$$

où $\overrightarrow{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \overrightarrow{u}_{propag}$ est le vecteur d'onde du champ électromagnétique de longueur d'onde λ. Dans la suite, v désigne uniquement la composante du vecteur vitesse sur l'axe de propagation des faisceaux de contrôle et signal. Tous les atomes ayant un vecteur vitesse orthogonal à la direction de propagation des champs lumineux sont dès lors dits "de vitesse nulle".

La distribution de vitesse, donnée en terme de décalage Doppler Δ_{Doppler}, s'écrit :

$$P(\Delta_{\text{Doppler}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma_{\text{Doppler}}} e^{-\frac{\Delta^2_{\text{Doppler}}}{2\ \Gamma^2_{\text{Doppler}}}} \tag{4.56}$$

avec $\Gamma_{\text{Doppler}} = \sqrt{\frac{k_B\ T}{m\lambda^2}}$ l'écart type de la Gaussienne d'élargissement Doppler (demi-largeur à $\frac{1}{e^2}$).

Dans un gaz à température ambiance (300K), la vitesse quadratique moyenne des atomes de Cesium vaut $v = 137\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. La masse d'un atome de cesium vaut $m_{Cs} = 2.207 \cdot 10^{-25}$ kg et la constante de Boltzmann vaut $1.380 \cdot 10^{-23}\ \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$. Cette vitesse correspond à un décalage Doppler de $\Gamma_{\text{Doppler}} = 161$ MHz pour la raie D_2 du Cesium à 852 nm. La largeur à mi-hauteur (FWHM) vaut $2\sqrt{2\ln(2)}\Gamma_{\text{Doppler}} \simeq 380$ MHz.

D.2 Effets des classes de vitesses

La susceptibilité linéaire du milieu est la somme des contributions de tous les atomes qui le constituent. On regroupe donc les atomes en fonction de

leur vitesse dans des classes dont on somme les contributions. On étudie dans ce paragraphe l'effet des atomes sur le champ signal en fonction de leur classe de vitesse.

Notons en premier lieu qu'un atome animé d'une vitesse v voit les champs de contrôle et signal décalés d'à peu près la même quantité par effet Doppler. En effet, les deux champs sont co-propagatifs et ont des longueurs d'onde quasiment identiques. L'écart entre les deux s'écrit $\frac{d\Delta_{\text{Doppler}}}{\Delta_{\text{Doppler}}} = \frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{d\nu}{\nu} \simeq 10^{-8}$ pour des niveaux fondamentaux typiquement décalés de quelques MHz s'il s'agit de sous-niveaux Zeeman, ou $\frac{d\Delta_{\text{Doppler}}}{\Delta_{\text{Doppler}}} \simeq 10^{-4}$ pour des niveaux fondamentaux typiquement décalés de quelques GHz s'il s'agit de niveaux hyperfins. Les désaccords à un photon Δ_s et Δ_c pour les champs signal et contrôle sont donc décalés de la même quantité Δ_{Doppler} tandis que le désaccord à deux photons $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ est inchangé.

L'ensemble des atomes associés à un décalage Doppler Δ_{Doppler} contribuent à la susceptibilité totale via l'expression :

$$\chi_{\Delta_{\text{Doppler}}}(\Delta_c, \Delta_s) = \chi(\Delta_c + \Delta_{\text{Doppler}}, \Delta_s + \Delta_{\text{Doppler}}) \tag{4.57}$$

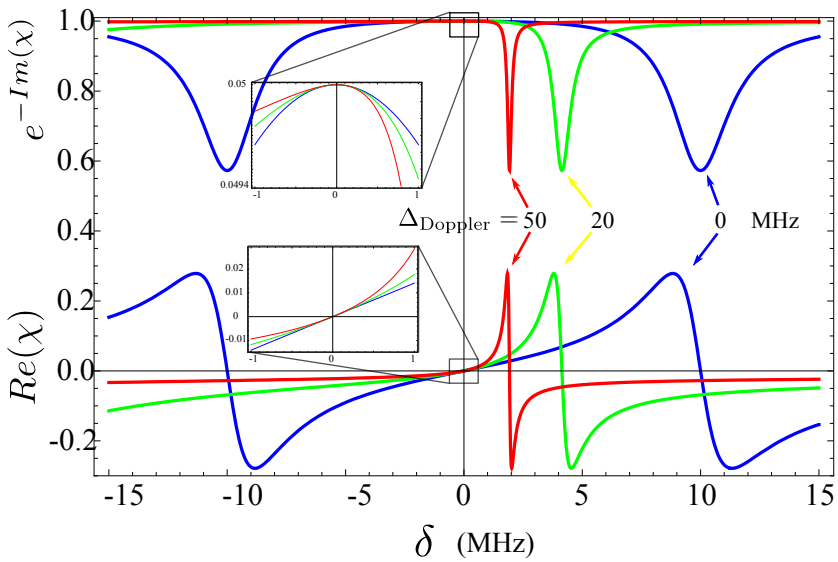


FIGURE 4.6 – Absorption et dispersion pour différentes classes de vitesse pour un champ de contrôle à résonance dans le référentiel du laboratoire. L'axe des abscisses correspond au désaccord à deux photons, qui se confond au désaccord à un photon dans le référentiel du laboratoire

Prendre en compte l'effet Doppler pour les différentes classes de vitesses revient donc à se placer dans les cas d'EIT non résonant (Raman) à différentes

valeurs de désaccord effectif Δ_c^{eff} pour le champ de contrôle : $\Delta_c^{eff} = \Delta_c + \Delta_{\text{Doppler}}$.

La figure 4.6 trace les effets des classes de vitesses Δ_{Doppler} =0, 20 et 50 MHz lorsque le champ de contrôle est placé à résonance avec la transition atomique pour les atomes de classe de vitesse nulle ($\Delta_c = 0$). L'axe des abscisses correspond au désaccord à un photon Δ_s pour la classe de vitesse nulle, mais aussi au désaccord à deux photons $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ quelle que soit la classe de vitesse considérée. Le désaccord à deux photons est donc un repère privilégié pour décrire les effets qui se produisent simultanément dans le milieu pour les différentes classes de vitesses.

Un zoom au voisinage du désaccord à deux photons nul montre que quelle que soit la classe de vitesse considérée, l'absorption est nulle et les dispersions sont identiques (de même pente). Tous les atomes du milieu contribuent donc identiquement à l'effet d'EIT au niveau du désaccord à deux photons nul. L'épaisseur optique à prendre en compte n'est donc pas uniquement celle des atomes résonants, mais bien celle de toute la distribution de vitesse.

D.3 Susceptibilité totale du milieu

La susceptibilité totale est égale à la somme des contributions des différentes classes de vitesses pondérées de leur poids respectifs dans la population atomique totale :

$$\begin{aligned}\chi_{tot}(\Delta_c, \Delta_s) &= \int_{\Delta_{Doppler}} P(\Delta_{Doppler})\ \chi_{\Delta_{Doppler}}(\Delta_c, \Delta_s)\ d\Delta_{Doppler} \\ &= \int_{\Delta_{Doppler}} P(\Delta_{Doppler})\ \chi_0(\Delta_c + \Delta_{Doppler}, \Delta_s + \Delta_{Doppler})\ d\Delta_{Doppler}\end{aligned} \tag{4.58}$$

Bien que dans le cas d'un système atomique à trois niveaux, une formule analytique de χ_{tot} puisse être obtenue ([Ghosh et al., 2010], [E. Figueroa, 2006]), nous procédons ici à une intégration numérique sur le profil Doppler. En effet, dans les cas plus complexes des chapitres suivants, une formule analytique ne donne pas un accès simple au profil de la susceptibilité et le calcul direct est alors nécessaire. De plus, nous nous laissons ainsi la possibilité d'intégrer sur des distributions de vitesses non triviales, dont nous verrons l'importance par la suite.

La figure D.3 montre l'effet de l'intégration des différentes classes de vitesse sur le coefficient d'absorption du milieu (partie réelle de la susceptibilité) pour une vapeur de Cesium à température ambiance. Le profil d'absorption de chaque classe de vitesse est tracé en fonction du désaccord à

deux photons δ et l'integration sur une distribution Gaussienne de largeur $\Gamma_{\text{Doppler}} = 160$ MHz est donnée en arrière plan. L'effet de chaque classe de vitesse sur l'effet global est ainsi clairement identifiable. On observe que la fenêtre EIT devient nettement plus étroite de par la présence des atomes de classes de vitesses non nulles dont le pic d'absorption Raman se rapproche du désaccord à deux photons nul quand Δ_{Doppler} croît. Cependant quelle que soit la classe de vitesse, la transparence EIT est préservée en $\delta = 0$: en ce point, la transparence n'est donc pas altérée par l'intégration sur la distribution de vitesses.

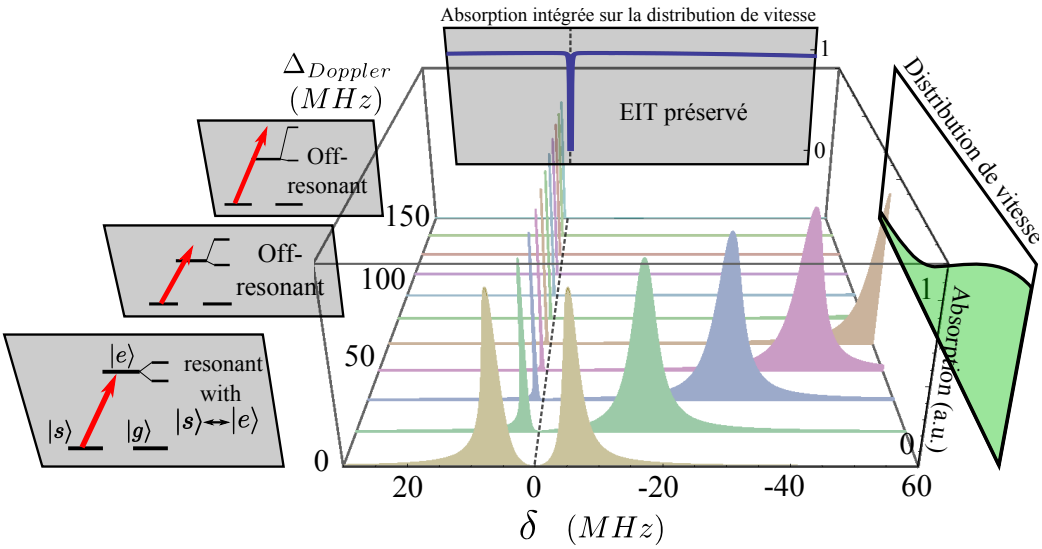


FIGURE 4.7 – La valeur du coefficient d'absorption (axe des ordonnées y) est tracée pour différentes classes de vitesses Δ_{Doppler} en fonction du désaccord à deux photons entre les champs de contrôle et signal $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ (axe des abscisses x). Le champ de contrôle est placé à résonance pour la classe de vitesse nulle et la fréquence du champ signal est balayée, ce qui revient à balayer de désaccord à deux photons δ. L'axe z en perspective donne les différentes valeurs de décalage Doppler Δ_{Doppler} considérés dans le référentiel atomique. A leur gauche le schéma atomique qui résume la situation "vue" par chaque classe de vitesse est donné dans le référentiel de l'atome en mouvement. A droite, la forme de la distribution de vitesse est qualitativement tracée en fonction du décalage Doppler Δ_{Doppler}. Enfin, en arrière plan, on a tracé la valeur du coefficient d'absorption intégré sur une distribution de vitesse de largeur 161 MHz correspondant à une vapeur de Cesium à 300 K.

La diminution de la largeur de la fenêtre de transparence n'est pas néces-

sairement problématique pour l'EIT et son effet dépend du cadre d'application envisagé. En effet, si le spectre du faisceau signal envoyé est suffisamment étroit, augmenter l'élargissement inhomogène à nombre d'atomes constant ne change ni la transmission ni la dispersion du milieu. En effet, le paragraphe D.2 a montré que la dispersion est identique au centre de la fenêtre de transparence pour toutes les classes de vitesses. La répartition des atomes sur une gamme de classes de vitesses plus ou moins large ne change donc pas non plus l'effet dispersif du milieu.

La position d'un pic Raman sur l'axe du désaccord à deux photons étant donné par $\delta^{\text{Raman}} = \frac{{\Omega_{se}^c}^2}{4\Delta_{\text{Doppler}}}$, on peut qualitativement donner la largeur de la fenêtre EIT dans un milieu subissant un élargissement Doppler de largeur Γ_{Doppler} comme valant $\Gamma_{EIT} = \frac{{\Omega_{se}^c}^2}{4\Gamma_{\text{Doppler}}}$

Le calcul complet de la susceptibilité linéaire, d'un système à trois niveaux en Λ, intégrée sur le profil Doppler, réalisé dans [Ghosh et al., 2010] et [E. Figueroa, 2006] donne une expression exacte de la largeur à mi hauteur de la fenêtre EIT (dans l'article de Figueroa la définition choisie pour la fréquence de Rabi diffère d'un facteur 2, nous donnons ici la formule adaptée à nos conventions) :

$$\Gamma_{EIT} = 2\ \gamma_{sg} + \frac{{\Omega_{se}^c}^2}{2\Gamma_{\text{Doppler}} + \gamma_e} \tag{4.59}$$

Cette formule tend clairement vers la valeur que nous avons donnée par des arguments qualitatifs dans les cas où la largeur Doppler est grande devant la largeur homogène de la raie considérée (160 MHZ $\gg$ 5.2 MHz) et où le taux de relaxation de la cohérence a été négligé. C'est effectivement le cas dans l'équation (4.45) d'où est tiré notre résultat. Précisons que prendre en compte γ_{sg} ne revient pas à rajouter un décalage aux résonances Raman mais à amoindrir leur amplitude aux grandes classes de vitesses. En effet, on a vu que la décohérence entre niveaux fondamentaux diminuait fortement l'amplitude des pics d'absorption de largeur petite devant γ_{sg}.

Afin d'étudier l'effet de la largeur Doppler, la transmission du milieu est tracée en figure 4.8 pour différentes valeurs de la largeur Doppler. Dans notre expérience, la largeur de la diode laser utilisée pour réaliser le champ signal vaut quelques centaines de kilohertz et le contrôle provient d'un laser de bien plus grande longueur de cohérence (quelques kilohertz). La valeur de γ_{sg} induit par les fluctuations entre les lasers est donc de quelques 100 kHz. La courbe tracée en figure 4.8(b) prend $\gamma_{sg} = 100$ kHz, qui est donc un cas réaliste. L'effet observé lorsque la largeur Doppler augmente est en premier lieu une réduction de la largeur du pic de transmission EIT. Lorsque cette dernière devient du même ordre de grandeur que γ_{sg}, les effets de transparence sont altérés et la hauteur du pic de transmission diminue.

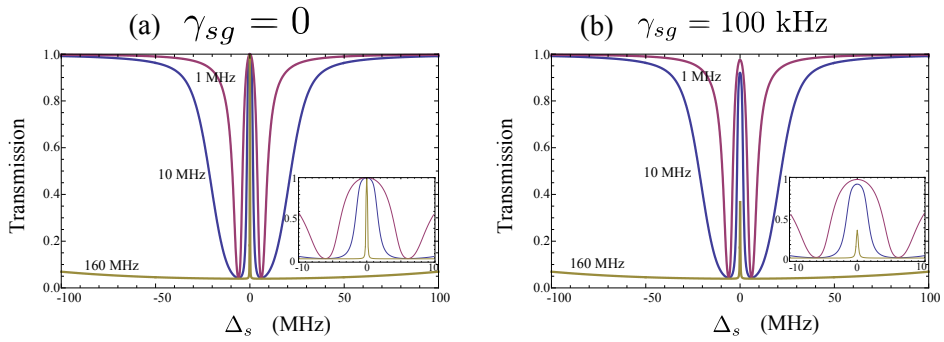


FIGURE 4.8 – Influence de la largeur du profil Doppler sur la figure d'EIT dans les cas (a) $\gamma_{sg} = 0$ et (b) $\gamma_{sg} \neq 0$. La transmission du milieu est tracée en fonction du désaccord à la résonance du champ signal pour différentes valeurs de largeur Doppler (1, 10 et 160 MHz) et des densités optiques arbitraires : le nombre d'atome varie pour les différentes courbes de sorte que l'épaisseur optique au voisinage de $\Delta_s = 0$ soit maintenue constante. Les deux courbes en inséré donnent un zoom de la courbe de transmission autour de la fenêtre de transparence.

Conclusion

Nous avons étudié en détails l'effet de l'application d'un champ de contrôle intense sur la propagation d'un faisceau de sonde dans un milieu à trois niveau en Λ. Nous avons introduit les phénomènes de Transparence Electromagnétiquement Induite résonant et non-résonant en traitant le cas de milieux homogènes. Nous avons enfin décrit les effets de l'élargissement inhomogène sur l'EIT et avons montré qu'il se traduisait par une diminution de la largeur de la fenêtre EIT mais la conservation d'une transparence parfaite au niveau du désaccord à deux photons nul $\delta = 0$. Nous montrerons au chapitre suivant que cette propriété est caractéristique d'une structure atomique à trois niveaux, et dans quelle mesure les cas expérimentaux s'écartent de cette description lorsque de multiples niveaux excités sont introduits dans la modélisation.

Chapitre 5

EIT avec plusieurs niveaux excités

Sommaire

A Cas de deux niveaux excités 90

A.1 Expression des éléments de matrice densité 90

A.2 Susceptibilité linéaire pour un nuage d'atomes froids 93

A.3 Milieu élargi par effet Doppler 99

B Modèle appliqué à la raie D_2 du ^{133}Cs 104

B.1 Généralisation à n niveaux excités 104

B.2 Modèle expérimental à 4 niveaux excités 107

C Effets de la distribution de vitesse 108

C.1 Écart expérimental à la distribution Gaussienne . . 108

C.2 Rôle du pompage optique 111

C.3 Comparaison simulation-expérience 114

Introduction

Le chapitre précédent a porté sur l'étude de l'interaction d'un faisceau de sonde avec une structure atomique en Λ dont l'un des bras est couplé à un champ de contrôle intense. Cependant ce modèle simple est souvent mis en défaut par l'expérience dans laquelle les structures atomiques sont plus complexes. En particulier, pour les alkalins, dans lesquels sont menées la plupart des expériences d'EIT, le couplage du moment angulaire total J (spin+orbital) de l'électron avec celui du noyau I introduit une structure hyperfine $F = I + J$. L'écart entre ces multiples niveaux peut être suffisamment faible de sorte à être comparable à l'élargissement inhomogène subi par le milieu. Ils doivent alors être pris en compte dans l'interaction lumière-matière.

De nombreuses études ont été menées, qui traitent des effets d'EIT dans des milieux réels, plus complexes que le schéma classique à trois niveaux dont nous donnons quelques exemples dans cette introduction.

La présence de multiples niveaux a pu être considérée comme un outil pour mettre en oeuvre des protocoles d'interaction lumière-matière plus complexes. Ainsi, l'excitation simultanée de plusieurs structures en Λ a été proposées dans des structures multiniveaux. Par exemple, des interactions de type double-Λ interviennent dans [Cerboneschi and Arimondo, 1995] et [Cerboneschi and Arimondo, 1996] où quatre champs électromagnétiques différents interagissent deux à deux, chaque couple avec une unique structure en lambda. Cependant, chaque Λ est considéré idéalement au sens où l'influence d'un des chemins en Λ sur l'interaction du champ résonant avec le second Λ n'est pas étudiée. La configuration du double-Λ a aussi été très largement étudiée dans le cadre du mélange à quatre ondes et autres effets non linéaires en présence d'EIT que nous ne traitons pas ici [Hemmer et al., 1995] [Korsunsky et al., 1999] [Zibrov et al., 1999] [Merriam et al., 2000].

Au contraire, dans certaines expériences utilisant l'EIT, la présence de structure atomique complexe est invoquée pour justifier des écarts au comportement idéal décrit au chapitre précédent. Par exemple, dans l'expérience de lumière lente de Hau [Hau et al., 1999], le décalage de la fenêtre EIT est interprété comme étant dû à la présence d'un second niveau excité hyperfin sur la raie D2 du Sodium. Des réflexions similaires sont présentées au sujet du piégeage cohérent de population (CPT), phénomène de résonance noire très proche de l'EIT observé lorsque les puissances de contrôle et de signal sont comparables. L'étude expérimentale menée dans [Stahler et al., 2002] révèle ainsi l'influence de la structure hyperfine des niveaux excités sur le contraste de résonances noires CPT. Dans le cas traité, les deux niveaux fondamentaux du Λ sont les deux niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$ du ^{85}Rb. La différences des coefficients de couplage des différents niveaux, et l'existence de résonances à un photon (car certains niveaux excités, $F' = 2$ et $F' = 5$, ne sont pas couplés à une structure de type Λ) sont qualitativement identifiés comme sources de dissipations de l'état noir à l'origine de la chute du contraste CPT. Des valeurs de contraste CPT de l'ordre de 10% sur la raie D_1 du Rb, 2% sur la raie D_2 du Rb, et 1% sur la raie D_2 du Cs sont mesurées. De façon toute aussi qualitative, [Kitching et al., 2000] met en évidence un décalage Stark de la résonance CPT qu'il attribue aux transitions à un photon présentes sur la raie D_2 par la présence de niveaux non couplés à une structure en Λ.

Des études se sont également portées sur la modélisation des effets d'une structure atomique complexe sur les propriétés de l'EIT.

L'écart au caractère idéal des figures du signal d'EIT dans des structures

multi-niveaux a été théoriquement étudié par [Ling et al., 1996] sur la raie D_1 du Rb. La présence de multiples niveaux Zeeman dégénérés a été prise en compte. Dans le cas d'élargissement Doppler, elle a été considérée comme faible ou bénéfique par rapport à un système idéal à trois niveaux. Cette description théorique poussée est appliquée à un cas très précis de structure atomique et on ne saurait en tirer des conclusions sur le cas général.

L'influence de multiples niveaux excités a également été discutée théoriquement. L'action d'un second niveau excité est quantifiée en terme d'absorption et d'étalement d'une impulsion se propageant dans un milieu sous EIT dans [Deng et al., 2001]. L'influence des multiples niveaux hyperfins sur les effets dispersifs du milieu EIT sont simulés numériquement et mesurés dans [Chen et al., 2009] où le retard d'impulsions se propageant dans une vapeur chaude de Rubidium ($50°C$) utilisée sur la raie D_2 sont analysés. Un phénomène d'interférences entre niveaux est mis en évidence dans [Xia et al., 1997] dans le cas d'une séparation des niveaux de structure fines en deux niveaux hyperfins. L'auteur propose alors, dans le cas précis étudié, un désaccord particulier pour le champ de contrôle qui optimise les effets de transparence. Dans une autre étude, [Mishina et al., 2010] étudie la structure du Rb sur la raie D_2 et conclut à l'existence d'un désaccord maximisant les effets d'EIT. Le décalage de la résonance EIT par rapport au désaccord à deux photons nul y est également observé à partir de simulations numériques.

Pour finir, l'effet de la distribution de vitesse dans les milieux élargis par effets Doppler a également été évoquée dans certaines études. Par exemple, des effets de pompage optique sur des milieux en configuration EIT ont été analysés expérimentalement dans [Chakrabarti et al., 2005]. La présence d'autre niveaux excités sur la figure d'EIT y est qualitativement interprétée comme source de dissipation des cohérences via des processus d'émission spontanée.

L'étude proposée dans ce chapitre s'inscrit dans cette démarche explicative des propriétés de l'EIT dans les milieux réels. Dans ce travail, nous prenons en compte de manière quantitative les multiples niveaux excités d'une structure atomique en Λ. L'influence de cette structure complexe sur le profil EIT expérimental en présence d'élargissement inhomogène est discutée en identifiant précisément l'effet de chaque classe de vitesse sur la transmission du milieu. Les processus sont décrits dans le cas d'un gaz de ^{133}Cs excité sur la raie D_2 élargie par effet Doppler à température ambiante, mais peuvent être appliqués à d'autres milieux de structures atomiques similaires élargis de manière inhomogène. Ces travaux sont issus du modèle initié dans l'équipe par Oxana Mishina [Mishina et al., 2011] et présenté dans ce chapitre. Ce dernier trouve dans ce chapitre et le suivant une confirmation expérimentale qui sera détaillée.

Nous allons donc nous attacher ici à développer le formalisme qui mène à une description réaliste de l'interaction lumière matière qui se produit au sein de milieux atomiques à multiples niveaux excités. Pour cela, nous allons d'abord nous efforcer d'établir les différences fondamentales qui résultent de l'introduction d'un second niveau excité par rapport au schéma idéal à trois niveaux. Puis nous verrons comment généraliser ces résultats à un plus grand nombre de niveaux excités et proposerons une modélisation de l'interaction ayant lieu sur la raie D_2 du ^{133}Cs. Enfin nous confronterons le modèle aux mesures expérimentales effectuées sur une vapeur chaude de Cesium.

A Cas de deux niveaux excités

Cette section traite le cas d'un atome à 4 niveaux. Deux niveaux fondamentaux sont couplés à deux niveaux excités communs en configuration EIT. Comme au chapitre précédent, nous allons nous intéresser dans un premier temps à décrire la susceptibilité linéaire d'un milieu homogène. Nous insisterons sur les différences qui apparaissent par rapport au modèle à trois niveaux. Puis nous verrons l'effet d'un élargissement inhomogène du milieu sur la figure d'EIT et identifierons le rôle de classes de vitesses particulières éventuellement responsables de la disparition des effets d'EIT.

A.1 Expression des éléments de matrice densité

A.1.a Schéma atomique et Hamiltonien

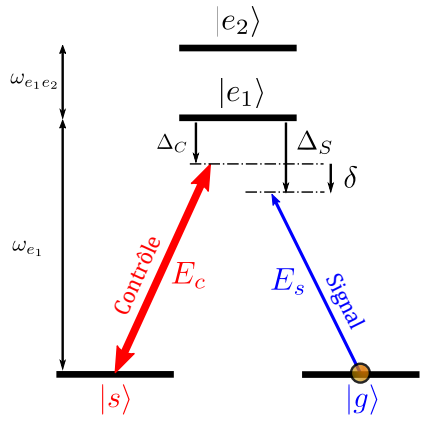


FIGURE 5.1 – Schéma atomique du milieu à deux niveaux excités considéré. Les notations sont explicitées dans le texte.

Ce paragraphe reprend brièvement les définitions du chapitre précédent sur l'EIT trois niveaux et introduit les paramètres qui ont trait à l'état excité supplémentaire $|e_2\rangle$.

Le cas étudié ici demeure celui du ^{133}Cs sur la raie D_2. Les états utilisés lors de l'interaction lumière-matière sont :

- $|s\rangle = |6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +1\rangle$,
- $|g\rangle = |6^2S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$,
- $|e_1\rangle = |6^2P_{3/2}, F' = 2, m_F = +2\rangle$,
- $|e_2\rangle = |6^2P_{3/2}, F' = 3, m_F = +2\rangle$.

En prenant les niveaux fondamentaux comme origine des énergies, les énergies mises en jeu sont :

- $\hbar\omega_{e_1}$: énergie du niveau e_1,
- $\hbar\omega_{e_2}$: énergie du niveau e_2,
- $\omega_{e_ie_j} = \omega_{e_j} - \omega_{e_i}$

Le système atomique est décrit par sa matrice densité $\hat{\rho}$. Il interagit avec deux champs électromagnétiques $\mathcal{E}_c = E_c \ \cos(\omega_c \ t)$, d'amplitude E_c et de fréquence ω_c, et $\mathcal{E}_s = E_s \ \cos(\omega_s \ t)$, d'amplitude E_s et de fréquence ω_s. Les désaccords à un photon pour les champs de contrôle Δ_c et signal Δ_s sont définis par rapport au niveau $|e_1\rangle$, et le désaccord à deux photons δ est défini comme au chapitre A.1 :

$$\Delta_s = \omega_s - \omega_0 \qquad \Delta_c = \omega_c - \omega_0 \qquad \delta = \Delta_s - \Delta_c \tag{5.1}$$

L'Hamiltonien décrivant l'interaction est similaire à celui décrit au chapitre A.1.c : $\hat{H} = \hat{H}_{rad} + \hat{H}_{at} + \hat{H}_{int}$. La partie radiative $\hat{H}_{rad}$ est inchangée, les parties atomiques $\hat{H}_{at}$ et d'interaction $\hat{H}_{int}$ s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\hat{H}_{at} &= \hbar\omega_1|e_1\rangle\langle e_1| + \hbar\omega_2|e_2\rangle\langle e_2| \\
\hat{H}^c_{int} &= -d_{se_1}\mathcal{E}_c|e_1\rangle\langle s| - d_{se_2}\mathcal{E}_c|e_2\rangle\langle s| + hc \\
\hat{H}^s_{int} &= -d_{ge_1}\mathcal{E}_s|e_1\rangle\langle g| - d_{ge_2}\mathcal{E}_c|e_2\rangle\langle g| + hc
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Où les $d_{\alpha\beta}$ sont les dipôles effectifs des transitions $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$ et hc désigne la partie hermitienne conjuguée de l'expression. Les dipôles effectifs sont pris réels.

A.1.b Solutions à l'ordre 0

Comme au paragraphe 4.B.2, tous les éléments de la matrice densité sont nuls sauf la population de l'état $|g\rangle$ où sont initialement pompés tous les atomes : $\rho^{(0)}_{gg} = 1$.

A.1.c Solutions à l'ordre 1

Les seules composantes de $\hat{\rho}$ intervenant dans la susceptibilité linéaire du milieu pour le champ de sonde sont celles qui relient des niveaux couplés par ce dernier. Il s'agit donc de $\rho_{e_1 g}$ et $\rho_{e_2 g}$ dont on cherche les expressions à l'ordre 1. Elles se déduisent des équations différentielles obtenues à partir de l'équation de Schrödinger (4.15).

En procédant comme au paragraphe 4.B.3.a, l'équation différentielle vérifiée par les cohérences optiques $\rho^{(1)}_{e_k g}$ est obtenue en fonction des fréquences de Rabi des champs de contrôle (c) et signal (s), $\Omega^{c/s}_{\alpha e_k} = -\frac{d_{\alpha e_k} E_{c/s}}{\hbar}$, où $k = 1$ ou 2 indice les niveaux excités e_k, $\alpha = s$ ou g désigne les niveaux fondamentaux :

$$\dot{\rho}^{(1)}_{e_k g} = -(i\ \omega_{e_1 e_k} + \gamma_{kg})\rho^{(1)}_{e_k g} + i\ \Omega^c_{se_k}\ \rho^{(1)}_{sg} \cos(\omega_c\ t) - i\ \Omega^s_{ge_k}\ \rho^{(0)}_{gg} \cos(\omega_s\ t) \quad (5.3)$$

L'enveloppe lentement variable, calculée comme au paragraphe B.4, vérifie désormais :

$$\dot{\tilde{\rho}}^{(1)}_{e_k g} = (i(\Delta_s - \omega_{e_1 e_k}) - \gamma_{e_k g})\ \tilde{\rho}^{(1)}_{e_k g} + \frac{i}{2}\ \Omega^c_{se_k}\ \tilde{\rho}^{(1)}_{sg} + \frac{i}{2}\ \Omega^s_{ge_k}\ \rho^{(0)}_{gg} \quad (5.4)$$

De même, l'équation différentielle vérifiée par la cohérence entre les niveaux fondamentaux est obtenue comme au 4.B.3.b :

$$\rho^{(1)}_{sg} = -\gamma_{sg}\ \rho^{(1)}_{sg} + i\ \Omega^c_{se_1}\ \rho^{(1)}_{e_1 g} \cos(\omega_c\ t) + i\Omega^c_{se_2}\ \rho^{(1)}_{e_2 g} \cos(\omega_c\ t) \quad (5.5)$$

Son enveloppe lentement variable vérifie ainsi :

$$\dot{\tilde{\rho}}^{(1)}_{sg} = (i\ \delta - \gamma_{sg})\ \tilde{\rho}^{(1)}_{sg} + \frac{i}{2}\ \Omega^c_{se_1}\ \tilde{\rho}^{(1)}_{e_1 g} + \frac{i}{2}\ \Omega^c_{se_2}\ \rho^{(1)}_{e_2 g} \quad (5.6)$$

A.1.d Solutions en régime stationnaire

Les équations différentielles sont résolues en régime stationnaire et permettent de donner l'expression des cohérences :

$$\dot{\tilde{\rho}}^{(1)}_{e_k g} = 0 \Rightarrow \tilde{\rho}^{(1)}_{e_k g} = -\frac{1}{2}\ \frac{1}{i\gamma_{e_k g} + (\Delta_s - \omega_{e_1 e_k})} \left(\Omega^c_{se_k}\ \tilde{\rho}^{(1)}_{sg} + \Omega^s_{ge_k}\ \rho^{(0)}_{gg}\right) \quad (5.7)$$

$$\dot{\tilde{\rho}}^{(1)}_{sg} = 0 \Rightarrow \tilde{\rho}^{(1)}_{sg} = -\frac{1}{2}\ \frac{1}{i\gamma_{sg} + \delta} \left(\Omega^c_{se_1}\ \tilde{\rho}^{(1)}_{e_1 g} + \Omega^c_{se_2}\ \tilde{\rho}^{(1)}_{e_2 g}\right) \quad (5.8)$$

En résolvant le système d'équations ci-dessus, on obtient :

$$\tilde{\rho}_{sg}^{(1)} = -\frac{\Omega_{se_1}^c\ \Omega_{ge_1}^s\ \Delta_{e_2g} + \Omega_{se_2}^c\ \Omega_{ge_2}^s\ \Delta_{e_1g}}{-4\ \Delta_{sg}\ \Delta_{e_1g}\ \Delta_{e_2g} + {\Omega_{se_1}^c}^2\ \Delta_{e_2g} + {\Omega_{se_2}^c}^2\ \Delta_{e_1g}} \cdot \rho_{gg}^{(0)} \tag{5.9}$$

$$\tilde{\rho}_{e_kg}^{(1)} = -\frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta_{e_kg}}\ \Omega_{e_kg}^s \left(1 + \frac{\left|\Omega_{se_k}^c\right|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_kg}}\right) - \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta'_{sg}}\ \frac{\Omega_{se_k}^c}{2\Delta_{e_kg}}\ \frac{\Omega_{se_{k'}}^c\ \Omega_{ge_{k'}}^s}{2\Delta_{e_{k'}g}} \tag{5.10}$$

$$\begin{aligned} &\text{avec } k' = 2 \text{ si } k = 1, \text{ et inversement,} \\ \Delta_{sg} &= i\ \gamma_{sg} + \delta \\ \Delta_{e_kg} &= i\ \gamma_{e_kg} + (\Delta_s - \omega_{e_1e_k}) \\ \Delta'_{sg} &= \Delta_{sg} - \frac{{\Omega_{se_1}^c}^2}{4\Delta_{e_1g}} - \frac{{\Omega_{se_2}^c}^2}{4\Delta_{e_2g}} \end{aligned} \tag{5.11}$$

Ces équations permettent de calculer la susceptibilité d'un ensemble d'atomes à 4 niveaux en configuration d'EIT.

A.2 Susceptibilité linéaire pour un nuage d'atomes froids

Lorsque le champ signal permet de coupler plusieurs états atomiques entre eux via des transitions optiques, l'équation pour la susceptibilité linéaire s'obtient en sommant tous les éléments de matrice densité qui relient ces états atomiques, pondérés des dipôles associés à la transition. Dans le système à deux niveaux considéré ici, elle s'écrit :

$$\chi = \frac{n_0}{\epsilon_0} \sum_k \frac{d_{ge_k}}{E_s}\ \tilde{\rho}_{e_kg} = \frac{n_0\ \hbar}{\epsilon_0\ {E_s}^2} \sum_k \Omega_{ge_k}^s\ \tilde{\rho}_{e_kg}$$

d'où,

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_0\ {E_s}^2}{n_0\hbar}\ \chi = &-\frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta_{e_1g}}\ \left|\Omega_{e_1g}^s\right|^2 \left(1 + \frac{\left|\Omega_{se_1}^c\right|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_1g}}\right) - \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta_{e_2g}}\ \left|\Omega_{e_2g}^s\right|^2 \left(1 + \frac{\left|\Omega_{se_2}^c\right|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_2g}}\right) \\ &- \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{\Delta'_{sg}}\ \frac{\Omega_{se_2}^c\ \Omega_{e_2g}^s}{2\Delta_{e_2g}}\ \frac{\Omega_{se_1}^c\ \Omega_{ge_1}^s}{2\Delta_{e_1g}} \end{aligned} \tag{5.12}$$

Les expressions des susceptibilités pour des structures à trois niveaux obtenues au paragraphe 4.C.1 sont reconnaissables dans (5.12). Il est alors possible d'écrire :

$$\chi = \chi_{3\text{ niveaux}}^{e_1} + \chi_{3\text{ niveaux}}^{e_2} - \frac{n_0\hbar}{\epsilon_0\ {E_s}^2}\ \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{\Delta'_{sg}}\ \frac{\Omega_{se_2}^c\ \Omega_{e_2g}^s}{2\Delta_{e_2g}}\ \frac{\Omega_{se_1}^c\ \Omega_{ge_1}^s}{2\Delta_{e_1g}} \tag{5.13}$$

Il apparaît donc dans l'expression de la susceptibilité :
- Une première partie qui correspond à la somme des effets des structures en Λ pour chaque niveau excité pris de manière indépendante
- Une seconde partie qui croise des termes provenant des différentes structures en Λ et correspond à une interaction entre ces dernières.

A.2.a Effets sur l'amplitude de la susceptibilité

L'expression de la susceptibilité obtenue en (5.12) peut être réécrite de manière à interpréter le terme croisé des deux structures en Λ. Le paramètre A_{e_k}, défini comme :

$$A_{e_k} = \frac{\Omega^c_{se_k}\ \Omega^s_{e_k g}}{2\Delta_{e_k g}} \tag{5.14}$$

peut être introduit. A partir de ce dernier, et de l'expression (5.12), il est possible d'écrire :

$$\frac{{E_s}^2}{n_0\hbar}\,\chi = -\rho^{(0)}_{gg}\left(\frac{\left|\Omega^s_{e_1 g}\right|^2}{2\Delta_{e_1 g}} + \frac{\left|\Omega^s_{e_2 g}\right|^2}{2\Delta_{e_2 g}}\right) - \frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta'_{sg}}\left(|A_{e_1}|^2 + |A_{e_2}|^2\right) - \frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta'_{sg}}\left(2\ A_{e_1}\ A_{e_2}\right) \tag{5.15}$$

$$= -\rho^{(0)}_{gg}\left(\frac{\left|\Omega^s_{e_1 g}\right|^2}{2\Delta_{e_1 g}} + \frac{\left|\Omega^s_{e_2 g}\right|^2}{2\Delta_{e_2 g}}\right) - \frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta'_{sg}}\left(A_{e_1} + A_{e_2}\right)^2 \tag{5.16}$$

La susceptibilité telle qu'exprimée en (5.16) apparaît dès lors comme la somme de deux parties :
- La première correspond à la somme des contributions des structures à deux niveaux $|s\rangle \leftrightarrow |e_k\rangle$ en l'absence de champ de contrôle. Le terme en $\frac{\left|\Omega^s_{e_k g}\right|^2}{2\Delta_{e_k g}}$ donne en effet la courbe d'absorption à un photon typique sous la forme d'une Lorentzienne de largeur γ_e centrée sur l'énergie du niveau $|e_k\rangle$.
- La seconde partie donne les effets à deux photons. Elle s'interprète comme un phénomène de type interférences entre les structures à trois niveaux $|s\rangle \leftrightarrow |e_k\rangle \leftrightarrow |g\rangle$. En effet, les contributions A_{e_k} de chaque système en Λ sont sommées mais c'est le module au carré de cette somme qui intervient dans l'expression de la susceptibilité. Ainsi, le paramètre A_{e_k} s'interprète comme une contribution *en amplitude* sur la susceptibilité. La contribution A_{e_k} est celle de la structure à 3 niveaux formée de $|s\rangle$, $|g\rangle$, et $|e_k\rangle$. L'expression (5.15) illustre cette analyse en présentant les différents termes issus des contributions des structures à trois niveaux :

– $|A_{e_k}|^2$ donne l'effet d'un schéma en Λ isolé tel qu'il apparaît dans l'expression (4.41) obtenue au chapitre 4.C.1.
– $A_{e_1} \cdot A_{e_2}$ s'interprète comme l'interférence entre les deux chemins possibles via $|e_1\rangle$ et $|e_2\rangle$.

Le terme d'interférence $A_{e_k} \cdot A_{e_{k'}}$ peut prendre des valeurs et des signes variables selon les signes et amplitudes relatifs des différents éléments de dipoles d_{se_1}, d_{ge_1}, d_{se_2}, d_{ge_2} ainsi que des désaccords aux deux résonances Δ_s et $\Delta_s - \omega_{e_1 e_2}$. Si le produit des six termes est positif, $A_{e_1} \cdot A_{e_2}$ apporte une contribution qui va dans le même sens que les autres termes de la susceptibilité. Le module de la susceptibilité augmente : l'interférence est alors constructive. Dans le cas inverse, elle est destructive

L'effet d'interférence est donc fortement dépendant du milieu considéré, mais aussi des conditions expérimentales choisies : les polarisations des faisceaux de contrôle et de signal ainsi que les niveaux hyperfins et Zeeman dans lesquels sont initialement pompés les atomes modifient les signes et poids relatifs des dipôles, et l'amplitude de la susceptibilité peut s'en trouver largement modifiée.

A.2.b Effets sur la position des résonances

En plus d'action constructive ou destructive sur le module de la susceptibilité, la présence de deux niveaux excités modifie la positions des pôles de la susceptibilité. L'expression générale (5.12) donne trois pôles qui, lorsque le contrôle est loin de la résonance avec les niveaux excités, correspondent aux deux résonances atomiques à un photon et à la résonance à deux photons. La présence d'un niveau supplémentaire e_2 induit un décalage des resonances qui va jouer un rôle crucial dans notre cas. En effet, les contributions à 3 niveaux dans (5.16) sont précédées d'un facteur en $\frac{1}{\Delta'_{sg}}$ avec :

$$\Delta'_{sg} = i\ \gamma_{sg} + \delta - \frac{{\Omega^c_{se_1}}^2}{4\Delta_{e_1 g}} - \frac{{\Omega^c_{se_2}}^2}{4\Delta_{e_2 g}} \tag{5.17}$$

avec $\Delta_{e_k g} = i\ \gamma_{e_k g} + (\Delta_s - \omega_{1k})$. Le terme $\frac{{\Omega^c_{se_k}}^2}{\Delta_{e_k g}}$ est un nombre complexe auquel on peut attribuer un sens physique :

- Sa partie réelle s'ajoute au désaccord à deux photons δ et vaut $\frac{{\Omega^c_{se_k}}^2\ \Delta_s}{{\Delta_s}^2 + {\gamma_{e_k g}}^2}$. Quand $\Delta_s \gg \gamma_{e_k g}$, elle donne le déplacement Stark $\frac{{\Omega^c_{se_k}}^2}{\Delta_s}$ induit par le niveau $|e_2\rangle$.
- Sa partie imaginaire s'ajoute à γ_{sg} et vaut $\frac{{\Omega^c_{se_k}}^2\ \gamma_{e_k g}}{{\Delta_s}^2 + {\gamma_{e_k g}}^2}$. Quand $\Delta_s \gg \gamma_{e_k g}$, elle donne $\frac{{\Omega^c_{se_k}}^2}{{\Delta_s}^2}\gamma_{e_k g}$ qui correspond à la probabilité pour un atome d'être

excité dans l'état e_k par le champ signal décalé de Δ_s multiplié par le taux de relaxation de la population du niveau e_k. Ce terme correspond donc aux contributions à la décohérence des niveaux fondamentaux induites par l'excitation non-résonante du niveau excité e_k.

De même que cela a été effectué au chapitre précédent, paragraphe 4.C.3, les nouvelles positions du point EIT ainsi que des résonances Raman peuvent être calculées.

EIT

Le point d'EIT est celui pour lequel la susceptibilité linéaire s'annule. Pour trouver sa position autour du niveau e_1, le champ de contrôle est pris résonant avec $s \leftrightarrow e_1$ ($\Delta_c = 0$) et le champ signal est placé au voisinage de $\Delta_s = 0$. L'écartement entre les niveaux e_1 et e_2 est considéré grand devant les taux de relaxation des cohérences et des fréquences de Rabi associées au champ de contrôle : $\omega_{e_1e_2} \gg \gamma_{e_1g}, \gamma_{e_2g}, \gamma_{sg}, \Omega^c_{se_1}, \Omega^c_{se_2}$. Les termes en $\frac{1}{\Delta_{e_2g}}$ sont alors considérés comme petits devant ceux en $\frac{1}{\Delta_{e_1g}}$. Dans l'expression de la susceptibilité (5.12), le premier terme domine. En ne considérant que ce dernier, il est alors possible d'écrire :

$$\begin{aligned}\chi &\propto -\frac{1}{\Delta_{e_1g}}\left(1+\frac{{\Omega^c_{se_1}}^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_1g}}\right)\\ &\propto \frac{1}{\Delta_{e_1g}\Delta'_{sg}}\left(i\left(\gamma_{sg}-\frac{1}{4}\frac{{\Omega^c_{se_2}}^2\,\gamma_{e_2g}}{(\Delta_s-\omega_{e_1e_2})^2+{\gamma_{e_2g}}^2}\right)+\Delta_s+\frac{1}{4}\frac{{\Omega^c_{se_2}}^2\,(\Delta_s+\omega_{e_1e_2})}{(\Delta_s-\omega_{e_1e_2})^2+{\gamma_{e_2g}}^2}\right)\end{aligned} \tag{5.18}$$

En considérant l'écartement entre les niveaux excités grand devant les autres fréquences mises en jeu : $\omega_{e_1e_2} \gg \gamma_{e_2g}, \gamma_{sg}, \Omega^c_{se_2}, \Delta_s$, et avec l'hypothèse simplificatrice $\gamma_{sg} = 0$, la partie imaginaire du numérateur développé dans (5.18) devient négligeable d'ordre 2. La partie réelle est d'ordre 1, égale à $\delta + \frac{{\Omega^c_{se_2}}^2}{\Delta_s-\omega_{e_1e_2}}$. La susceptibilité s'annule désormais au voisinage du désaccord à deux photons nul en $\Delta_s = \Delta^{2\text{ niveaux}}_{EIT}$ tel que :

$$\Delta^{2\text{ niveaux}}_{EIT} = -\frac{{\Omega^c_{se_2}}^2}{4\omega_{e_1e_2}} \tag{5.19}$$

La fenêtre de transparence EIT autour du niveau e_1 a donc été décalée par la présence du second niveau excité e_2 qui la repousse vers les désaccords à deux photons négatifs. Inversement, si le champ de contrôle est placé au voisinage de la transition $s \to e_2$, la fenêtre EIT se trouve repoussée par le niveau e_1, donc décalée au dessus de la resonance atomique pour e_2.

Les hypothèses simplificatrices exposées pour obtenir l'expression (5.30) ne sont pas extrêmement réductrices. En effet, dans les alcalins, avec lesquels la majorité des expériences d'EIT sont réalisées, l'écartement hyperfin entre les différents niveaux excités est de l'ordre de la centaine de megahertz (excepté sur la raie D_2 du Sodium et les deux premiers niveaux de celle du ^{85}Rb [Steck, 2008]) et peut être considéré comme grand devant les autres fréquences caractéristiques du système.

Pics d'absorption Raman

Pour déterminer la position des pics d'absorption en configuration Raman, le champ de contrôle est considéré fortement désaccordé par rapport aux transitions atomiques ($|\Delta_c| \gg \gamma_{e_1 g}$ et $|\Delta_c - \omega_{e_1 e_2}| \gg \gamma_{e_2 g}$) de manière à ce que les termes en $\Delta_{e_1 g}$ et $\Delta_{e_2 g}$ puissent être considérés comme quasi constants. La résonance Raman, supposée au proche voisinage de $\delta = 0$, s'obtient en $\delta = \delta^{\text{Raman}}$ tel que la partie réelle de Δ'_{sg} s'annule :

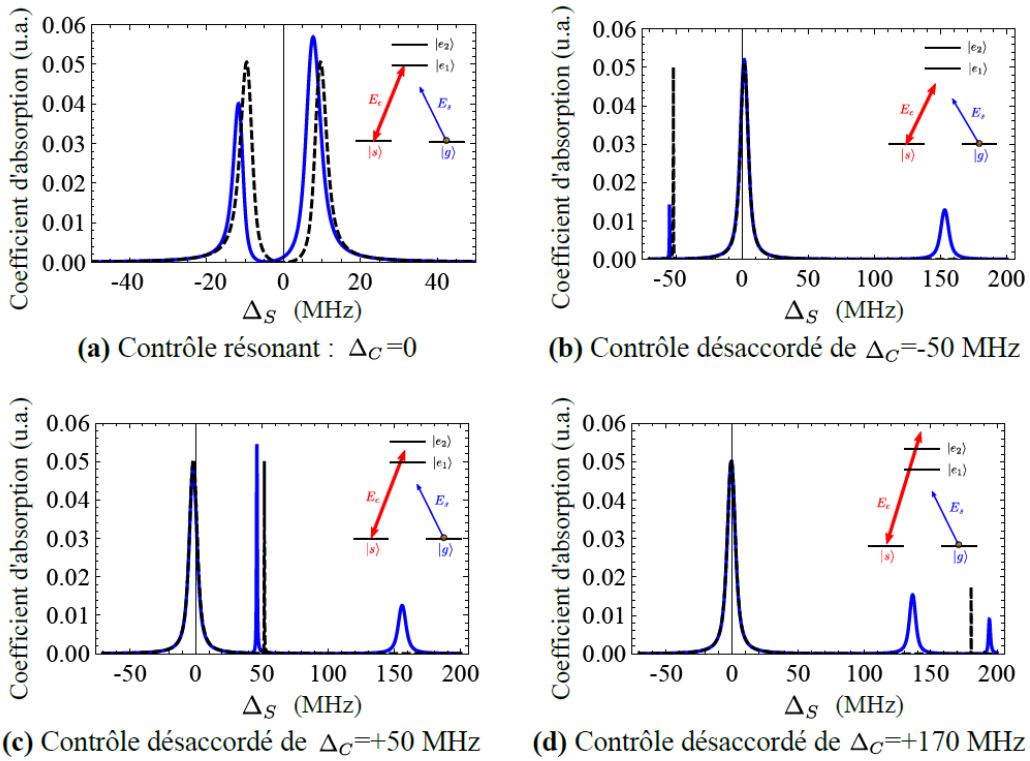
$$\mathrm{Re}\{\Delta'_{sg}\} = \Delta_s - \Delta_c - \frac{1}{4}\,\frac{{\Omega^c_{se_1}}^2\,\Delta_s}{\gamma^2_{e_1 g} + \Delta_s^2} - \frac{1}{4}\,\frac{{\Omega^c_{se_2}}^2\,(\Delta_s - \omega_{e_1 e_2})}{\gamma^2_{e_2 g} + (\Delta_s - \omega_{e_1 e_2})^2} = 0$$

ce qui donne
$$\delta^{\text{Raman}} = +\frac{{\Omega^c_{se_1}}^2}{4\Delta_c} + \frac{1}{4}\,\frac{{\Omega^c_{se_2}}^2}{\Delta_c - \omega_{e_1 e_2}} \tag{5.20}$$

La résonance Raman est donc décalée par rapport au désaccord à deux photons nul selon deux contributions correspondant aux déplacements Stark opérés par les niveaux e_1 et e_2. Si le champ de contrôle est placé plus bas que e_1 ou plus haut que e_2, les deux contributions s'ajoutent dans le même sens. Cependant s'il est placé entre les deux niveaux, la résonance Raman peut se produire pour des désaccords à deux photons négatifs, positifs ou nuls selon l'écart à la résonance, et la valeur des dipôles des transitions considérées.

Les courbes de la figure 5.2 montrent bien les effets annoncés par la prise en compte du niveau e_2. La courbe bleue en traits pleins donne l'absorption pour le champ signal en fonction de son désaccord à la résonance $s \to e_1$ dans le cas d'une structure atomique à deux niveaux excités e_1 et e_2. Les deux niveaux excités sont ceux présentés en début de chapitre au paragraphe A.1.a. Ils sont écartés de 151 MHz. La courbe noire en pointillés donne la solution obtenue dans le cas d'une structure atomique à un seul niveau excité e_1. Chacune des quatre situations de la figure 5.2 peut être analysée comme suit :

- La figure 5.2(a) donne le cas d'un champ de contrôle à résonance avec $s \to e_1$. Le doublet Autler Townes centré sur e_1 est décalé de $\Delta_{EIT}^{4\text{ niveaux}}$



(a) Contrôle résonant : Δ_C=0

(b) Contrôle désaccordé de Δ_C=-50 MHz

(c) Contrôle désaccordé de Δ_C=+50 MHz

(d) Contrôle désaccordé de Δ_C=+170 MHz

FIGURE 5.2 – Parties réelles des susceptibilités linéaires du milieu considéré avec deux niveaux excités $|e_1\rangle$ et $|e_2\rangle$ (courbe bleue en trait plein) et un seul niveau excité $|e_1\rangle$ (courbe noire en pointillé) en fonction du décalage à un photon du champ signal Δ_s.

et dissymétrique comparé à ce qu'il était dans un modèle à trois niveaux. L'atome à deux niveaux excités, "habillé" par le champ de contrôle, ne se décrit en réalité plus en terme d'un doublet mais d'un triplet. Cependant, dans ce cas limite, où le champ de contrôle est vu à résonance avec $s \leftrightarrow e_1$, la figure se compose du doublet présenté sur la figure, approximativement centré sur l'une des transitions, et d'une absorbtion similaire à celle de l'atome non perturbé sur la seconde transition $s \leftrightarrow e_2$. Dans le cas d'un champ de contrôle centré sur e_2 la situation serait inversée.

- La figure 5.2(b) est tracée pour un champ de contrôle décalé de 50 MHz vers le rouge de la transition $s \rightarrow e_1$. Les deux résonances à un photon sont quasiment non perturbées et centrées sur $s \rightarrow e_1$ en $\Delta_s = 0$ et $s \rightarrow e_2$ en $\Delta_s = 150$ MHz. La résonance Raman apparaît modifiée par rapport au cas d'un seul niveau excité. Elle est décalée

vers le rouge, puisqu'elle subit l'effet répulsif du second niveau e_2. De plus son amplitude a fortement diminué. On assiste en effet à des interférences destructives des deux chemins en Λ puisque dans ce cas, les désaccords aux deux résonances sont de même signe (négatif), et il nous faut comparer le produit des dipôles $d_{se_1}d_{ge_1} \propto \sqrt{\frac{1}{42}}\sqrt{\frac{5}{14}}$ et $d_{se_2}d_{ge_2} \propto \sqrt{\frac{5}{32}}\left(-\sqrt{\frac{3}{32}}\right)$. Les deux termes sont de signe opposés et se somment donc destructivement.

- La figure 5.2(c) donne le cas d'un champ de contrôle décalé de 50 MHz vers le bleu de la transition $s \to e_1$. Les désaccords aux deux résonances sont ici de signes opposés et les dipôles ne sont pas modifiés par rapport aux valeurs données au paragraphe précédent. On a ici une interférence constructive entre les deux chemins en Λ. En effet, la hauteur du pic Raman apparaît plus grande dans le cas de deux niveaux excités que dans celui d'un unique niveau excité.
- Enfin, la figure 5.2(d) donne le cas d'un champ de contrôle décalé de 170 MHz vers le bleu de la transition $s \to e_1$. Dans ce cas encore, les désaccords aux deux résonances sont de même signe (positif). On retrouve donc un effet d'interférence destructif. Le décalage avec la résonance obtenue dans le cas d'un seul niveau excité e_1 est aussi très marqué. En effet la proximité du niveau e_2 repousse la résonance de manière non négligeable.

L'effet du second niveau excité sur les figures EIT et Raman est donc non trivial. L'amplitude et la position des résonances sont modifiées par l'interaction avec $|e_2\rangle$. Ces écarts entre les modèles à 3 et 4 niveaux vont entraîner des comportements radicalement différents dans le cas d'un milieu élargi de manière inhomogène, dont traitent les prochains paragraphes.

A.3 Milieu élargi par effet Doppler

A.3.a Susceptibilité linéaire

Dans cette section, le milieu considéré contient des atomes en mouvement par rapport au référentiel du laboratoire dans lequel sont mesurés Δ_s et Δ_c. Comme il a été vu au paragraphe 4.D.1.b, les atomes voient les champs de contrôle et signal décalés par effet Doppler de la même quantité Δ_{Doppler}. Le désaccord à deux photons δ mesuré dans le référentiel du laboratoire est donc le même pour tous les atomes. La susceptibilité totale s'obtient comme en D.2 en intégrant les effets de chaque classe de vitesse. Il s'agit ici encore de mettre en évidence le rôle de chacune d'entre elle dans l'effet global.

La figure 5.3 montre l'évolution du coefficient d'absorption (partie imagi-

naire de la susceptibilité linéaire) pour différentes classes de vitesses d'atomes en fonction du désaccord du champ signal Δ_s dans le référentiel du laboratoire, c'est à dire du désaccord à deux photons δ pour toutes les classes de vitesses. Décrivons en détail cette figure.

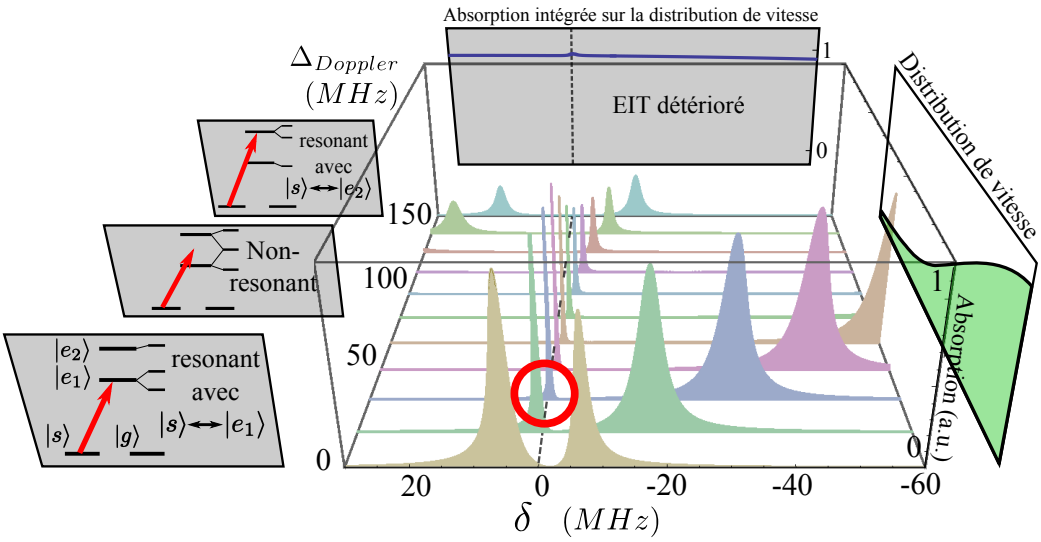


FIGURE 5.3 – La valeur du coefficient d'absorption (axe des ordonnées y) est tracée pour différentes classes de vitesses en fonction du désaccord à deux photons entre les champs de contrôle et signal $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ (axe des abscisses x). Le champ de contrôle est placé à résonance avec la transition $s \leftrightarrow e_1$ pour la classe de vitesse nulle et le champ signal est balayé entre $\Delta_s = -60$ MHz et $\Delta_s = +30$ MHz, ce qui revient à balayer de désaccord à deux photons δ entre ces mêmes valeurs. L'axe z en perspective donne les différentes valeurs de décalage Doppler Δ_{Doppler} considérés. A gauche, sont tracées les schémas atomiques qui résument la situation vue par les atomes des différentes classes de vitesse. A droite, la forme qualitative de la distribution de vitesse est donnée en fonction du décalage Doppler Δ_{Doppler}. Enfin, en arrière plan, le coefficient d'absorption, intégré sur une distribution de vitesse Gaussienne de largeur 161 MHz correspondant à une vapeur de Cesium à 300 K, est tracé en fonction de δ.

Considérons tout d'abord la classe de vitesse nulle, $\Delta_{\text{Doppler}} = 0$. Son profil d'absorption décrit le doublet quasiment symétrique par rapport à $\delta = 0$ présenté en figure 5.2(a). La fenêtre de transparence apparaît proche de $s \leftrightarrow e_1$ et est décalée par rapport au désaccord nul vers les fréquences négatives par l'effet du niveau e_2. On trouve un doublet de même nature pour la classe de vitesse qui voit un décalage Doppler $\Delta_{\text{Doppler}} = \omega_{e_1 e_2}$. En

effet celle-ci voit la situation symétrique de la précédente : sa fenêtre de transparence est vue centrée sur $s \leftrightarrow e_2$ et est décalée vers les fréquences positives par l'effet de e_1.

En augmentant progressivement la valeur du décalage Doppler de 0 à $\omega_{e_1e_2}$, il est possible de se faire une idée claire du rôle chaque classe de vitesse dans le résultat global. En effet, la figure 5.3 montre la transition continue d'un doublet à l'autre. Le pic d'absorption situé à $\delta > 0$ tend à devenir un pic d'absorbtion Raman quand le décalage Doppler augmente. Quand Δ_{Doppler} se rapproche de $\omega_{e_1e_2}$, ce pic Raman s'identifie avec un des pics formant le doublet centré sur $|e_2\rangle$: il s'agit de celui situé à $\delta < 0$. La transition continue de la première situation à la seconde se traduit donc par l'existence d'une classe de vitesse pour laquelle la résonance Raman est située dans la fenêtre de transparence des atomes de classe de vitesse nulle. Cette classe de vitesse a été entourée d'un cercle rouge sur la figure 5.3.

Le contraste avec le schéma à 3 niveaux est donc clair. Dans une structure avec un unique niveau excité, il était possible trouver une zone du désaccord à deux photons exempte de tout phénomène d'absorption : la transparence était conservée sur une étroite fenêtre, centrée sur $\delta = 0$. En ajoutant un second niveau excité, cette propriété n'est plus vraie, et il n'existe plus aucune zone du désaccord à deux photons préservée de pics d'absorption.

L'intégration sur la distribution de vitesse risque donc de détruire l'effet de transparence si des classes de vitesses nuisibles sont présentes dans le milieu, comme c'est le cas en figure 5.3. Il s'agit de celles dont le pic d'absorption Raman est obtenu pour un désaccord à deux photons δ situé à l'intérieur de la fenêtre de transparence des atomes de classe de vitesse nulle. La position de ce pic Raman dépend du type de milieu utilisé, mais il est qualitativement possible d'affirmer que si la largeur de la distribution de vitesse est de l'ordre de grandeur de l'écart entre les deux niveaux, alors la transparence risque fortement d'être amoindrie.

A.3.b Calcul des classes de vitesse nuisibles

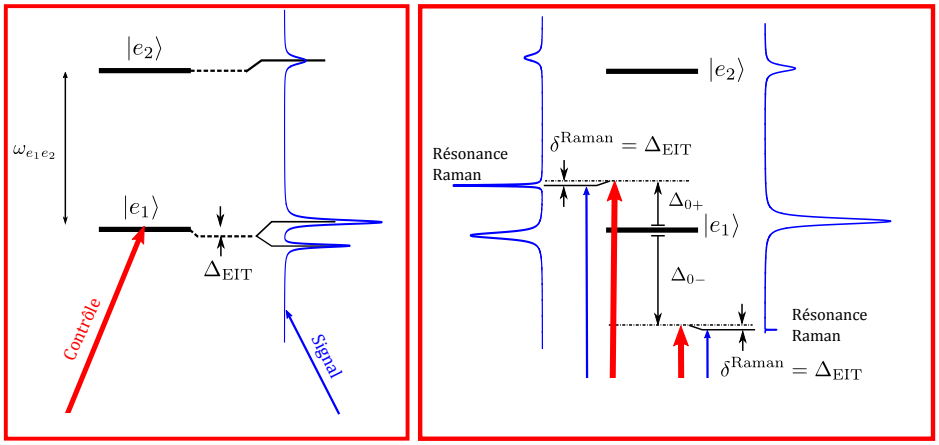
Il est possible de calculer le décalage Doppler Δ_0 pour lequel la résonance Raman se trouve exactement au centre de la fenêtre de transparence des atomes de classe de vitesse nulle. En effet, les atomes de classe de vitesse nulle voient le point EIT en $\delta = \Delta_{EIT}^{2\,\text{niveaux}}$. Il s'agit alors de déterminer la classe de vitesse dont la résonance Raman est décalée de $\delta^{\text{Raman}} = \Delta_{EIT}^{2\,\text{niveaux}}$. il faut donc résoudre :

$$\frac{{\Omega_{se_1}^c}^2}{\Delta_0} + \frac{{\Omega_{se_2}^c}^2}{\Delta_0 - \omega_{e_1e_2}} = -\frac{{\Omega_{se_2}^c}^2}{\omega_{e_1e_2}} \tag{5.21}$$

Cette équation se transforme aisément en une equation du second degré en Δ_0 qui présente deux solutions :

$$\Delta_{0\pm} = \frac{\omega_{e_1e_2}}{2} \left|\frac{\Omega^c_{se_1}}{\Omega^c_{se_2}}\right| \left(-\left|\frac{\Omega^c_{se_1}}{\Omega^c_{se_2}}\right| \pm 2\sqrt{1 + \frac{1}{4}\frac{{\Omega^c_{se_1}}^2}{{\Omega^c_{se_2}}^2}} \right) \tag{5.22}$$

Les deux solutions sont toujours situées de part et d'autre de la classe de vitesse nulle : $\Delta_{0-} < 0$ et $\Delta_{0+} > 0$ quels que soient $\Omega^c_{se_1}$ et $\Omega^c_{se_2}$. On vérifie également que $\Delta_{0+} < \omega_{e_1e_2}$ pour toute valeur de $\Omega^c_{se_1}$ et $\Omega^c_{se_2}$.



(a) Fenêtre de transparence décalée de Δ_{EIT} vue par les atomes de classe de vitesse nulle

(b) Classes de vitesses nuisibles Δ_{0+} et Δ_{0-} pour lesquelles le pic d'absorption Raman se trouve désaccordé de Δ_{EIT}

FIGURE 5.4 – **(a) :** Illustration du décalage Δ_{EIT} de la fenêtre de transparence pour les atomes de classe de vitesse nulle. **(b) :** Identification des classes de vitesses Δ_{0+} et Δ_{0-} qui absorbent à l'intérieur de cette fenêtre de transparence décalée : elles vérifient $\delta^{\mathrm{Raman}} = \Delta_{\mathrm{EIT}}$. Les niveaux d'énergies atomiques, marquant le centre des résonances à un photon sont indiqués par des traits pleins. Les courbes continues tracées verticalement décrivent le profil d'absorption du signal dans le cas d'un atome à deux niveaux excités e_1 et e_2 en configuration EIT dans le référentiel atomique : à gauche pour des atomes correspondant à Δ_{0+} et à droite pour des atomes correspondants à Δ_{0-}. L'axe vertical donne la fréquence du champ signal dans le référentiel atomique et l'axe horizontal l'amplitude du coefficient d'absorption.

Ces deux solutions sont schématisées sur la figure 5.4 où les deux résonances Raman Δ_{0+} et Δ_{0-} vérifiant $\delta^{\mathrm{Raman}} = \Delta_{\mathrm{EIT}}$ ont été mises en évidence. En effet, le décalage $\Delta_{\mathrm{EIT}}^{2\ \mathrm{niveaux}}$ de la fenêtre EIT pour la classe de vitesse nulle, induit par le niveau e_2, est négatif. Les résonances Raman recherchées sont donc situées à des désaccords à deux photons négatifs :

- Les classes de vitesses dont le décalage Doppler est négatif ont un pic d'absorption Raman qui se rapproche de $\delta = 0$ par valeurs négatives quand $|\Delta_{\text{Doppler}}|$ augmente. Il en existe donc une qui absorbe au niveau $\delta = \Delta_{\text{EIT}}^{4\text{ niveaux}}$. Il s'agit de Δ_{0-}. Étant donnée la faible valeur absolue de $\Delta_{\text{EIT}}^{2\text{ niveaux}}$, ce point devrait être atteint pour des atomes de grandes vitesses.
- Les classes de vitesses dont le décalage Doppler est positif et inférieur à $\omega_{e_1e_2}$ voient la transition continue décrite sur la figure 5.3 du pic Raman qui passe de $\delta > 0$ à $\delta < 0$. L'absorption se produit donc pour une de ces classes de vitesses en $\Delta_{\text{EIT}}^{2\text{ niveaux}}$. Il s'agit de la solution Δ_{0+}. $|\Delta_{0+}|$ est borné par $\omega_{e_1e_2}$ et devrait donc correspondre à des classes de vitesses inférieures à celles qui donnent $|\Delta_{0-}|$. On trouvera donc plus d'atomes concernés par ce décalage Doppler Δ_{0+}.
- Les classes de vitesses dont le décalage Doppler est positif et supérieur à $\omega_{e_1e_2}$ ont un pic d'absorption Raman qui se rapproche de $\delta = 0$ par valeurs positives. Elles n'apportent donc aucune contribution à l'absorption au centre de la fenêtre EIT.

Dans le cas du ^{133}Cs avec les niveaux précisés au début du chapitre, les classes de vitesse nuisibles obtenues sont : $\Delta_{0+} = 48$ MHz et $\Delta_{0-} = -71$ MHz. Les valeurs des dipoles considérés sont :

- $d_{ge_1} = \langle F = 3, m_F = +1|\hat{d}|F' = +2, m_F = +2\rangle \propto \sqrt{\frac{1}{42}}$,
- $d_{ge_2} = \langle F = 3, m_F = +1|\hat{d}|F' = +3, m_F = +2\rangle \propto \sqrt{\frac{5}{32}}$.

On vérifie bien que $\Delta_{0+} < \omega_{e_1e_2} = 151$ MHz, c'est à dire que le décalage Doppler vu par cette classe de vitesse place le champ de contrôle entre les deux niveaux excités comme prévu dans les paragraphes précédents.

Conclusion sur le modèle à deux niveaux excités

Le modèle de l'atome à deux niveaux excités a donc permis de mettre en évidence les différences fondamentales qu'induit la prise en compte d'un second niveau excité dans les propriétés de l'EIT. Les modifications de position et d'amplitude des résonances ont été analysées et décrites en terme d'interférences entre structures en Λ. Elles entraînent notamment, dans les milieux élargis de manière inhomogène, l'absence de zone particulière où la transparence est préservée pour tous les atomes du milieu, comme c'était le cas dans le modèle de l'atome à trois niveaux. Lorsque l'élargissement inhomogène est de l'ordre de l'écartement entre les niveaux excités, une diminution des effets de transparence est prévue. Cela est dû à l'existence de classes d'atomes précises qui absorbent à l'intérieur de la zone de transparence initialement prévue. L'étude a été menée dans un milieu élargi par effet Doppler, mais ses

conclusions restent valides quelle que soit la cause d'élargissement inhomogène.

B Modèle appliqué à la raie D_2 du ^{133}Cs

La section précédente a montré comment l'introduction de niveaux excités modifiait fondamentalement les propriétés de l'EIT en présence d'élargissement inhomogène. Il s'agit dans cette section de présenter un modèle atomique plus détaillé pour décrire l'interaction lumière-matière telle qu'elle se produit dans un gaz d'atomes de ^{133}Cs chauds sur la raie D_2.

B.1 Généralisation à n niveaux excités

B.1.a Susceptibilité

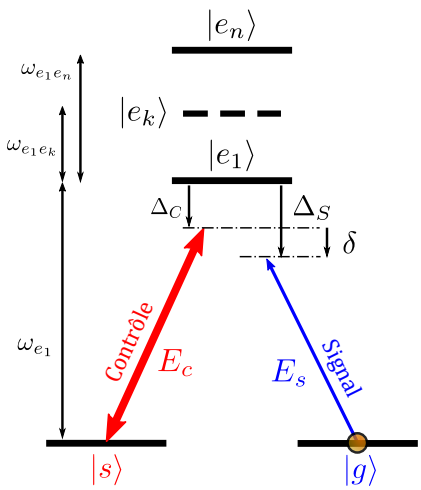


FIGURE 5.5 – Schéma atomique à n niveaux excités

Les expressions obtenues dans le cas de deux niveaux excités peuvent être généralisées au cas où il y a $n \geq 2$ niveaux excités $|e_1\rangle$ ... $|e_n\rangle$ intervenant dans l'interaction en Λ. Les notations de la section précédente sont conservées et généralisées avec l'indice k décrivant les multiples niveaux de 1 à n. En particulier, $\omega_{e_k e_{k'}} = \omega_{e_{k'}} - \omega_{e_k}$.

Les cohérences optiques entre les niveaux $|g\rangle$ et $|e_k\rangle$ s'écrivent désormais :

$$\tilde{\rho}^{(1)}_{e_k g} = -\frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta_{e_k g}}\,\Omega^s_{e_k g}\left(1 + \frac{\left|\Omega^c_{se_k}\right|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_k g}}\right) - \frac{\rho^{(0)}_{gg}}{2\Delta'_{sg}}\,\frac{\Omega^c_{se_k}}{2\Delta_{e_k g}}\sum_{k'\neq k}\frac{\Omega^c_{se_{k'}}\,\Omega^s_{ge_{k'}}}{2\Delta_{e_{k'} g}} \quad (5.23)$$

et la susceptibilité linéaire du milieu prend la forme suivante :

$$\frac{{\varepsilon_s}^2}{n_0\hbar}\,\chi = -\sum_k \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta_{e_k g}}\,\left|\Omega_{e_k g}^s\right|^2\left(1+\frac{\left|\Omega_{se_k}^c\right|^2}{4\Delta'_{sg}\Delta_{e_k g}}\right)-\frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta'_{sg}}\sum_{k,k',k'\neq k}\frac{\Omega_{se_k}^c\;\Omega_{e_k g}^s}{2\Delta_{e_k g}}\,\frac{\Omega_{se_{k'}}^c\;\Omega_{ge_{k'}}^s}{2\Delta_{e_{k'} g}} \tag{5.24}$$

avec :

$$\Delta_{e_k g} = i\;\gamma_{e_k g} + (\Delta_s - \omega_{e_1 e_k}) \tag{5.25}$$

$$\Delta'_{sg} = i\;\gamma_{sg} + \delta - \sum_k \frac{{\Omega_{se_k}^c}^2}{\Delta_{e_k g}} \tag{5.26}$$

B.1.b Amplitudes

La susceptibilité peut, comme au paragraphe A.2.a de ce chapitre, être exprimée en utilisant les amplitudes A_{e_k} définies comme :

$$A_{e_k} = \frac{\Omega_{se_k}^c\;\Omega_{e_k g}^s}{2\Delta_{e_k g}} \tag{5.27}$$

L'expression (5.24) se réécrit sous la forme :

$$\frac{{\varepsilon_s}^2}{n_0\hbar}\,\chi = -\rho_{gg}^{(0)}\sum_k \frac{\left|\Omega_{e_k g}^s\right|^2}{2\Delta_{e_k g}} - \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta'_{sg}}\sum_k |A_{e_k}|^2 - \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta'_{sg}}\sum_{k,k',k'\neq k} 2\;A_{e_k}\;A_{e_{k'}} \tag{5.28}$$

$$= -\rho_{gg}^{(0)}\sum_k \frac{\left|\Omega_{e_k g}^s\right|^2}{2\Delta_{e_k g}} - \frac{\rho_{gg}^{(0)}}{2\Delta'_{sg}}\left(\sum_k A_{e_k}\right)^2 \tag{5.29}$$

Comme précédemment, l'expression (5.28), met en évidence trois termes :
- le premier correspond à la somme des contributions des sytèmes à deux niveaux $|g\rangle \longleftrightarrow |e_k\rangle$,
- le second terme correspond à la somme des contributions des différents systèmes en Λ de type $|g\rangle \overset{E_s}{\longleftrightarrow} |e_k\rangle \overset{E_c}{\longleftrightarrow} |s\rangle$ pris chacun de manière isolé,
- le troisième terme correspond aux interactions entre les différents chemins en Λ caractérisés par leurs amplitudes A_k.

Les deux derniers termes décrits sont regroupés dans l'expression (5.29) afin d'illustrer la notion d'interférence utilisée pour décrire les interactions entre les multiples structures en Λ.

B.1.c Déplacement des résonances

Les expressions des décalages des résonances EIT et Raman, obtenues dans la section de chapitre précédente, peuvent également être généralisées en employant des méthodes identiques à celles utilisées au paragraphe A.2.b.

Pour un champ de contrôle résonnant avec la transition $|s\rangle \leftrightarrow |e_j\rangle$ dans le référentiel du laboratoire, la fenêtre de transparence EIT associée à ce niveau est décalée par la présence des autres niveaux de Δ_{EIT} :

$$\Delta_{EIT}^{\text{n niveaux}} = -\sum_{k=1,k\neq j}^{n} \frac{{\Omega_{se_k}^c}^2}{\omega_{e_1 e_k}} \tag{5.30}$$

Lorsque le champ de contrôle est placé loin des transitions atomiques, la résonance Raman est décalée du désaccord à deux photons nul d'une quantité δ^{Raman} :

$$\delta^{\text{Raman}} = \sum_{k=1}^{n} \frac{{\Omega_{se_k}^c}^2}{\Delta_c - \omega_{e_1 e_k}} \tag{5.31}$$

B.1.d Calcul des classes de vitesses nuisibles

Le champ de contrôle est placé au voisinage de la résonance avec le niveau $|e_j\rangle$ dans le référentiel du laboratoire. Les classes de vitesses nuisibles sont définies comme au paragraphe A.3.b. Pour ces dernières, le décalage Doppler Δ_0 est tel qu'une résonance d'absorption Raman se produit exactement au centre de la nouvelle fenêtre de transparence des atomes de classe de vitesse nulle. Il faut donc résoudre :

$$\Delta_{EIT}^{\text{n niveaux}} = \delta^{\text{Raman}} \Leftrightarrow -\sum_{k\neq j} \frac{{\Omega_{se_k}^c}^2}{\omega_{e_1 e_k}} = \sum_{k=1}^{n} \frac{{\Omega_{se_k}^c}^2}{\Delta_c - \omega_{e_1 e_k}} \tag{5.32}$$

Il existe donc n éventuelles classes de vitesses qui contribuent efficacement à la disparition de l'effet de transparence.

Dans le cas expérimental étudié ici le champ de contrôle est placé à résonance avec la transition $|s\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$. Les niveaux considérés sont :

- $|e_1\rangle = |F' = 2, m_F = +2\rangle$ avec $d_{se_1} \propto +\sqrt{\frac{1}{42}}$,
- $|e_2\rangle = |F' = 3, m_F = +2\rangle$ avec $d_{se_2} \propto +\sqrt{\frac{5}{32}}$,
- $|e_3\rangle = |F' = 4, m_F = +2\rangle$ avec $d_{se_3} \propto +\sqrt{\frac{25}{224}}$.

Les classes de vitesses nuisibles obtenues sont alors : $\Delta_1 = -65$ MHz, $\Delta_2 = +46$ MHz et $\Delta_3 = +306$ MHz. Ces valeurs s'expliquent de la même manière que dans le cas à deux niveaux excités :

- Δ_1 correspond aux atomes se déplaçant dans le sens de la propagation du champ qui voient leur pic Raman se rapprocher de zéro par valeur négatives et donc croiser le point $\Delta_{\text{EIT}}^{3\text{ niveaux}} < 0$.
- Les deux autres solutions sont atteintes aux deux seuls autres endroits où le pic Raman peut se situer à des décalages négatifs proches de zéro, c'est à dire lorsque le champ de contrôle est vu entre les niveaux excités et que l'on passe d'un doublet Autler Townes à un autre. On vérifie bien que $0 < \Delta_2 = +46$ MHz $< \omega_{e_1e_2} = 151$ MHz et $\omega_{e_1e_2} = 151$ MHz $< \Delta_3 = +306$ MHz $< \omega_{e_1e_2} + \omega_{e_2e_3} = 352$ MHz.

Précisons que si le champ de contrôle est placé proche de $|e_3\rangle$, $\Delta_{\text{EIT}}^{3\text{ niveaux}}$ sera positif et il faut inverser le raisonnement précédent. Enfin, $\Delta_{\text{EIT}}^{3\text{ niveaux}}$ peut être de signe positif ou négatif si on choisit de regarder l'EIT autour du niveau $|e_2\rangle$ en plaçant le champ de contrôle à son voisinage.

B.2 Modèle expérimental à 4 niveaux excités

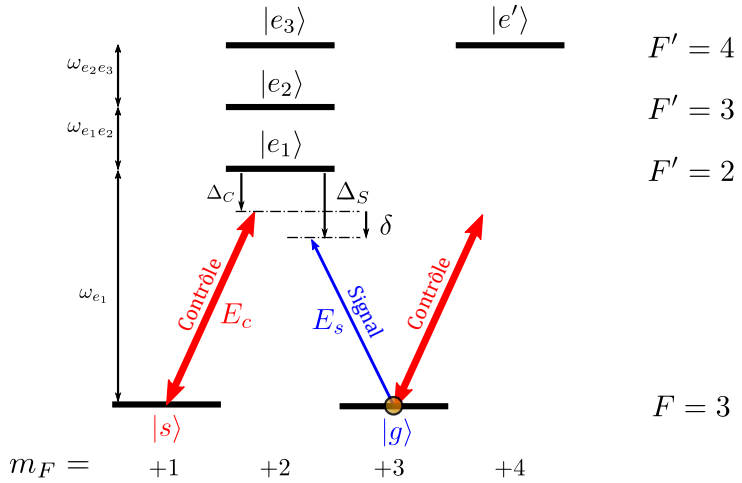


FIGURE 5.6 – Schéma atomique considéré pour modéliser les résultats expérimentaux.

Un dernier niveau est considéré dans le cadre de l'interaction sur la raie D_2 du Cs représentée sur la figure 5.6. Il s'agit de $|e'\rangle = |^6P_{3/2}, F' = 4, m_F = +4\rangle$ qui est couplé par le faisceau de contrôle au niveau fondamental $|g\rangle = |^6S_{1/2}, F' = 3, m_F = +3\rangle$. Il n'introduit pas de nouveau chemin en Λ car il n'est couplé à aucun niveau par le champ signal. Son action est donc différente des autres niveaux jusque là pris en compte. En effet, il n'aura par exemple que peu d'influence sur les amplitudes des transitions Raman dont on calculait les effets d'interférences dans les paragraphes précédents.

Par contre, son effet se traduit principalement par un déplacement Stark du niveau fondamental $|g\rangle$. Il introduit ainsi un décalage supplémentaire sur la position des pics d'absorption Raman ainsi que sur la position de la fenêtre de transparence EIT.

Les formules de la susceptibilité, des shifts et de la fenêtre de transparence qui prennent en compte cet effet augmentent en complexité et n'apportent qualitativement pas d'élément qualitatif nouveau à la physique du processus. Elles ne seront donc pas détaillées dans ce manuscrit. On peut néanmoins trouver leur expression exacte dans [Mishina et al., 2011].

Précisons tout de même les nouvelles positions de la fenêtre de transparence et des pics Ramans :

$$\Delta_{\text{EIT}}^{\text{4 niveaux}} = -\frac{{\Omega_{se_2}^c}^2}{\omega_{e_1e_2}} - \frac{{\Omega_{se_3}^c}^2}{\omega_{e_1e_2}+\omega_{e_2e_3}} - \frac{{\Omega_{se'}^c}^2}{\omega_{e_1e_2}+\omega_{e_2e_3}+\omega_{sg}} \tag{5.33}$$

$$\delta^{\text{Raman}} = \frac{{\Omega_{se_1}^c}^2}{\Delta_c} + \frac{{\Omega_{se_2}^c}^2}{\Delta_c-\omega_{e_1e_2}} + \frac{{\Omega_{se_3}^c}^2}{\Delta_c-\omega_{e_1e_2}-\omega_{e_2e_3}} + \frac{{\Omega_{se'}^c}^2}{\Delta_c-\omega_{e_1e_2}-\omega_{e_2e_3}-\omega_{sg}} \tag{5.34}$$

Conformément au paragraphe 4.B.4, l'écart entre les niveaux fondamentaux a été négligé dans les modèles précédents. Ici cependant, il est nécessaire de le prendre en compte au niveau des corrections introduites par le niveau $|e'\rangle$. En effet, le faisceau de contrôle couple dans ce cas le niveau fondamental $|g\rangle$, et les énergies intervenant dans le couplage doivent être calculées depuis cette origine, c'est à dire décalée de ω_{sg}.

Les classes de vitesses nuisibles sont alors solutions de l'équation $\Delta_{EIT}^{\text{4 niveaux}} = \delta^{\text{Raman}}$. Trois solutions sont obtenues numériquement :

- $\Delta_1 = -58$ MHz <0,
- $\Delta_2 = +44$ MHz $< \omega_{e_1e_2} = 151$ MHz
- $\Delta_3 = +260$ MHz $< \omega_{e_1e_2} + \omega_{e_2e_3} = 352$ MHz.

Le modèle atomique proposé dans ce paragraphe est celui qui est finalement adopté pour la comparaison avec l'expérience réelle réalisée dans la section de chapitre qui suit.

C Effets de la distribution de vitesse

C.1 Écart expérimental à la distribution Gaussienne

L'expression de la susceptibilité pour un faisceau de sonde seul traversant un milieu atomique homogène à trois niveaux excités $|e_1\rangle$, $|e_2\rangle$ et $|e_3\rangle$ est

donnée par :

$$\mathrm{Im}\{\chi(\Delta)\} \propto \sum_{k=1}^{3} \frac{{d_{ge_k}}^2}{1+(\Delta_s+\omega_{e_1e_k}/\gamma_e)^2} \tag{5.35}$$

où k est l'indice courant sur les trois niveaux excités, Δ_s représente le désaccord à un photon pour le niveau $|e_1\rangle$, $\omega_{e_1e_k}$ est l'écart en fréquence entre le niveau 1 et le niveau k, d_{ge_k} le dipôle de la transition $|g\rangle \leftrightarrow |e_k\rangle$, et $\gamma_e = 5.2$ MHz le taux de relaxation des populations des niveaux excités.

Il s'agit de la somme de trois Lorentziennes, de largeur $\gamma_e = 5.2$ MHz, centrées sur les transitions atomiques, pondérées du carré du dipôle associé à la transition. Dans notre cas expérimental, ces valeurs sont : ${d_{ge_2}}^2 = 0.26 \cdot {d_{ge_1}}^2$ et ${d_{ge_3}}^2 = 0.02 \cdot {d_{ge_1}}^2$

Le coefficient d'absorption du faisceau de sonde en fonction de son décalage à la résonance est donc obtenu par la convolution de la réponse du milieu homogène par le profil Gaussien décrivant l'élargissement Doppler. Étant donné $\Gamma_{\mathrm{Doppler}} \gg \gamma_e$, les Lorentziennes de largeur γ_e peuvent être approximées par des distributions de Dirac. La réponse du milieu devient alors la somme de trois Gaussiennes de largeur $\Gamma_{\mathrm{Doppler}}$ centrées sur les transitions atomiques.

La figure 5.7 montre une courbe expérimentale donnant l'épaisseur optique e en fonction du désaccord à un photon Δ_s pris par rapport à la transition $|g\rangle \rightarrow |e_1\rangle$. La courbe expérimentale est alors comparée avec différents profils d'absorption obtenus avec des distributions de vitesses Gaussiennes de différentes largeurs. L'épaisseur optique est définie comme $e = -\mathrm{Log}(T)$ où T est la transmission du champ de sonde au travers du milieu en configuration d'EIT. La puissance du faisceau de sonde est typiquement de quelques dizaines de nanowatts répartie sur une section de 0.7 cm^2, et se situe donc bien en dessous de la puissance de saturation (de l'ordre du milliwatt pour un faisceau de section 1 cm^2 sur la raie D_2 du ^{133}Cs [Steck, 2008]). La puissance du faisceau de contrôle est de 200 mW, et sa section est identique à celle du signal. Elle n'intervient cependant pas dans cette étude préliminaire on l'on s'interesse à l'absorption à un photon de la sonde. Les effets à deux photons sont considérés comme négligeables loin du désaccord à deux photon nul ($\delta = 0 \Leftrightarrow \Delta_s = 0$), c'est donc dans cette gamme de fréquences ($\Delta_s \gg \gamma_e$) que l'épaisseur optique expérimentale est comparée avec les profils théoriques. Les profils théoriques tracés correspondent à la somme de trois Gaussiennes décalées de 0, 151 et 352 MHz par rapport au désaccord nul $\Delta_s = 0$, pondérées des coefficients respectifs 1, 0.26 et 0.02. Le profil d'absorption d'un milieu homogène est rajouté, afin de mieux visualiser le poids relatif des différentes transitions mises en jeu.

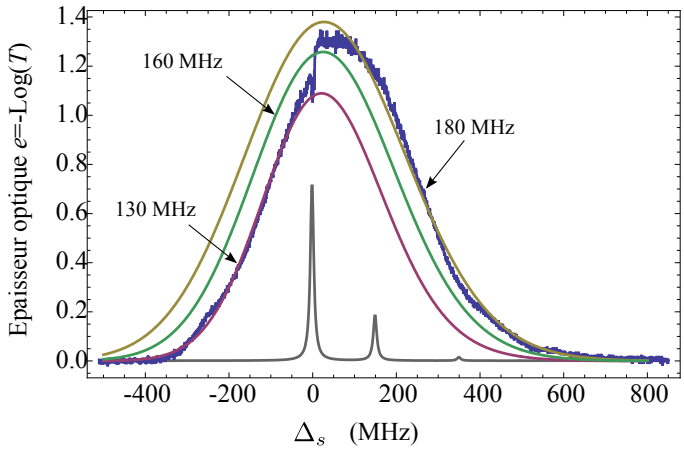


FIGURE 5.7 – L'épaisseur optique du milieu est tracée en fonction du désaccord à la résonance à un photon $F = 3 \rightarrow F' = 2$ noté Δ_s. Elle est comparée avec le profil théorique obtenu à partir d'une distribution de vitesse Gaussienne de largeur 160 MHz. Des ajustements Gaussiens sur les flancs droits et gauche du profil expérimental sont réalisés et donnent des courbes de largeurs 180 MHz et 130 MHz.

La distribution expérimentale est comparée avec celle calculée pour un milieu à la température $t = 35°\mathrm{C} \Leftrightarrow \Gamma_{\mathrm{Doppler}} = 163$ MHz comme c'est le cas expérimentalement. La distribution expérimentale s'écarte manifestement de la distribution théorique de manière assez importante. Les tentatives d'ajustement de la courbe expérimentale par deux autres profils de vitesses Gaussiens montrent qu'il est assez aisé de reproduire le flanc de droite ou de gauche du profil expérimental par des distributions de 130 et 180 MHz de largeur. En revanche, un ajustement sur toute l'étendue de la distribution s'écarte de manière conséquente de l'expérience et donne une Gaussienne similaire à la distribution théorique (on obtient une largeur de 158 MHz).

Ces résultats conduisent donc à constater que l'action des différents champs sur le milieu en configuration d'EIT modifie la distribution de vitesse. L'action des différentes classes de vitesses étant à l'origine de l'effet que l'on souhaite étudier, il va être primordial de prendre en compte la distribution réelle des vitesses atomiques. Il est donc nécessaire pour la suite de l'étude de tenter d'ajuster au mieux le profil d'absorption obtenu sur toute la largeur Doppler afin d'en déduire le profil de la distribution de vitesse réelle. Les effets à deux photons sont considérés comme négligeables loin de $\Delta_s = 0$. Il n'est cependant pas possible d'avoir accès au coefficient d'absorption à un photon à proximité de la zone de transparence, c'est à dire autour de $\Delta_s = 0$. En effet, ici les effets à deux photons dominent et l'épaisseur optique mesurée

ne reflète pas la distribution de vitesse. Le nombre d'atomes dans l'entourage de la classe de vitesse nulle demeure donc un paramètre ajustable, dont les tendances dans les modélisations proposées ultérieurement seront motivées.

C.2 Rôle du pompage optique

Pour expliquer les profils expérimentaux observés, les effets de pompage optique sur la distribution de vitesses doivent être pris en compte. Les ordres de grandeur expérimentaux donnés ici proviennent de mesures que l'on peut retrouver aux paragraphes A.2 et A.5 du chapitre 8.

C.2.a Pompage optique et distribution de vitesse

Aux temps courts, c'est-à-dire du même ordre de grandeur que l'inverse des fréquences de Rabi (quelques mégahertz) des faisceaux de pompe mis en jeu, le pompage optique est un phénomène naturellement sélectif en vitesse atomique. Il dépend en effet du caractère résonant d'un champ excitateur avec une transition atomique pour promouvoir la population d'un niveau fondamental précis vers un niveau excité d'où elle relaxe vers d'autres niveaux fondamentaux non couplés au champ et s'y accumuler. Ainsi, seules les classes de vitesses voyant effectivement le champ à résonance subiront un pompage efficace. La largeur de la distribution créée après pompage optique devrait donc être limitée par γ_e. Cependant, si les faisceaux de pompe sont de forte intensité, la distribution s'élargit et devient limitée par $\sqrt{{\gamma_e}^2 + \Omega^2}$.

Aux temps longs cependant, la largeur de la distribution de vitesse issue du pompage optique tend à revenir à la Gaussienne initiale. En effet, les classes de vitesses non nulles ont une probabilité faible mais non nulle de passer dans l'état excité via un pompage de non résonant. Elles subissent donc le pompage optique après un temps suffisamment long qui dépend de l'écart du champ de pompe à la résonance vu par l'atome. De surcroît, les collisions entre atomes ou avec les parois changent les vitesses des atomes qui passent d'une classe à l'autre et finissent par voir le champ résonant. Ainsi toutes les classes de vitesses se retrouveront dans l'état voulu. Ces collisions permettent également une thermalisation de la population atomique d'un même niveau dont la distribution de vitesse tend à redevenir la Gaussienne Doppler initiale au sein des populations de chaque niveau. A 35°C, la vitesse quadratique moyenne des atomes ayant été calculée à 137 m/s, l'écart moyen entre deux chocs sur les parois d'une cellule de dimensions centimétriques est de l'ordre de 100 μs.

Le cas expérimental correspond à un cas intermédiaire. En effet, l'échelle des temps infiniment longs n'est jamais atteinte puisque les populations des

différents niveaux fondamentaux relaxent avec un temps caractéristique T_1 de l'ordre de 100 ms dans notre cas expérimental. L'état stationnaire est donc une distribution de vitesse dont les écarts au caractère Gaussien et l'asymétrie sont témoins de la compétition qui règne entre pompage, thermalisation et relaxation des niveaux fondamentaux.

C.2.b Cas expérimental

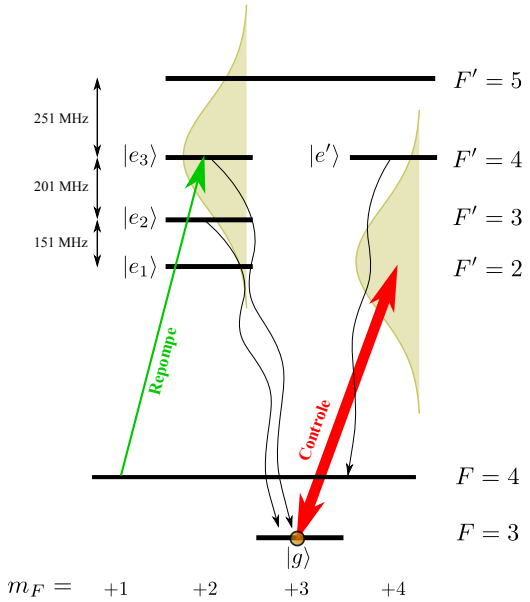


FIGURE 5.8 – Événements mis en jeu lors du processus de pompage optique. Deux champs sont présents : le champ de contrôle et celui de repompe. Les flèches en zigzag indiquent les phénomènes de relaxation qui participent aux effets de pompage optique dans le niveau $|g\rangle$. Les effets des niveaux $F' = 5$ et $F' = 2$ sont négligés car les atomes ne peuvent pas se désexciter vers $|g\rangle$ dans le cas du premier et, ne peuvent pas être excités par la repompe dans le cas du second. Les profils tracées en arrière plan décrivent une distribution de vitesse Gaussienne telle que Γ_{Doppler} =160 MHz. Ils donnent une image de l'ensemble des fréquences qui sont vues par les différentes classes de vitesses présentes dans le milieu.

Comme l'illustre la figure 5.8, la préparation expérimentale des atomes dans le bon niveau atomique s'effectue au moyen de deux champs principaux : le champ de contrôle et un champ de repompe. Le champ de contrôle est polarisé σ^+ et résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. Le champ de repompe est aussi polarisé σ^+ et résonant avec la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$. Leurs

effets sur la distribution de vitesse sont pris en compte indépendamment l'un de l'autre :

- L'effet principal de la repompe sur la distribution de vitesse est de créer une accumulation de population atomique dans le niveau $|g\rangle$ pour certaines classes de vitesses. Il s'agit de celles qui voient la repompe résonante avec une transition optique susceptible de réaliser du pompage optique vers $F = 3$. Pour la classe de vitesse nulle, la repompe est résonante avec $F = 4 \rightarrow F' = 4$, et pour les atomes co-propagatifs avec le faisceau de repompe dont le décalage Doppler vaut $\Delta_{\text{Doppler}} = -200$ MHz, elle est résonante avec $F = 4 \rightarrow F' = 3$. L'effet dominant en pratique concerne la classe de vitesse nulle (le dipôle est trois fois plus important). Il est pris en compte en rajoutant à la distribution de vitesse Gaussienne, un profil Lorentzien centrée sur zéro et d'amplitude et de largeur ajustables.
- L'effet du champ de contrôle se fait via le niveau $|e'\rangle$. Les atomes contra-propagatifs avec ce dernier et de grande classe de vitesse voient sa fréquence se rapprocher de la résonance avec la transition $g \rightarrow e'$. De plus, son intensité grande devant I_{sat} augmente la largeur sur laquelle s'effectue le pompage. Son influence est prise en compte en retranchant à la distribution de vitesse Gaussienne de $|g\rangle$ une Lorentzienne centrée sur $\Delta_{\text{Doppler}} = 352$ MHz d'amplitude et de largeur ajustables. Il est également possible de modéliser l'effet du champ de contrôle par un polynôme de degré suffisamment élevé multiplié au profil Gaussien initial afin d'adapter finement sa forme au profil expérimental. L'ajustement obtenu est tout aussi bon.

En figure 5.9, sont tracées les courbes d'ajustement de l'épaisseur optique expérimentale obtenues avec Mathematica. La fonction "FindFit" est utilisée pour ajuster les paramètres de la distribution de vitesse décrits précédemment de sorte que l'épaisseur optique (qui prend en compte les trois résonances atomiques) coïncide avec l'expérience. Les deux courbes marquées "Profils Ref." décrivent l'épaisseur optique induite par l'absorption à un photon du champ signal est tracée lorsque seule la résonance atomique $F = 3 \rightarrow F' = 2$ est présente. Elles sont tracées en normalisant leur maximum à 1 et permettent d'avoir un aperçu direct des distributions de vitesses issues des ajustements réalisés.

Les deux courbes bleues correspondent aux ajustements réalisés en prenant uniquement en compte l'influence du champ de contrôle. Les courbes rouges prennent en compte l'influence de la repompe sous la forme de la Lorentzienne précédemment décrite (centrée sur la classe de vitesse nulle) qui a été simplement sommée à l'ajustement précédent. Ces ajustements décrivent bien le profil d'épaisseur optique expérimentalement mesuré loin de la réso-

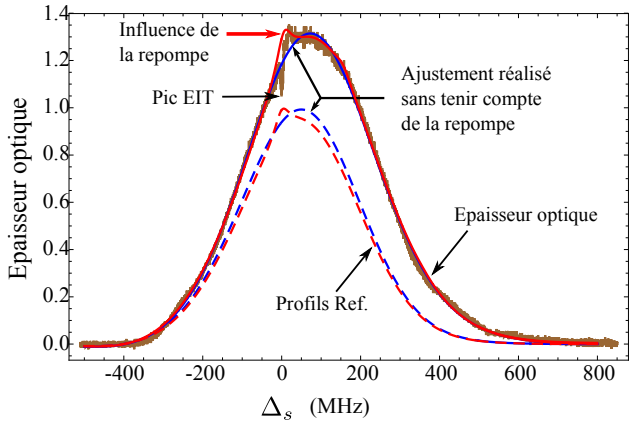


FIGURE 5.9 – Epaisseur optique expérimentale superposée à ses ajustements avec (courbe rouge) et sans (courbe bleue) l'effet de la repompe. Les deux ajustements de la distribution de vitesse obtenus peuvent être visualisés sur les deux courbes marquées "Profils Ref.". Elles donnent en réalité l'épaisseur optique induite par l'absorption à un photon du champ signal lorsqu'une seule résonance atomique, $F = 3 \rightarrow F' = 2$, est présente et sont tracées en normalisant leur maximum à 1.

nance à deux photons obtenue en $\Delta_s = 0$. Comme précisé précédemment, en $\Delta_s = 0$, le pic de transparence nous empêche d'avoir accès à la distribution de vitesse. Cependant la légère augmentation de l'épaisseur optique au voisinage de $\Delta_s = 0$ due à l'accumulation d'atomes dans la classe de vitesse nulle par la repompe est visible.

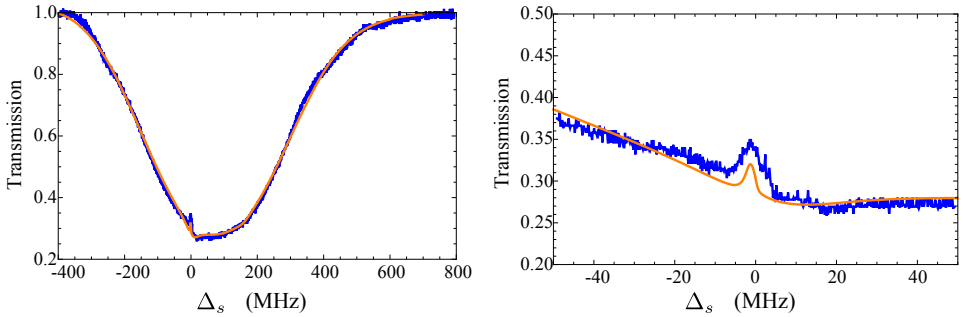
C.3 Comparaison simulation-expérience

Dans cette section, les profils EIT obtenus expérimentalement dans une vapeur chaude de Cesium à 35°C en configuration EIT sont comparés avec la théorie développée dans les paragraphes précédents. Deux cas vont être étudiés. Dans le premier, le champ de contrôle est placé à résonance avec la transition $|g\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$ dans le référentiel du laboratoire. Dans le second, il est désaccordé par rapport à toutes les résonances atomiques à un photon.

C.3.a Champ de contrôle résonant

Le champ de contrôle est ici placé à résonance avec la transition $|g\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$. La sonde a une puissance de quelques dizaines de nanowatts répartis sur une section d'environ 0.7 cm^2, et le faisceau de contrôle est de puissance 200 mW et de rayon à $1/e^2$ égal à 0.5 cm, correspondant à une fréquence de Rabi

de 13 MHz. Une courbe expérimentale typique de transmission d'un faisceau de sonde est donnée en figure 5.10(a). Elle est superposée avec le résultat du calcul de la transmission avec le modèle à quatre niveaux excités exposé précédemment (courbe orange). Le pic observé en $\Delta_s = 0$ correspond à la fenêtre d'EIT où la transparence apparaît effectivement réduite par rapport au modèle idéal à 3 niveaux. La courbe théorique donnée par le modèle décrit précédemment reproduit très bien l'observation expérimentale.



(a) Comparaison théorie/expérience. (b) Zoom

FIGURE 5.10 – Comparaison des données expérimentales avec le modèle théorique développé dans les chapitres précédents pour une expérience d'EIT dans une vapeur chaude de Cs. T=35°C, $\Omega^c_{ge_1} \simeq 13$ MHz.

Il convient de rappeler que la distribution de vitesse utilisée dans la simulation a été ajustée sur le profil d'épaisseur optique expérimental. La bonne correspondance du profil de transmission simulé et du tracé expérimental sur les zones de désaccord Δ_s $[-400, -50]$ et $[50, 800]$ n'est donc pas un critère pertinent pour juger de la validité du modèle. Toute l'information sur la pertinence du modèle théorique est en fait contenue dans la zone de désaccord où les effets à deux photons prédominent : autour de la zone de transparence. Un zoom autour de cette zone d'intérêt est tracé en figure 5.10(b). Il révèle une très bonne concordance entre l'expérience et la simulation.

A titre de comparaison, et afin de montrer la pertinence des modélisations de l'interaction lumière matière et de la distribution de vitesse, ces deux paramètres sont pris en compte de manière isolée dans la figure 5.11. Le résultat du calcul à partir du modèle à un seul niveau excité est donné par la courbe bleue en gras. La propriété du schéma en Λ qui préserve la transparence au niveau du désaccord à deux photons nul y est clairement marquée. Le résultat du calcul pour un modèle à 4 niveaux excités avec une distribution de vitesse thermique est également proposé. Il s'agit de la courbe orange en trait fin où le pic de transparence a disparu pour laisser place à un pic d'absorption. En effet, le nombre d'atomes contenus dans des classes de vitesses nuisibles

a été surévalué par rapport au profil réel de la distribution de vitesse. Ainsi un surcroît d'absorption est prévu à la place du pic de transparence.

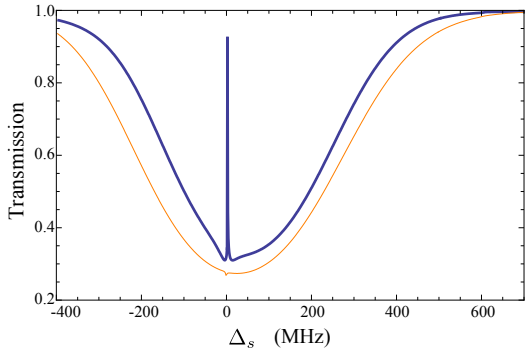


FIGURE 5.11 – Simulation des effets d'EIT dans les cas d'une distribution de vitesse Gaussienne dans une structure à quatre niveaux excités (courbe orange en trait fin) et d'une distribution de vitesse ajustée dans une structure atomique à un seul niveau excité (courbe bleue en gras). La transmission du milieu est tracée en fonction du désaccord Δ_s à la résonance de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. La valeur de la densité optique est prise égale à celle issue de l'ajustement sur le profil expérimental présenté en figure 5.10(b).

Un accord relativement bon entre la théorie et l'expérience est donc obtenu. On peut donc supposer que les effets principaux ont bien été pris en compte dans le modèle théorique décrit au paragraphe B.2. Ce dernier apporte donc effectivement une compréhension nouvelle des effets qui se déroulent au sein du gaz d'atomes chauds.

C.3.b EIT non résonant

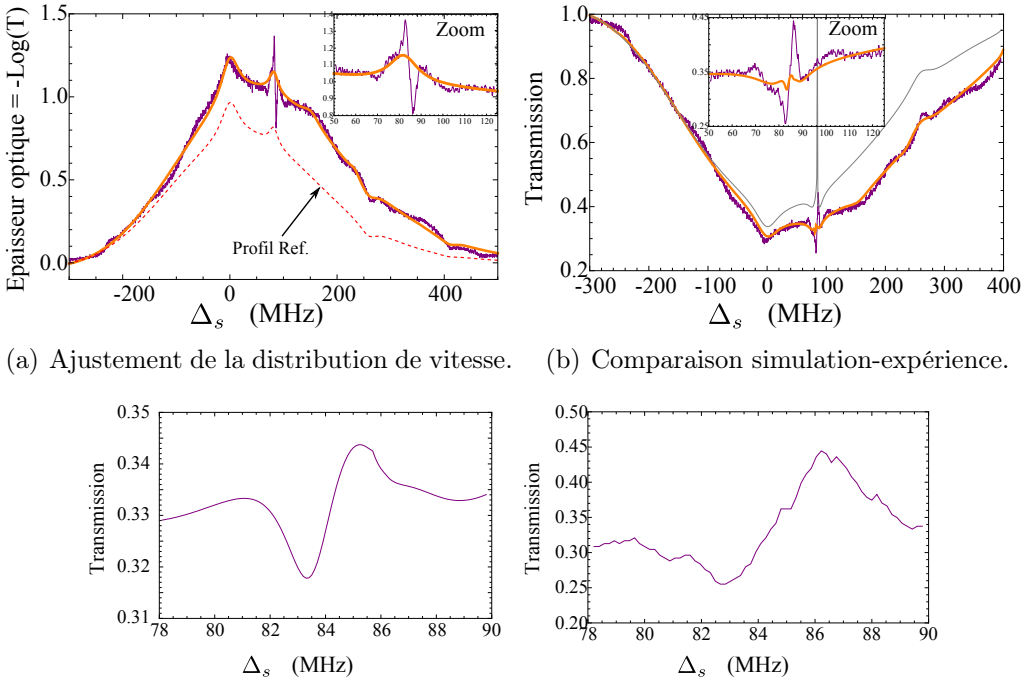
Le champ de contrôle est ici désaccordé par rapport aux résonances atomiques à un photon. Le cas de la figure 5.12 est celui d'un champ désaccordé de $\Delta_c = +85$ MHz. Cette figure donne l'ajustement (courbe orange) de l'épaisseur optique réalisé, superposé au profil expérimental (courbe bleue), en fonction du désaccord de la sonde Δ_s. La distribution de vitesse issue de l'ajustement peut être visualisée en considérant la courbe en pointillés marquée "Profil Ref.". Cette dernière est définie comme au paragraphe précédent : elle donne l'épaisseur optique induite par l'absorption à un photon du champ signal lorsque seule la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 2$ est considérée et son maximum est normalisé à 1. Le désaccord du champ de contrôle a manifestement modifié fortement la distribution de vitesse, et ce de manière non uniforme. L'accumulation d'atomes en $\Delta_{\text{Doppler}} = 0$, induit par la pré-

sence de la repompe, demeure cependant présent. Il est en effet marqué par le surcroît d'épaisseur optique en $\Delta_s = 0$.

L'ajustement est réalisé avec les paramètres ajustables décrits au paragraphe C.2.b de ce chapitre, avec une légère modification que nous précisons ici. Elle concerne la zone située autour de la résonance à deux photons, pour laquelle nous donnons un zoom en inséré sur la figure 5.12. La distribution de vitesse présente ici une seconde zone d'accumulation d'atomes de vitesse telle que $\Delta_{\text{Doppler}} = -\Delta_c$. En effet, autour des variations rapides du signal d'absorption dues à la résonance à deux photons en $\Delta_s = +85$ MHz, on observe un profil en forme de cloche positive aux variations beaucoup plus lentes. Bien que le processus à l'origine de l'accumulation d'atomes dans cette classe de vitesses ne soit pas évident, ce relief est pris en compte dans l'ajustement de la distribution de vitesse. Dans le profil de cette dernière, une Lorentzienne d'amplitude et largeur variable est sommée en $\Delta_{\text{Doppler}} = -85$ MHz. Son caractère indépendant des effets à deux photons pourra être validé a posteriori en vérifiant que la simulation théorique ne donne pas de variations du signal de transmission à des échelles de désaccords comparables.

La courbe de transmission calculée par notre modèle est tracée en figure 5.12(b) en trait orange épais. Elle est superposée au profil de transmission expérimental tracé en trait bleu. Précisons ici encore que le bon accord des profils de transmission loin de la résonance à deux photons ne reflète que la précision de l'ajustement de la distribution de vitesse réalisé sur l'épaisseur optique expérimentale. Il convient donc de zoomer sur la résonance à deux photons pour évaluer la pertinence du modèle (ce zoom est donné dans la courbe en inséré). A titre de comparaison et d'évaluation de la pertinence du modèle, une troisième courbe, tracée en trait fin de couleur grise, donne le résultat de la simulation dans une structure atomique à trois niveaux. Cette dernière prévoit effectivement une transparence unité au niveau du désaccord à deux photons nul, ce qui est loin d'être le cas sur le résultat expérimental.

Pour des raisons qui sont à l'heure actuelle encore mal comprises, la simulation réalisée avec le modèle à quatre niveaux excités (trait orange épais) indique une perte de transparence bien supérieure à l'expérience. Cependant, le profil de la courbe en forme de dispersion est bien reproduit comme l'indiquent les figures 5.12(c) et 5.12(d). On vérifie de surcroît que les variations induites par les effets à deux photons se produisent sur une fenêtre de désaccord bien plus étroite que le profil en forme de cloche rajouté dans la distribution de vitesse au niveau de $\Delta_s = \Delta_c$. Son relief ne perturbe donc pas trop celui de la fenêtre EIT. En effet, la forme du profil d'EIT est intéressante car elle est révélatrice des positions et des hauteurs relatives des pics d'absorption Raman à l'intérieur de la fenêtre de transparence induits par les multiples classes de vitesses. Ainsi, un surcroît d'absorption traduit



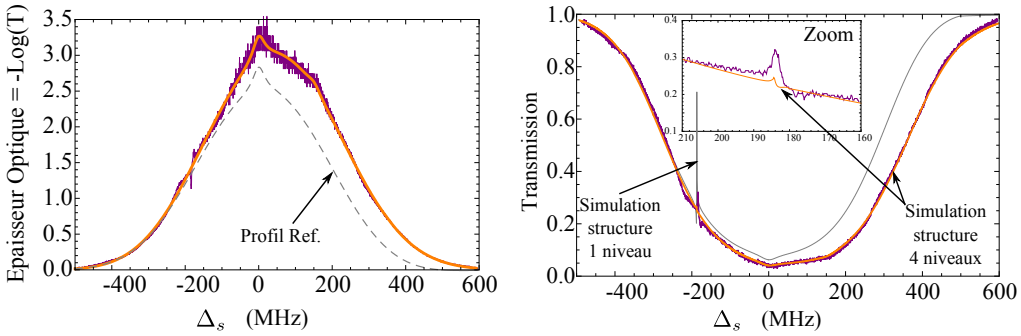
(a) Ajustement de la distribution de vitesse. (b) Comparaison simulation-expérience.

(c) Zoom simulation. (d) Zoom expérience.

FIGURE 5.12 – Comparaison simulation-expérience dans le cas d'un champ de contrôle désaccordé de 85 MHz dans le bleu par rapport à la transition $s \rightarrow e_1$. **(a)** : Épaisseur optique en fonction du désaccord Δ_s de la sonde. L'ajustement de la distribution de vitesse est obtenu en faisant coïncider les épaisseurs optiques simulée (trait orange épais) et expérimentale (trait bleu continu). La courbe en pointillés marquée "Profil Ref." donne l'épaisseur optique induite par l'absorption à un photon du champ signal lorsqu'une seule résonance atomique ($F = 3 \rightarrow F' = 2$) est présente et est tracée en normalisant son maximum à 1. Elle permet de visualiser directement la distribution de vitesse issue de l'ajustement. **(b)** : Comparaison de la transmission expérimentale (courbe bleue) avec celle simulée pour une structure atomique à un seul niveau excité $|e_1\rangle = |F' = 2, m_F = +2\rangle$ (trait gris fin) ou quatre niveaux excités (trait orange épais) en fonction du désaccord Δ_s de la sonde. Un zoom sur la zone du désaccord à deux photons nul des courbes expérimentale et de simulation à 4 niveaux est inséré dans la figure. **(c)** : Profil de transmission simulé théoriquement au voisinage du désaccord à deux photons nul pour une structure atomique à quatre niveaux excités. **(d)** : Profil de transmission obtenu expérimentalement au voisinage du désaccord à deux photons nul.

une accumulation de pics Raman de forte amplitude dans cette zone dont

l'origine peut se trouver dans des interférences constructives entre les chemins en Λ ou dans le jeu des décalages Stark qui font occuper telle zone du désaccord à deux photon par l'absorption Raman d'une importante classe de vitesse. L'inverse révèle aussi un jeu opposé des amplitudes ou décalages des pics Raman. Ainsi, la forme du pic renseigne en fait sur les processus effectivement à l'oeuvre dans le milieu atomique.



(a) Ajustement de la distribution de vitesse. (b) Comparaison simulation-expérience.

FIGURE 5.13 – Comparaison théorie - expérience dans le cas d'un champ de contrôle décalé de 185 MHz dans le rouge par rapport à la transition $s \to e_1$. **(a)** : Épaisseur optique en fonction du désaccord Δ_s de la sonde. L'ajustement de la distribution de vitesse est obtenu en faisant coïncider les épaisseurs optiques simulée (trait orange épais) et expérimentale (trait bleu continu). La courbe en pointillés marquée "Profil Ref." donne l'épaisseur optique induite par l'absorption à un photon du champ signal lorsqu'une seule résonance atomique ($F = 3 \to F' = 2$) est présente et est tracée en normalisant son maximum à 1. **(b)** : Comparaison de la transmission expérimentale (courbe bleue) avec celle simulée pour une structure atomique à un seul niveau excité $|e_1\rangle = |F' = 2, m_F = +2\rangle$ (trait gris fin) ou quatre niveaux excités (trait orange épais) en fonction du désaccord Δ_s de la sonde. Un zoom sur la zone du désaccord à deux photons nul des courbes expérimentale et de simulation à 4 niveaux est inséré dans la figure.

La même analyse est réalisée pour le cas expérimental d'un champ de contrôle désaccordé de 185 MHz dans le rouge de la transition $s \to e_1$. De manière similaire au cas précédent, un ajustement de la distribution de vitesse est réalisé. Il est présenté en figure 5.13(a). La transmission obtenue à partir du modèle à 4 niveaux excités est tracée en figure 5.13(b) en trait orange épais. La transmission obtenue à partir du modèle à un seul niveau excité est également tracée en trait gris fin. La transmission est ici aussi nettement atténuée par rapport au cas 3 niveaux idéal, mais également fortement sous-

estimée par rapport au cas expérimental. Cependant, le profil de la zone de transparence est cette fois encore préservée. Elle prend ici la forme d'un pic de transparence et non plus d'une courbe en forme de dispersion.

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit les phénomènes physiques à l'oeuvre dans un milieu atomique à multiples niveaux excités élargi de manière inhomogène en configuration EIT. Avec le modèle à deux niveaux excités, nous avons qualitativement introduit les écarts au modèle idéal à trois niveaux. Dans un premier temps, la modification de l'amplitude de la susceptibilité linéaire du milieu via des phénomènes d'interférences entre chemins en Λ a été mise en évidence. Puis les déplacements de la fenêtre de transparence et des pics d'absorption Raman ont été décrits dans le repère du désaccord à deux photons. Enfin, dans un milieu élargi par effet Doppler, les classes de vitesses dont la résonance Raman introduit de l'absorption l'intérieur de la fenêtre EIT ont été identifiées comme étant à l'origine d'une diminution des effets de transparence.

Dans une seconde partie, nous avons essayé de modéliser le plus fidèlement possible la situation expérimentale qui est la notre pour la raie D_2 du ^{133}Cs avec sa structure atomique complexe. Dans un premier temps, le modèle a été généralisé à des structures atomiques comportant de multiples niveaux excités. Une modélisation de l'interaction expérimentale a ensuite été proposée. Enfin, la prise en compte de la distribution de vitesse effective nous a permis des comparaisons avec l'expérience qui tendent à valider la pertinence du modèle présenté.

Nous verrons au chapitre suivant comment la compréhension des phénomènes mis en jeu nous permet de proposer des stratégies pour retrouver des effets de transparence importants.

Electromagnetically induced transparency in an inhomogeneously broadened Λ transition with multiple excited levels

O. S. Mishina,[1,*] M. Scherman,[1] P. Lombardi,[1] J. Ortalo,[1] D. Felinto,[2] A. S. Sheremet,[3] A. Bramati,[1] D. V. Kupriyanov,[3] J. Laurat,[1] and E. Giacobino[1]

[1]*Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, F-75252 Paris Cedex 05, France*

[2]*Departamento de Fisica, Universidade Federal de Pernambuco, 50670-901 Recife, PE, Brazil*

[3]*Department of Theoretical Physics, State Polytechnic University, 195251, St. Petersburg, Russia*

(Received 27 January 2011; published 9 May 2011)

Electromagnetically induced transparency (EIT) has mainly been modeled for three-level systems. In particular, considerable interest has been dedicated to the Λ configuration, with two ground states and one excited state. However, in the alkali-metal atoms, which are commonly used, the hyperfine interaction in the excited state introduces several levels which simultaneously participate in the scattering process. When the Doppler broadening is comparable with the hyperfine splitting in the upper state, the three-level Λ model does not reproduce the experimental results. Here we theoretically investigate the EIT in a hot vapor of alkali-metal atoms and demonstrate that it can be strongly reduced by the presence of multiple excited levels. Given this model, we also show that well-designed optical pumping enables us to significantly recover the transparency.

DOI: 10.1103/PhysRevA.83.053809 PACS number(s): 42.50.Gy, 42.50.Ct, 32.80.Qk, 03.67.−a

I. INTRODUCTION

Electromagnetically induced transparency (EIT), i.e., the fact that a strong field resonant with an atomic transition can make the atomic medium transparent for another field resonant with a transition sharing the same excited state, has been intensively studied for the last two decades [1,2]. It has given rise to important applications such as Doppler-free spectroscopy, high-precision magnetometery, and lasing without inversion [3]. EIT also led to the demonstration of slow light [4]. This opened the way to the development of a reversible memory for light based on dynamic EIT, which was first demonstrated for classical pulses in optically dense atomic media [5,6]. In the framework of quantum information processing and networking, which relies critically on such memories [7–9], these works have been extended to the storage of single-photon pulses [10,11]. Further developments have resulted in the demonstration of reversible mapping of single-photon entanglement into and out of a quantum memory [12]. In the regime of continuous variables, notable advances have been the storage of squeezed light [13,14] and the storage in an alkali-metal vapor of a faint coherent pulse retrieved without added excess noise [15,16].

The performances of the EIT-based memories are limited by several sources of losses. Theoretical models usually rely on a three-level system in a Λ configuration: two atomic ground states connected to the same excited state via a control field on one transition and a signal field on the other one. In general, these models take into account the losses occurring when the optical depth is not sufficient for a full pulse compression in the medium, which leads to some nonzero transmittance during pulse storage and also to losses due to atomic ground-state decoherence [17,18]. However, it must be noted that the experimental demonstrations of such optical and quantum memories were mostly performed in ensembles of alkali-metal atoms. In this case, the level structure is more complex than the simple three-level Λ approximation due to the hyperfine interaction, and the two ground states are often coupled to two, three, or even more excited states by the laser fields. In many cases, the excited levels are quite close to each other and the inhomogeneous broadening is comparable with the hyperfine splitting, such as for example in the D_2 line of cesium atoms. This complex structure may strongly modify the EIT dynamics. Indeed, it has been experimentally demonstrated that the EIT can completely disappear when the inhomogeneous broadening is larger than the hyperfine splitting in the excited state [19]. More generally, in many experimental studies, the transparency is smaller than the value predicted by a three-level theoretical model. The aim of this paper is thus to go beyond the usual three-level Λ approximation and investigate in particular the effect of the inhomogenous broadening in this case.

Several theoretical studies of EIT have taken into account a double-Λ system with two excited levels in the context of a four-wave mixing process [20–22], which leads to lasing without inversion and squeezed light generation [17]. In these models four levels are considered to be coupled with the fields but each pair of fields is coupled with only one of the Λ channels. Some investigations have also addressed a different regime where the two fields are allowed to transfer the atom into a superposition of two excited states. They have demonstrated inhibition or enhancement of the off-resonant Raman transition [23–28]. Numerical analysis of the field transmission through an inhomogeneously broadened medium of alkali-metal atoms in Ref. [29] has also shown that several absorption peaks can be observed due to the velocity-selective optical pumping via several excited states. A shift of the EIT window from the two-photon resonance and a partial reduction of the transparency due to the presence of the second excited state were observed and theoretically justified in Refs. [4,30,31]. These studies show that several effects may deeply modify the properties of the EIT as compared to the predictions of a simple Λ system.

*oxana.mishina@spectro.jussieu.fr

 ©2011 American Physical Society

Chapitre 6

Restaurer l'EIT en présence d'élargissement inhomogène

Sommaire

A Réalisation expérimentale 124
A.1 Dispositif expérimental 124
A.2 Dynamiques de pompage 127
A.3 Mesure expérimentale de la distribution de vitesse. 132
B Effet sur l'EIT 135
B.1 Retrait d'une classe de vitesse 136
B.2 Contraste EIT 136
B.3 Retrait de deux classes de vitesses 140
B.4 Analyse des configurations qui optimisent l'EIT . . 143

Introduction

Nous avons vu au chapitre précédent comment l'élargissement inhomogène (Doppler dans notre cas) au sein de structures atomiques multi-niveaux pouvait conduire à la perte des effets de transparence électromagnétiquement induite. Nous avons établi les causes de cette disparition en décrivant la présence de résonances d'absorption Raman pour certaines classes de vitesses à l'intérieur de la fenêtre de transparence prédite pour la classe de vitesse nulle. Nous avons alors pu identifier les classes de vitesses nuisibles à l'aide de calculs simplifiés.

Nous proposons dans ce chapitre une méthode expérimentale permettant de s'affranchir des aspects nuisibles de l'élargissement inhomogène. Elle intervient comme la suite logique de l'étude menée dans les chapitres précédents

sur l'EIT et consiste à diminuer l'effet des classes de vitesses nuisibles identifiées en creusant la distribution de vitesse en ces endroits précis.

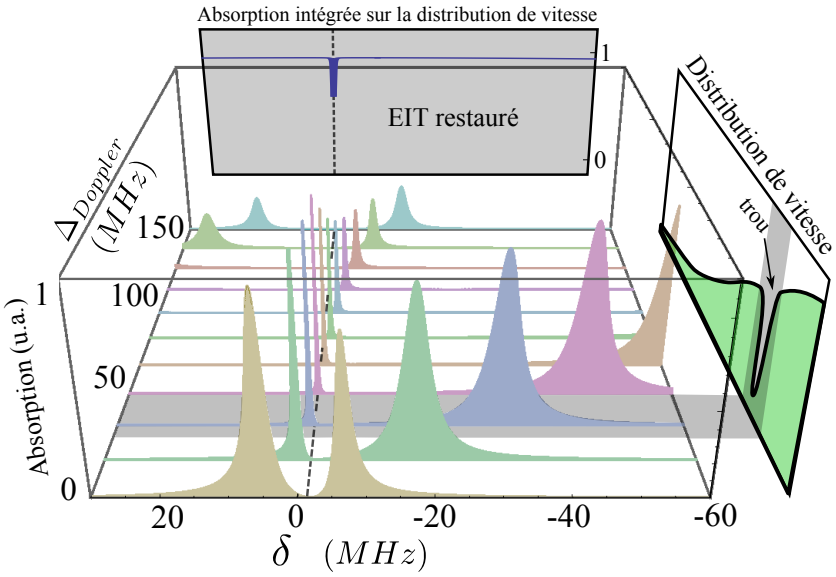


FIGURE 6.1 – Amélioration de l'EIT par déformation de la distribution de vitesse. La valeur de l'épaisseur optique du milieu (axe des ordonnées y) est tracée pour différentes classes de vitesses en fonction du désaccord à deux photons entre les champs de contrôle et signal $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ (axe des abscisses x). Le champ de contrôle est placé à résonance pour la classe de vitesse nulle. La fréquence du champ signal est balayée de part et d'autre du désaccord à deux photons nul, ce qui revient à balayer de désaccord à deux photons δ. L'axe z en perspective donne les différentes valeurs de décalage Doppler Δ_{Doppler} considérés. A droite, la forme de la distribution de vitesse est tracée qualitativement en fonction de Δ_{Doppler} : un trou a été creusé au niveau des classes de vitesses nuisibles pour l'EIT. Ces dernières sont mises en évidence par une zone grisée. Enfin, en arrière plan, on a tracé qualitativement la valeur du coefficient d'absorption intégré sur la distribution de vitesse proposée. Il rend compte de l'amélioration du pic EIT.

Le principe est résumé sur la figure 6.1. Il s'agit de creuser un trou dans la distribution de vitesse au niveau des atomes dits nocifs. Ces derniers ont été décrits précédemment comme ceux dont le pic d'absorption Raman se situe à l'intérieur de la fenêtre de transparence des atomes de classe de vitesse nulle. Le centre de cette dernière est matérialisé par une ligne en pointillé tracée selon l'axe z (qui sort du plan de la feuille). Cette ligne est décalée du désaccord à deux photons nul de la quantité Δ_{EIT} définie au chapitre

précédent. Les vitesses pour lesquelles des résonances Raman sont prévues au niveau de cette ligne sont mises en évidence par une zone grisée. Elle définit ainsi les classes de vitesses que l'on souhaite retirer de l'interaction. La distribution de vitesses atomiques, tracée sur le bord droit de la figure, a donc été creusée d'un trou correspondant. L'intégration des effets sur l'ensemble de la population atomique prévoit une amélioration du profil EIT, comme l'illustre la courbe tracée en arrière plan.

Ce chapitre est organisé en deux parties. Dans un premier temps, nous décrivons le dispositif expérimental employé. Les mécanismes de pompage optique mis en jeu sont ensuite identifiés et la distribution de vitesse trouée est expérimentalement observée. Dans une seconde partie, la restauration de l'EIT est mesurée expérimentalement. Elle est quantifiée en terme de contraste EIT et de performances d'une mémoire optique éventuelle.

A Réalisation expérimentale

A.1 Dispositif expérimental

Afin de creuser un trou dans la distribution de vitesse, un faisceau lumineux supplémentaire, appelé faisceau de "dépompe", est envoyé dans le milieu atomique. Dans toutes les expériences décrites dans ce chapitres, tous les faisceaux sont envoyés en continu dans le milieu sans séquence temporelle impulsionnelle, sauf au paragraphe A.2. Comme l'indique la figure 6.2, ce faisceau est légèrement désaccordé de Δ_D par rapport à la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Ainsi, les atomes de classe de vitesse $\Delta_{\text{Doppler}} = -\Delta_D$ voient le champ de dépompe à résonance et sont efficacement promus dans le niveau excité $F' = 4$. Ils peuvent alors se désexciter vers le niveau fondamental F=4 où ils ne participent plus à l'interaction EIT.

Cependant, les atomes peuvent être renvoyés vers le niveau $F = 3$ par l'effet de la repompe (résonante avec la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$). Ainsi, la classe de vitesse que l'on souhaite vider n'est en pratique qu'en partie dépeuplée. Néanmoins, l'effet doit conduire à une réduction notable du nombre d'atomes dans la classe de vitesse considérée.

La figure 6.3 décrit le dispositif expérimental utilisé en reprenant les notations des sources optiques décrites au chapitre 2. Le champ de contrôle intense provient d'un laser Titane Saphire (B.) et le champ signal d'une diode laser en cavité étendue sur réseau (Casper). Les champs de repompe et dépompe sont issus de diodes lasers en cavités étendue avec filtre interférentiel. Deux trajets de dépompes sont dessinés ici car le dépeuplement simultané de deux classes de vitesses sera également expérimenté par la suite.

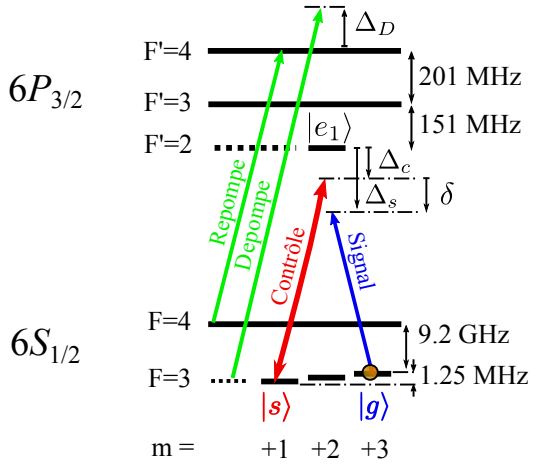


FIGURE 6.2 – Schéma atomique et transitions considérées des différents champs en présence. Δ_c est le désaccord à un photon du champ de contrôle par rapport à la transition $|s\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$, Δ_s est le désaccord à un photon du champ signal par rapport à la transition $|g\rangle \leftrightarrow |e_1\rangle$, $\delta = \Delta_s - \Delta_c$ est le désaccord à deux photons, et Δ_D est le désaccord à un photon du champ de dépompe par rapport à la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$

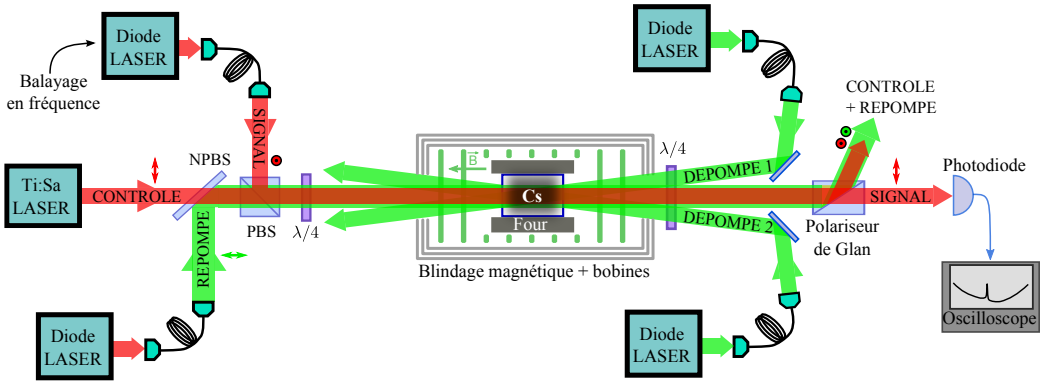


FIGURE 6.3 – Schéma expérimental. PBS désigne un cube polariseur, NPBS un séparateur de faisceau non polarisé (lame ou cube non polarisant) et $\lambda/4$ une lame quart d'onde.

Les faisceaux sont polarisés circulairement lors de l'interaction avec les atomes. Tous sont polarisés σ^+ sauf le signal qui est σ^-. Les faisceaux sont collimatés lorsqu'ils traversent le milieu atomique. Le diamètre des faisceaux contrôle et signal est 5 mm. Les faisceaux de repompe, et dépompes sont de section légèrement plus importante de manière à éclairer assez uniformément toute la cellule. Afin de limiter les pertes de puissance, on souhaite

éviter l'utilisation de lames ou cubes pour recombiner les faisceaux (pompe et dépompes) dans le même mode que le champ de contrôle. Les faisceaux de dépompe pénètrent donc directement dans le milieu atomique avec un petit angle d'environ 3°. En pratique cela change simplement l'effet du désaccord de la dépompe Δ_D avec la classe de vitesse effectivement dépompée : $|\Delta_{\text{Doppler}}| = |\Delta_D \cos(3^\circ)| = 0,998\ |\Delta_D|$. Cet effet est donc négligeable.

Pour des raisons d'encombrement optique, les faisceaux de dépompe sont contra-propagatifs avec ceux du signal, contrôle ou de repompe. La classe de vitesse qui subit efficacement les effets de la dépompe est donc $\Delta_{\text{Doppler}} = +\Delta_D$.

La fréquence du faisceau de repompe est asservie via un montage de spectroscopie d'absorption saturée (décrit au paragraphe B.2.a) et est maintenue à résonance. Le faisceau de contrôle est quant à lui asservi en intensité. Il est en pratique assez stable en fréquence mais peut subir des dérives de quelques MHz au cours des multiples acquisitions. Le faisceau signal est balayé en fréquence. Pour cela, la tension appliquée à la cale piézo-électrique qui détermine la taille de la cavité étendue de la diode Laser est modulée en triangle. Le signal d'absorption saturée de cette dernière est recueilli en temps réel afin d'avoir une référence absolue de la fréquence du champ signal à chaque instant. Enfin, les champs de dépompe pourront, ou non, être asservis en fréquence selon les cas expérimentaux présentés. Leurs fréquences sont également balayées en modifiant les tensions appliquées sur les cales piézo-électriques des cavités de ces deux diodes.

Les rayons des faisceaux valent $\sim$0.5 cm. La puissance du faisceau signal est 200 nW. Elle est à comparer aux 200 mW du contrôle. Il y a donc un facteur 10^6 entre les puissances deux faisceaux qui sont superposés dans le même mode spatial. La recombinaison et séparation est réalisée à l'aide de cubes polarisants. Un tel facteur de réjection au niveau de la séparation est réalisé par un cube polariseur de Glan. Celui utilisé provient de CVI, d'un lot sélectionné pour atteindre une telle réjection, qui est effectivement mesurée expérimentalement.

Les diodes laser utilisées sont situées sur des tables optiques séparées. Elles sont donc injectées dans des fibres qui acheminent la lumière jusqu'à la zone d'expérience. Afin de s'affranchir des fluctuations de puissance du champ signal en sortie de la fibre, une lame séparatrice renvoie une fraction du faisceau vers une photodiode (non représentée sur la figure) et permet de connaître à chaque instant la puissance envoyée vers les atomes.

A.2 Dynamiques de pompage

Les mesures effectuées dans ce paragraphe ont pour objectif de mesurer expérimentalement la vitesse de formation d'un trou dans la distribution de vitesse et celle à laquelle il disparaît par thermalisation de la population atomique. La bande passante de la photodiode utilisée a été mesurée à 500 kHz. Sa faible valeur est associée à la forte amplitude de son gain : un signal électronique de plusieurs volts est obtenu pour 100 nW de puissance optique.

Dans la séquence étudiée dans cette section, les atomes sont initialement préparés dans $F = 3$. Le faisceau de sonde utilisé lors de ces mesures est identique au champ signal : résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$, il est donc initialement absorbé. Une impulsion résonante avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est ensuite envoyée pour réaliser une étape de dépompage du niveau $F = 3$. Sa durée est variable : 300 μs, 500 μs, 1 ms et 5 ms. Les atomes sont alors optiquement pompés vers le niveau fondamental F=4 et le milieu devient transparent pour la sonde. Puis, le dépompeur est coupé à t=0, et l'absorption du faisceau de sonde mesurée décroît, traduisant le retour progressif des atomes dans $F = 3$.

Le taux de pompage d'une population atomique soumise à un champ de pompe de fréquence de Rabi Ω_{pompe} peut s'écrire [Mishina et al., 2011] :

$$\gamma_{\text{pompe}} = \gamma \frac{1}{1 + \frac{\gamma^2}{\Omega_{\text{pompe}}^2} + 4\frac{\Delta_{\text{pompe}}^2}{\Omega_{\text{pompe}}^2}} \tag{6.1}$$

où Δ_{pompe} représente l'écart à la résonance atomique considérée du champ de pompe, et γ le taux de relaxation du niveau excité. On considère ici un faisceau de dépompe de 7 mW réparti sur une section d'un demi cm^2. Sa fréquence de Rabi Ω_{pompe} est voisine de 6 MHz sur la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$.

Rappelons que la configuration géométrique a été réalisée de sorte que les faisceaux optiques recouvrent quasiment toute la section de la cellule. Cependant, en raison des angles, faibles mais non nuls, d'incidence des faisceaux de dépompe, il existe une région de l'espace dans la cellule qui n'est pas exposée aux faisceaux de dépompe. En raison de sa faible proportion relativement au volume total de la cellule, cette dernière est négligée dans l'analyse des évolutions temporelles des populations atomiques. Les mécanismes de diffusion des atomes depuis ou vers cette zone où le dépompage ne s'effectue pas ne sont donc pas considérés.

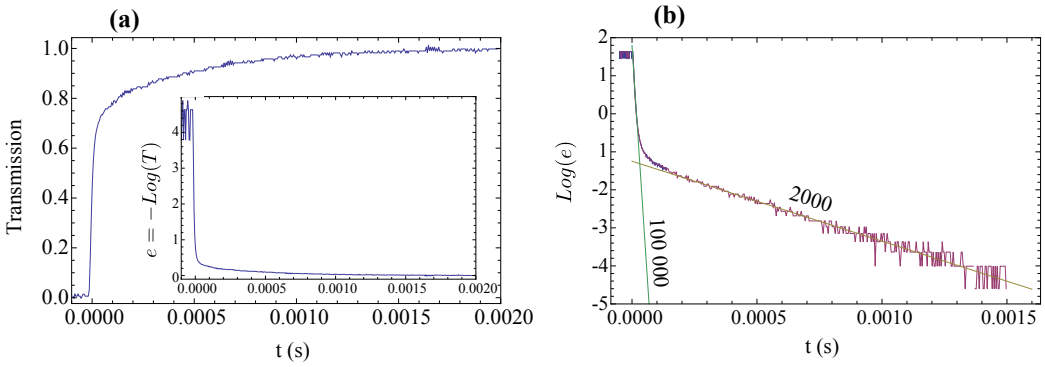


FIGURE 6.4 – (a) Dynamique du dépeuplement des atomes du niveau fondamental $F = 3$ sous l'effet d'une impulsion de dépompe résonante avec $F = 3 \rightarrow F' = 4$. L'épaisseur optique e est définie comme l'opposé du logarithme de la transmission T est également tracée en fonction du temps t. (b) Tracé de la courbe $\mathrm{Log}(e) = f(t)$. Les deux droites tracées donnent les tendances linéaires de la courbe aux temps courts et longs. Le chiffre indiqué sur chaque droite donne la valeur absolue de son coefficient directeur en Hz.

A.2.a Dynamique de dépeuplement d'une classe de vitesse.

La figure 6.4 montre la dynamique du dépeuplement des atomes du niveau fondamental $F = 3$ en présence du faisceau de dépompe résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. La transmission du milieu, et son épaisseur optique $e = -Log(T)$ sont tracées en figure (a) en fonction du temps t en réponse à un échelon de dépompe. La courbe (b), qui trace $Log(e) = f(t)$, donne accès aux constantes de temps caractéristiques des processus dépendant exponentiellement du temps. Deux taux d'évolution très différentes sont visibles : 100 kHz aux temps courts et 2 kHz aux temps longs. Le premier est limité par la bande passante de la photodiode : les atomes de classe de vitesse nulle sont pompés vers $F = 4$ plus rapidement qu'il nous est possible de mesurer ici. En effet, par le calcul on obtient un taux de dépeuplement de l'ordre de 2 MHz, fréquence à laquelle la photodiode n'a pas accès. Le second temps d'évolution, plus lent, s'interprète comme le dépeuplement des atomes de classe de vitesse $\Delta_{\mathrm{Doppler}} = +\omega_{e_1 e_2}$ qui voient la sonde à résonance avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. La contribution à l'épaisseur optique de cette

classe de vitesse s'évalue à :

$$\eta = \frac{(\frac{d_{33}}{d_{32}})^2 e^{-\frac{\Delta^2_{\text{Doppler}}}{2\cdot\Gamma^2_{\text{Doppler}}}}}{d_{32}^2 + d_{33}^2\ e^{-\frac{\omega^2_{e_1e_2}}{2\cdot\Gamma^2_{\text{Doppler}}}} + d_{34}^2\ e^{-\frac{\omega^2_{e_1e_3}}{2\cdot\Gamma^2_{\text{Doppler}}}}} = \frac{0.26\ e^{-\frac{151^2}{2\cdot 161^2}}}{1 + 0.26\ e^{-\frac{151^2}{2\cdot 161^2}} + 0.02\ e^{-\frac{352^2}{2\cdot 161^2}}} \simeq 0.15 \tag{6.2}$$

où le premier terme du dénominateur donne la proportion à l'épaisseur optique des atomes de classe de vitesse nulle voyant la sonde à résonance avec $F = 3 \rightarrow F' = 2$, le second considère les atomes de classe de vitesse $\Delta_{\text{Doppler}} = +\omega_{e_1e_2} = 151$ MHz qui voient la sonde à résonance avec $F = 3 \rightarrow F' = 3$ et le troisième considère les atomes de classe de vitesse $\Delta_{\text{Doppler}} = +\omega_{e_1e_3} = \omega_{e_1e_2} + \omega_{e_2e_3} = 352$ MHz qui voient la sonde à résonance avec $F = 3 \rightarrow F' = 4$. où d_{3j} est l'élément de dipôle couplant la transition $|F = 3, m_F = +3\rangle \leftrightarrow |F' = j, m_F = +4\rangle$. On trouve une contribution de 15 % de l'épaisseur optique totale, ce qui est cohérent avec la mesure tracée en (a). Dans nos conditions expérimentales, c'est à dire avec un faisceau de dépompe de 14 milliwatts sur un demi-dentimètre carré, le calcul de la vitesse de dépeuplement de la classe de vitesse $\Delta_{\text{Doppler}} = +150$ MHz via la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ donne $\gamma_{\text{pompe}}(151\text{ MHz}) = 2200$ Hz, ce qui est proche de la valeur obtenue expérimentalement. Cette bonne concordance permet théoriquement de valider le taux de dépeuplement de $\simeq$2 MHz des atomes qui voient le champ de dépompe à résonance avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ qui n'était pas accessible à la mesure. On peut donc estimer le temps de création d'un trou dans la distribution de vitesse comme étant de l'ordre de la micro-seconde.

A.2.b Dynamique de repeuplement d'une classe de vitesse.

Le temps de relaxation des populations est étudié sur deux échelles de temps différentes : aux temps "longs" en figure 6.5 et aux temps "courts" en figure 6.6. En effet, une fois le dépompeur coupé, les atomes repeuplent la classe de vitesse nulle du niveau $|F = 3, m_F = +3\rangle$ via deux processus. Aux temps courts, la thermalisation de la distribution de vitesse de la population du niveau $|F = 3, m_F = +3\rangle$ due aux collisions entre atomes et avec les parois conduit au remplissage de la classe de vitesse nulle par les atomes de vitesse non nulle qui n'ont pas subi le dépompage. Aux temps longs, le temps de vie des populations des niveaux atomiques T_1 est également limité par les collisions avec les parois qui renvoient progressivement les atomes pompés dans F=4 vers F=3.

La figure 6.5 montre l'évolution aux temps longs de l'épaisseur optique. Un ajustement de la croissance de l'épaisseur optique donne une relaxation

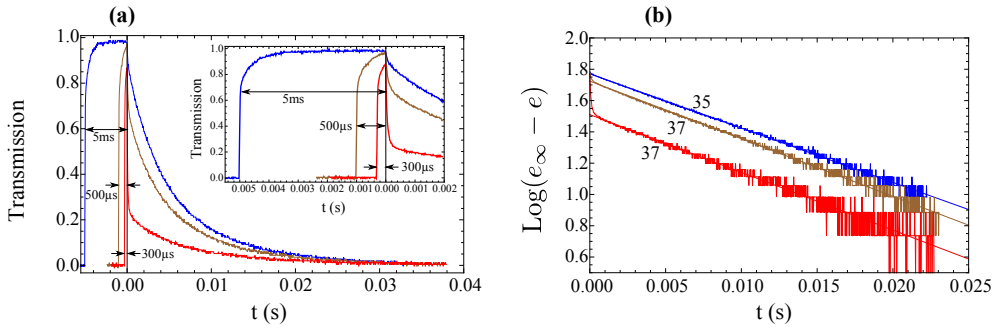


FIGURE 6.5 – Evolution des populations aux temps longs après une impulsion de dépompe de durée variable et mesure du temps de vie des populations atomiques T_1. (a) Evolution des transmissions du milieu pendant et après une impulsion de dépompe dont la durée varie : 5 ms, 500 μs et 300 μs. Un zoom du profil de transmission est inséré afin de pouvoir visualiser les durées des impulsions de dépompe dans les trois cas. (b) Écart entre l'épaisseur optique e au temps t, et l'épaisseur optique e_∞ après un temps grand devant le temps de vie des effets du pompage optique, tracé en logarithme en fonction du temps t en secondes. Le chiffre indiqué à proximité de chaque droite donne sa pente en Hz.

des populations de type exponentielle avec un taux de relaxation de l'ordre de 35 Hz, ce qui correspond à $T_1 \sim 30$ ms. Pour ce faire, la courbe $\text{Log}(e_\infty - e) = f(t)$ a été tracée. L'épaisseur optique sans effets de dépompage e_∞ a été estimée en prolongeant les courbes d'épaisseur optique mesurées sur des intervalles de temps finis.

La figure 6.6(a) donne l'évolution de l'épaisseur optique aux temps courts après l'extinction du champ de dépompe. Elle donne accès à la vitesse avec laquelle les atomes évoluent vers une distribution Gaussienne thermique, et ainsi remplissent la classe de vitesse nulle sondée ici.

Le tracé de $Log(e_\infty - e) = f(t)$ réalisé en figure 6.6(b) semble ne pas permettre de définir un taux de thermalisation. En effet, la pente de chaque courbe au temps courts, donnée en Hz sur chacune d'entre elles, dépend de la durée de l'impulsion de dépompe. Pour voir apparaître une tendance commune aux temps courts, il est nécessaire de retrancher de l'épaisseur optique sa dépendance aux temps longs en définissant $e_{corr} = e - e_\infty \left(1 - e^{-\frac{-t}{T_1}}\right)$. La courbe $e_{corr} = f(t)$ est tracée en figure 6.6(c). L'inséré donne le résultat de la normalisation de chacune de ces courbes à une épaisseur optique de 1 en t=0. Le caractère commun de leur dépendance temporelle est alors clair. La nature exponentielle de la croissance de l'épaisseur optique aux temps courts est révélée en figure 6.6(d) où le logarithme de e_{corr} tracé en fonction du

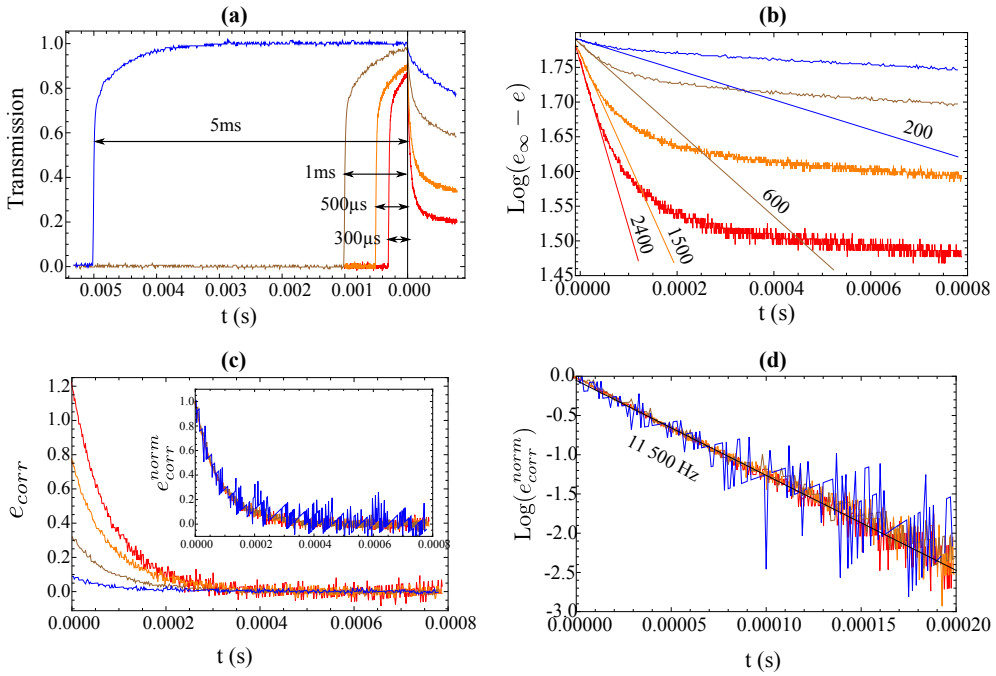


FIGURE 6.6 – Evolution des populations aux temps courts après une impulsion de dépompe de durée variable et mesure du temps de thermalisation des atomes T_{Th}. **(a) :** Evolution de la transmission du milieu pendant et après une impulsion de dépompe dont la durée varie : 5 ms, 1 ms, 500 μs et 300 μs. **(b) :** Écart entre l'épaisseur optique e au temps t, et l'épaisseur optique e_∞ après un temps grand devant le temps de vie des effets du pompage optique, tracé en logarithme en fonction du temps t en secondes. Le chiffre indiqué à proximité de chaque droite donne son coefficient directeur en Hz. **(c) :** Épaisseur optique corrigée de ses évolutions aux temps longs $e_{corr} = e - e_\infty \left(1 - e^{-\frac{-t}{T_1}}\right)$ tracée en fonction du temps t. En inséré, les quatre courbes $e_{corr} = f(t)$ ont été normalisées de sorte que $e_{corr}^{norm}(t = 0) = 1$. **(d) :** Tracé du logarithme de $e_{corr}^{norm}(t)$ en fonction du temps. Le chiffre indiqué donne la pente en Hz de la droite ajustée sur les mesures expérimentales.

temps donne une droite. Sa pente vaut 11 500 kHz. Cette valeur s'interprète comme l'inverse du temps de vie de la distribution de vitesse du milieu. Elle permet donc de définir un temps de thermalisation de $T_{th} \sim 90$ μs. Ce temps est compatible avec la durée écoulée entre deux collisions d'un atome avec les parois de la cellule. A 35°C, la vitesse quadratique moyenne des atomes étant de 137 m/s, l'écart moyen entre deux chocs sur les parois d'une cellule de dimensions centimétriques est de l'ordre de 100 μs.

Ces analyses confirment que les mécanismes à l'origine de la thermali-

sation de la distribution atomique sont principalement dus aux chocs des atomes sur les parois. Un trou creusé dans la distribution de vitesse possède donc une durée de vie de l'ordre de 90 μs. Cette valeur est 100 fois plus grande que celle du temps de formation d'un trou mesuré de l'ordre de la micro-seconde. Le trou effectué doit donc en théorie pouvoir vider complètement une classe de vitesse.

A.3 Mesure expérimentale de la distribution de vitesse.

A.3.a Effet d'un trou dans la distribution de vitesse sur l'épaisseur optique.

L'étude menée dans cette section porte sur l'effet d'un faisceau de dépompe sur l'épaisseur optique du milieu. Cette dernière est mesurée expérimentalement via la transmission d'un faisceau de sonde dont la fréquence est balayée sur l'ensemble des résonances $F = 3 \rightarrow F'$. La fréquence du dépompeur est arbitrairement fixée (Δ_D peut être modifié), et l'effet de la puissance du faisceau de dépompe est analysée.

La figure 6.7(a) illustre la classe de vitesse dépeuplée et ses effets sur l'épaisseur optique mesurée expérimentalement. Une seule classe de vitesse est dépeuplée. En effet, l'état sondé est le niveau $|F = 3, m_F = +3\rangle$ qui n'est couplé, via le champ de dépompe polarisé σ^+, qu'à un unique état excité $|F' = 4, m_F = +4\rangle$. Etant donné le caractère contra-propagatif du faisceau de dépompe par rapport à la sonde, la classe de vitesse dépeuplée vérifie alors $\Delta_{\text{Doppler}} = \Delta_D$. Un unique trou est donc effectivement créé dans la distribution de vitesse avec ce procédé. Cependant, comme l'indique la figure 6.7(b), ce dernier se traduit par l'apparition de trois trous dans l'épaisseur optique. En effet, la sonde étant polarisée σ^-, elle peut induire des transitions depuis $F = 3$ vers $F' = 2$, $F' = 3$ et $F' = 4$. Les trous apparaissent alors en $\Delta_s = -\Delta_D$, $151 - \Delta_D$ et $352 - \Delta_D$ MHz. Leurs profondeurs étant dans un rapport 1, 0.26 et 0.02, seules les deux premières résonances donnent une contribution observable en pratique.

La figure 6.8 donne l'épaisseur optique mesurée expérimentalement pour différentes puissances de dépompe en fonction du désaccord du faisceau de sonde Δ_s. Un trou dans la distribution de vitesse apparaît assez clairement. Dans le cas présenté ici, il apparaît en $\Delta_s = -70$ MHz. En ce point, le champ signal n'est absorbé que par les atomes qui le voient à résonance avec la transition, c'est à dire tels que $\Delta_{\text{Doppler}} = -\Delta_s = +70$ MHz. Ainsi, un trou en un point Δ_s de la courbe de transmission correspond à un trou en $\Delta_{\text{Doppler}} = -\Delta_s = \Delta_D$ dans la distribution de vitesse.

Le trou creusé est loin de correspondre au dépeuplement complet d'une

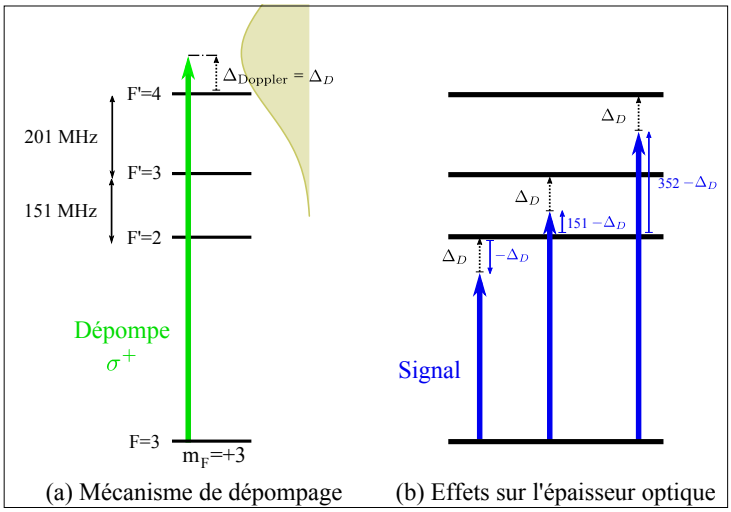


FIGURE 6.7 – Visualisation des effets de dépompage sur l'épaisseur optique expérimentale. **(a) :** Illustration de la classe de vitesse dépeuplée $\Delta_{\text{Doppler}} = \Delta_D$. La flèche verte indique la fréquence de la dépompe mesurée dans le référentiel du laboratoire. La Gaussienne représente l'ensemble des fréquences de dépompeur vues par les multiples classes de vitesses du milieu élargi par effet Doppler (Γ_{Doppler}=161 MHz). **(b) :** Illustration des trous vus par le champ de sonde dans l'épaisseur optique expérimentale à partir du mécanisme de dépeuplement présenté en (a). Ils apparaissent en $\Delta_s = -\Delta_D$, $151 - \Delta_D$ et $352 - \Delta_D$ MHz. Les carrés des amplitudes des différents dipôles sont dans un rapport 1, 0.26 et 0.02.

classe de vitesse prévu au paragraphe précédent A.2, même pour des puissances de dépompe supérieures à 10 mW. Cette observation, qui a été chronologiquement réalisée après les expériences présentées dans la suite de cet exposé, est à corréler avec la largeur mesurée du trou, que l'on évalue à $\sim$ 20 MHz en réalisant un ajustement avec une Lorentzienne. Cette valeur est supérieure à la largeur homogène de la transition et semble indiquer l'apparition de gaz tampon parasite dans la cellule qui réalise un élargissement homogène du milieu. Cette entrée de gaz, probablement due à une fissure dans la cellule est vraisemblablement apparue après la mesure du temps de thermalisation T_{Th} réalisée au paragraphe A.2. Elle se traduit en effet également par la diminution de T_{Th} à cause des multiples collisions entre le gaz tampon et les atomes de Cs. Elle limite notamment la profondeur du trou qu'il est désormais possible d'obtenir. Une étude plus approfondie sur le sujet est réalisée au chapitre 8 paragraphe C.

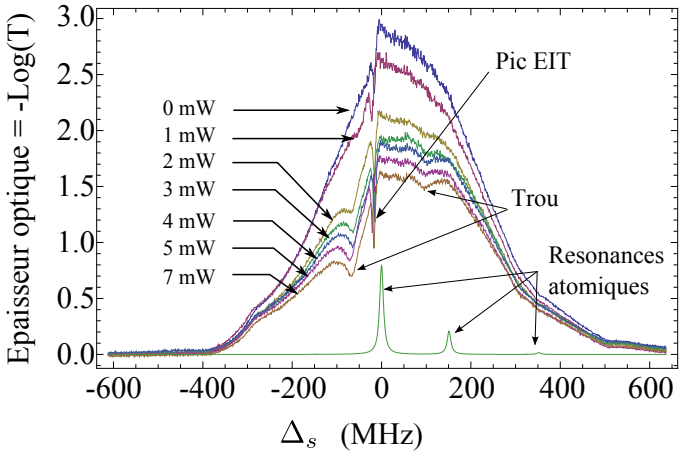
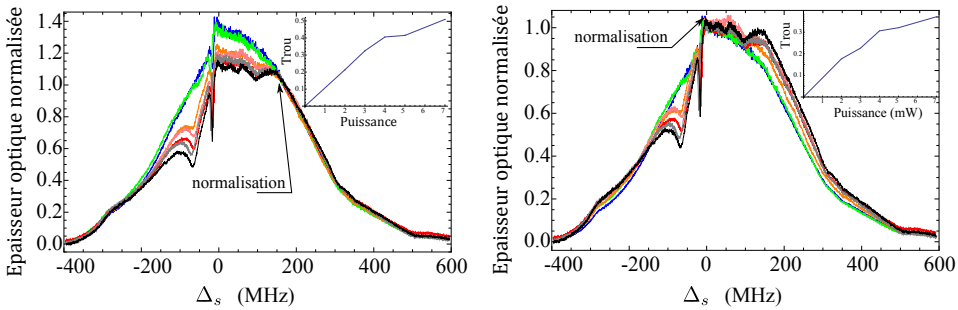


FIGURE 6.8 – Effet de la puissance du dépompeur sur l'épaisseur optique du milieu en fonction du désaccord du faisceau de sonde Δ_s. Le dépompeur est désaccordé par raport à la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ de $\Delta_D \simeq 70$ MHz. Le profil des trois Lorentziennes correspondant aux transitions à un photon, de largeur $\gamma_e = 5.2$ MHz, et proportionnelles à leurs coefficient d'absorption respectifs, est également tracé.

A.3.b Normalisation

L'effet sur la distribution de vitesse n'est pas uniquement localisé en $\Delta_s = -\Delta_D$ mais s'accompagne d'une diminution de l'épaisseur optique générale via des mécanismes de type pompage non résonant et des collisions qui modifient les vitesses atomiques. Pour pouvoir comparer les différentes courbes, il est donc nécessaire d'opérer une normalisation des épaisseurs optiques par rapport à un point Δ_s précis. Deux choix de normalisation sont présentés en figure 6.9.

Le premier choix correspond une renormalisation loin de l'influence de la repompe. La fréquence choisie est $\Delta_s^{norm} = 200$ MHz. Le résultat est représenté en figure 6.9(a). Les courbes d'épaisseurs optiques coïncident alors bien sur les bords de la distribution de vitesse. Mais autour de $\Delta_s = 0$, de grands écarts sont observés, et ce, même à des désaccords grands devant la largeur du trou. Au vu des allures des courbes, il semble que la profondeur de trou que l'on mesure par cette méthode soit surévaluée aux grandes puissances de dépompe. La profondeur de trou est calculée comme l'écart à la courbe de référence ($P_{\text{dépompe}}$=0 mW) au centre du trou. Son tracé en fonction de la puissance de dépompe, donné en inséré de la figure 6.9(a), montre ici une caractéristique quasi linéaire. De plus, les valeurs des épaisseurs optiques étant très différentes au niveau de $\Delta_s = 0$, les hauteurs de pics EIT ne sont pas



(a) Normalisation sur la queue de la distribution

(b) Normalisation sur le bord de l'EIT du côté opposé au trou

FIGURE 6.9 – Conséquences de la normalisation des épaisseurs optiques sur les tendances d'évolution de la profondeur de trou avec la puissance du champ de dépompe. L'épaisseur optique normalisée est tracée en fonction du désaccord à un photon Δ_s de la sonde par rapport à la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 2$ pour différentes puissances de dépompe. La profondeur du trou en fonction de la puissance est donnée en inséré. Elle est calculée comme l'écart à la courbe de référence ($P_{\text{dépompe}}$=0 mW) au centre du trou.

aisément comparables de cette manière.

Le second choix opéré consiste en une renormalisation sur le bord du pic EIT $\Delta_s^{norm} \simeq 0^+$. Il est représenté en figure 6.9(b). Il permet une meilleure comparaison de l'épaisseur optique du milieu avec et sans EIT au voisinage de la résonance à deux photons. Un même type de renormalisation a été adopté dans [Stahler et al., 2002] pour comparer des résonance de type CPT. La figure donnant la profondeur du trou en fonction de la puissance de dépompe, insérée en figure 6.9(b), montre que l'évolution de la profondeur de trou n'est plus linéaire et montre un phénomène de saturation aux grandes puissances de dépompe.

Les expériences menées dans la suite de ce chapitre sont effectuée à puissance de dépompe maximale. La normalisation sur le bord du pic EIT est adoptée pour le tracé des profils d'épaisseur optique intervenant dans la suite de l'exposé.

B Effet sur l'EIT

L'étude proposée dans cette section concerne l'effet sur le pic de transparence électromagnétiquement induite d'un trou creusé dans la distribution de vitesse. L'influence de la position du trou est analysée conformément à la

théorie développée dans les chapitres précédents. La présence de classes de vitesses nuisibles à l'EIT est expérimentalement mise en évidence et l'amélioration effective de la transparence est démontrée.

B.1 Retrait d'une classe de vitesse

La figure 6.10(a) représente l'évolution des épaisseurs optiques en fonction du décalage Doppler Δ_{Doppler} du trou creusé dans la classe de vitesse par le dispositif expérimental décrit aux paragraphes précédents. Sur chacune des courbes du graphique, le trou creusé dans la distribution de vitesse est visualisé par une diminution localisée de l'épaisseur optique. Rappelons qu'un creux visualisé sur une courbe d'épaisseur optique en $\Delta_s = \Delta_0$ correspond à un trou creusé dans la distribution de vitesse en $\Delta_{\text{Doppler}} = -\Delta_0$ lorsque le faisceau de dépompe est désaccordé de $\Delta_D = -\Delta_0$. La variation de l'épaisseur optique générale avec le désaccord de la dépompe est manifeste sur la figure 6.10(a). Elle oblige à renormaliser chacune de ces courbes comme proposé au paragraphe A.3.b.

Le résultat de la normalisation est tracé en figure 6.10(b) où, pour plus de clarté, ne sont présentées que les courbes dont le trou concerne un décalage Doppler positif. Il apparaît une amélioration très nette du profil EIT au fur et à mesure que la classe de vitesse dépeuplée Δ_{Doppler} se rapproche de zéro par valeurs positives.

Un zoom sur le pic EIT est tracé en figure 6.11. La hauteur du pic croît au fur et à mesure que la position du trou se rapproche de zéro par valeurs positives. Elle sature entre 60 et 30 MHz, conformément au modèle théorique qui prévoit que les classes de vitesse nuisibles se trouvent entre ces deux valeurs. De l'autre côté, malgré le manque d'échantillons de mesure, on constate une amélioration de l'EIT lorsque $\Delta_D = -140$ MHz.

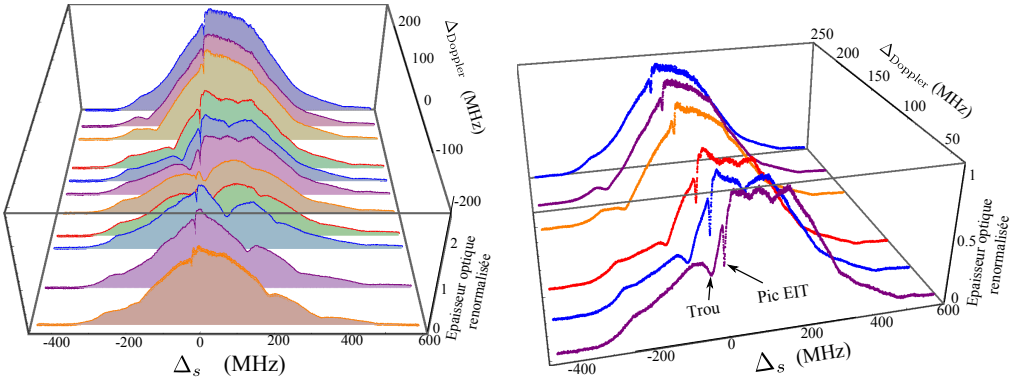
L'augmentation de l'EIT est donc clairement marquée. Sa dépendance par rapport à Δ_D est la signature du caractère sensible de l'EIT à certaines classes de vitesse particulières.

Ces observations sont précisées au paragraphe suivant en introduisant le paramètre *contraste EIT*. Il permet d'effectuer des comparaisons quantitatives avec la théorie développée au chapitre précédent.

B.2 Contraste EIT

Les résultats précédents sont quantifiés en introduisant le paramètre *contraste EIT* défini comme :

$$C_{EIT} = \frac{e_{EIT} - e_{abs}}{e_{abs}} \tag{6.3}$$



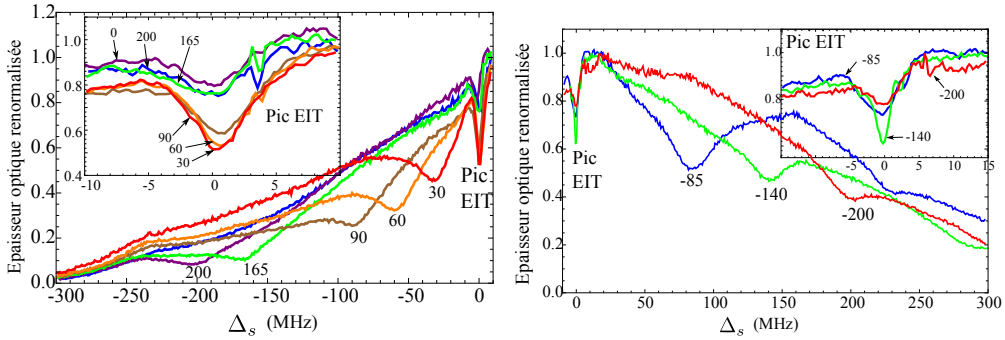
(a) Effet de la fréquence du repompeur sur l'épaisseur optique.

(b) Effet de la fréquence du repompeur sur l'épaisseur optique renormalisée.

FIGURE 6.10 – Effet sur l'épaisseur optique du désaccord du dépompeur. **(a) :** Épaisseur optique $e = -\text{Log}(T)$ calculée à partir de la transmission du milieu T en fonction de la fréquence de la sonde Δ_s pour différentes fréquences de dépompe $-200 < \Delta_D < 200$ MHz, c'est à dire différentes positions de trous $\Delta_{Doppler} = \Delta_D$ creusés dans la distribution de vitesse. La fréquence de la dépompe influe visiblement sur le nombre total d'atomes qui peuplent le niveau F=3. **(b) :** Épaisseur optique renormalisée à 1 au niveau de la résonance atomique (bord du pic EIT opposé au trou) pour les trous creusés dans la distribution de vitesse correspondant à des décalages Doppler positifs. Une comparaison pertinente des pics de transparence en $\Delta_s = 0$ est alors possible. Une augmentation de la transparence est observée lorsque la position du trou se rapproche de zéro. La puissance du champ de contrôle vaut 200 mW et la section du faisceau vaut 0.7 cm^2, correspondant à une fréquence de Rabi $\Omega^c_{se_1} = 13$ MHz. La puissance du repompeur vaut ~ 7 mW.

où e_{EIT} est l'épaisseur optique mesurée au centre du pic EIT, et e_{abs} est l'épaisseur optique en l'absence de transparence. La quantité e_{abs} est obtenue à partir des données expérimentales en prenant la demi-somme des épaisseurs optiques sur les bords droits et gauches du pic EIT. L'illustration graphique de ces grandeurs sur un exemple est donnée en figure 6.12.

Le paramètre C_{EIT}, défini à partir des épaisseurs optiques plutôt que les transmissions du milieu, caractérise directement le coefficient d'absorption d'un atome. Le nombre total d'atomes intervient de la même manière dans e_{EIT} et e_{abs}, il s'élimine donc quand on prend le quotient. Il permet de s'affranchir également du choix de renormalisation discuté au paragraphe A.3. Notons que le contraste défini ici est différent de la définition proposée dans [Mishina et al., 2011] qui utilise les transmissions à travers le milieu



(a) Effet sur l'EIT en dépeuplant $\Delta_{\text{Doppler}} > 0$

(b) Effet sur l'EIT en dépeuplant $\Delta_{\text{Doppler}} < 0$

FIGURE 6.11 – Épaisseurs optiques normalisées tracée en fonction du désaccord du faisceau de sonde Δ_s pour différents désaccords du faisceau de dépompe Δ_D. La valeur du Δ_D correspondant à chaque courbe est inscrite devant le trou réalisé en $\Delta_s = -\Delta_D$. Un zoom effectué sur le pic EIT est donné en inséré dans les cas (a) et (b).

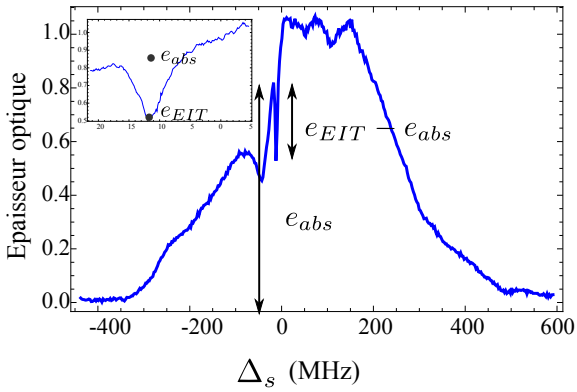


FIGURE 6.12 – Définition du contraste EIT à partir des paramètres e_{EIT} et e_{abs} sur un exemple de profil d'épaisseur optique en fonction de Δ_s. En inséré est présenté un zoom sur le pic EIT. L'épaisseur optique au sommet du pic de transparence e_{EIT} et celle définie à la base du pic e_{abs} sont présentées.

atomique.

La figure 6.13 donne la valeur du contraste EIT $C_{\text{EIT}}(\Delta_{\text{Doppler}})$ mesuré lorsque la position du trou Δ_{Doppler} creusé dans la distribution de vitesse varie. Pour ce faire, le désaccord du champ de dépompe est balayé entre -200 et +300 MHz. La valeur tracée du contraste est rapportée à celle du contraste EIT en l'absence de dépompage notée C_0. Sur le graphique, trois bandes grises sont placées au niveau des décalages Doppler Δ_1 =-58 MHz, Δ_2 =+44

MHz et Δ_3 =+260 MHz. Ils correspondent aux classes de vitesses calculées au chapitre précédent pour lesquels le pic d'absorption Raman est situé au centre de la zone de transparence de la classe de vitesse nulle. Une augmentation particulièrement marquée de la transparence est attendue lorsque le trou est creusé en ces points.

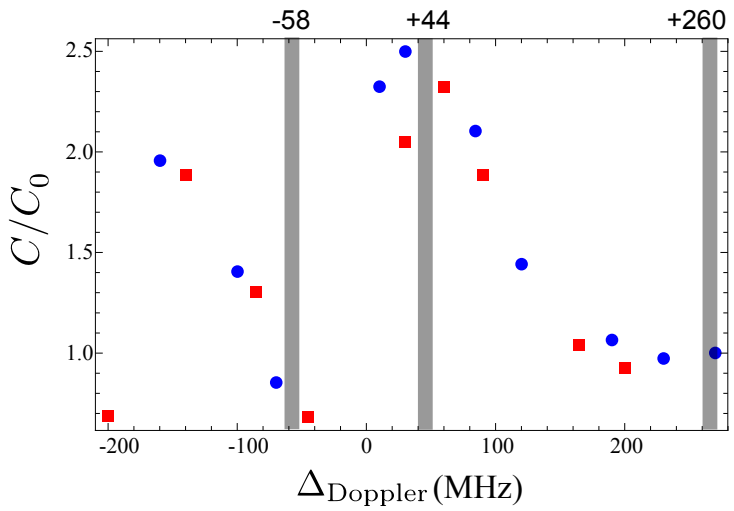


FIGURE 6.13 – Contraste EIT C_{EIT} mesuré en fonction du décalage Doppler Δ_{Doppler} du trou creusé dans la distribution de vitesse. Le contraste est normalisé au contraste C_0 obtenu lorsqu'aucun dépompage n'est effectué. Les points bleus et les carrés rouges correspondent à deux expériences différentes menées à plusieurs jours d'intervalle. Trois bandes verticales sont placées au niveau des décalages $\Delta_1 = -58$ MHz, $\Delta_2 = +44$ MHz et $\Delta_3 = +260$ MHz. Il s'agit des classes de vitesse dont la théorie prévoit un effet particulièrement nocif sur l'EIT.

Précisons que les points en $\Delta_{\text{Doppler}} = 0$ ont été supprimés car la renormalisation effectuée sur ces courbes aussi bien que la définition du contraste proposée ici ne sont pas pertinentes avec les profils d'absorption très déformés obtenus dans ce cas.

Le profil de la figure 6.13 peut être interprété en différents points :

- $\Delta_{\text{Doppler}} = \Delta_2 = +44$ MHz : une nette amélioration de l'EIT est observée lorsque cette classe de vitesse est dépeuplée. Une augmentation du contraste par un facteur 2.5 est mesurée. L'augmentation mesurée du contraste EIT est continue de $\Delta_{\text{Doppler}} = +200$ MHz à $\Delta_{\text{Doppler}} = +44$ MHz sans présenter de maxima locaux. Elle confirme la sélectivité des classes de vitesses nuisibles. Ces observations sont donc en bon accord

avec la théorie.

- Lorsque le trou se situe à Δ_{Doppler} ∼-150 MHz, une seconde augmentation marquée du contraste EIT est observée. Une augmentation du contraste par un facteur 2 est obtenue. Cette valeur de Δ_{Doppler} est bien plus importante que celle prévue par la théorie Δ_1 = -58 MHz marquée par une zone grisée. Le désaccord entre le modèle et l'expérience donne la limite du modèle simple utilisé pour calculer Δ_1. Dans ce cas, le calcul de la classe de vitesse nuisible est beaucoup plus sensible aux valeurs exactes des déplacements lumineux dus aux multiples niveaux excités. L'expérience confirme cependant l'existence d'une seconde classe de vitesse nuisible en $\Delta_{\text{Doppler}} < 0$.
- En $\Delta_{\text{Doppler}} = \Delta_3$ =+260 MHz, aucun maximum local pour le contraste n'est observé pour un trou creusé sur cette classe de vitesse théoriquement considérée comme nuisible à la transparence. La grande valeur de la classe de vitesse Δ_3 entraîne que le nombre d'atomes concernés et environ 4 fois moins grand que dans les cas $\Delta_{\text{Doppler}} = \Delta_1$ et Δ_2. En pratique son effet n'est donc pas visible ici.
- Un minimum de contraste EIT peut être noté au niveau de Δ_{Doppler} =-200 MHz. Pour le comprendre, il faut rappeler que le dépeuplement de cette classe de vitesse se produit lorsque la pompe est désaccordée de Δ_D =-200 MHz. Pour ce désaccord précis, la classe de vitesse nulle voit le champ de dépompe à résonance avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$. Les défauts de la polarisation σ^+ du faisceau rendent la transition possible même depuis le niveau $|g\rangle$ de moment magnétique $m_F = +3$. La classe de vitesse nulle est alors ici dépompée, et c'est elle qui apporte la contribution la plus importante à la transparence. La diminution de l'EIT qui en résulte est donc expérimentalement observée.

L'analyse du retrait d'une classe de vitesse présentée dans ce paragraphe semble donc en accord assez bon avec la théorie des chapitres précédents. Une augmentation du contraste EIT par un facteur 2.5 est expérimentalement démontrée.

B.3 Retrait de deux classes de vitesses

Le caractère local des classes de vitesses nuisibles, et leur disposition en des points très différents de la distribution de vitesse nous mènent à proposer un dispositif expérimental utilisant deux faisceaux de dépompe différents. Un second faisceau de dépompe est rajouté sur l'expérience. Il est présenté en figure 6.3. Sa fréquence est balayée indépendamment de celle du premier dépompeur dont la fréquence est maintenue à une valeur fixe. Cette dernière a été choisie pour maximiser le pic EIT, c'est à dire autour de $\Delta_D \simeq$45 MHz.

Le désaccord Δ'_D du second dépompeur permet de dépeupler la classe de vitesse $\Delta'_{\text{Doppler}} = \Delta'_D$. La figure 6.14(a) trace l'évolution du profil de transmission du milieu en fonction de Δ'_{Doppler}. La figure (b) est un zoom sur le pic EIT du même ensemble de mesures. Les tendances d'augmentation et de diminution du pic EIT en fonction de la position du second champ de dépompe ne sont pas facilement identifiables sur la figure. Elles vont donc être quantifiées en utilisant le contraste EIT défini précédemment.

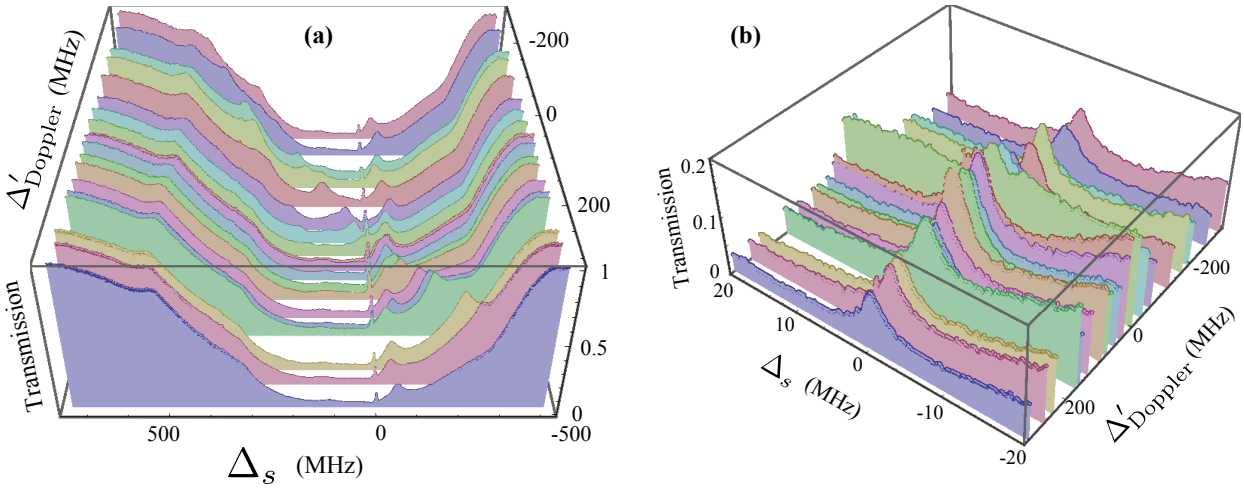


FIGURE 6.14 – Effet du dépeuplement d'une seconde classe de vitesse Δ'_{Doppler} par un second champ de repompe sur la transmission du milieu. Δ_s est le désaccord à la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 2$ de la sonde. Le premier dépompeur est maintenu à une fréquence fixe et dépeuple la classe de vitesse $\Delta_{\text{Doppler}} \simeq$ -50MHz. (a) donne le profil des courbes de transmission sur l'ensemble du profil d'absorption du milieu. (b) donne un zoom des courbes précédentes sur le pic EIT.

Notons que les trous créés paraissent plus petits dans cette expérience que dans celle effectuée au paragraphe B.1. Les puissances de dépompes utilisées sont identiques, mais le nombre d'atomes n'est pas maintenu constant entre les deux expériences. En effet, pour éviter une perte trop importante de profondeur optique due à l'utilisation des deux dépompes, la puissance de repompe a été augmentée. Le laser utilisé n'est plus une diode en cavité étendue à filtre interférentiel, mais un Ti-Sa (Matisse) qui peut délivrer beaucoup plus de puissance.

La figure 6.15 donne la valeur du contraste EIT C_{EIT} mesurée lorsque la position du second trou dans la distribution de vitesse Δ'_{Doppler} varie. La valeur du contraste est rapportée à celle du contraste EIT en l'absence du second dépompeur, notée C'_0. De manière similaire au paragraphe précédent,

trois bandes grises sont placées sur le graphique, au niveau des décalages Doppler Δ_1 =-58 MHz, Δ_2 =+44 MHz et Δ_3 =+260 MHz. Elles correspondent aux classes de vitesses calculées au chapitre précédent pour lesquels le pic d'absorption Raman est situé au centre de la zone de transparence de la classe de vitesse nulle.

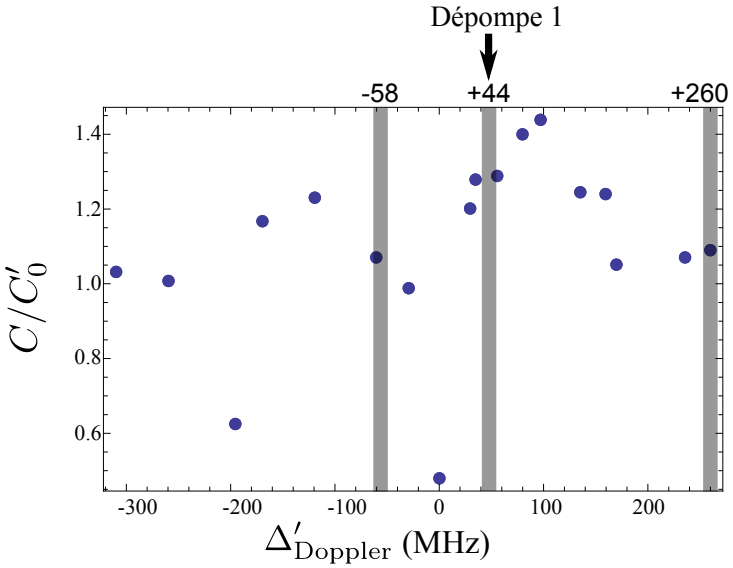


FIGURE 6.15 – Contraste EIT mesuré en présence de deux dépompes. La première dépompe dépeuple la classe de vitesse désignée par la flèche "Dépompe1" tandis que la seconde dépeuple la classe de vitesse Δ'_{Doppler} tracée en abscisse. Le contraste est rapporté à sa valeur C'_0, mesurée lorsque la seconde dépompe est très désaccordée par rapport à la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Trois bandes verticales sont placées au niveau des décalages $\Delta_1 = -58$ MHz, $\Delta_2 = +44$ MHz et $\Delta_3 = +260$ MHz. Il s'agit des classes de vitesse dont la théorie prévoit un effet particulièrement nocif sur l'EIT.

Le profil de la figure 6.15 peut être interprété en quelques points particuliers :

- En $\Delta'_{\text{Doppler}} + 44$ MHz, le premier champ de dépompe dépeuple déjà la classe de vitesse considérée. Elle correspond à la position d'une classe de vitesse nuisible pour l'EIT (Δ_2=+44 MHz). Le passage du second dépompeur par le même désaccord permet une augmentation du contraste EIT d'un facteur 1.2. Il indique que le trou ainsi creusé dans la distribution de vitesse est plus profond qu'avec une seule dépompe et contribue à un retrait plus efficace des atomes nuisibles à l'EIT.
- En $\Delta'_{\text{Doppler}} = +90$ MHz, le maximum de contraste obtenu par l'utilisation d'un second champ de dépompe est atteint. Il se trouve au

voisinage de la classe de vitesse nuisible Δ_2. Cette position peut être comprise si, par exemple, le premier dépompeur n'a pas été exactement placé au centre de la zone de classes de vitesses nuisibles, ou si cette dernière est de largeur supérieure à la largeur du trou créé. De plus, l'augmentation de la largeur homogène prévue par la présence de gaz tampon parasite contribue à donner du poids aux classes de vitesses proches de la classe de vitesse nuisible Δ_2=+44 MHz.

- Le second maximum de contraste EIT est atteint en Δ'_{Doppler} =-120 MHz. Il est proche de la valeur trouvée avec un seul dépompeur (Δ_{Doppler} =-150 MHz) et est donc cohérent avec les observations précédentes.
- En Δ_{Doppler} =-200 MHz, l'effet du dépeuplement de la classe de vitesse nulle lorsque le dépompeur est désaccordé de Δ'_D =-200 MHz avec la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 4$ se retrouve également ici. Il se traduit encore par une diminution du contraste EIT.

Cette analyse a montré l'accord raisonnable de l'influence de la déformation de la distribution de vitesse sur le pic EIT avec la théorie des chapitres précédents. Deux classes de vitesses ont été dépeuplées et leur action négative sur l'EIT en des points particuliers de la distribution de vitesse (Δ_{Doppler} =+90 et -120 MHz) a été mise en évidence.

Les expériences ont montré que l'on peut augmenter notablement le contraste EIT (multiplié par un facteur 1.4) avec une seconde dépompe voisine de la première ($\Delta'_{\text{Doppler}} = \Delta_2$). Cela vient vraisemblablement de l'élargissement homogène dû au gaz tampon. En effet, il est intéressant dans ce cas de retirer les classes de vitesses proches de Δ_2 qui contribuent alors également à la diminution de l'EIT.

Un effort supplémentaire sur la profondeur des trous créés serait source d'améliorations significatives du contraste EIT. En particulier, le diagnostic établissant la présence de gaz tampon ayant été effectué après les expériences, de nouvelles tentatives dans une cellule exempte de gaz tampon permettrait un meilleur contrôle de la distribution de vitesse via le creusement de trous plus fins et plus profonds. Les effets néfastes des classes de vitesses nuisibles pourraient être plus efficacement contrés, et la transparence mieux restaurée.

B.4 Analyse des configurations qui optimisent l'EIT

Dans cette section, la théorie est utilisée de manière plus quantitative pour prédire la réponse du milieu EIT lorsque la distribution de vitesse du milieu atomique est modifiée. Dans un premier temps, nous nous proposons de vérifier l'accord théorie/expérience dans les cas qui maximisent expérimentalement le contraste EIT. Nous essaierons ensuite de prédire l'action du

milieu sur des expériences de lumière lente ou de mémoire.

B.4.a Comparaison expérience-théorie

L'étude est restreinte aux configurations que l'on trouve expérimentalement être les plus favorables à l'EIT avec une ou deux pompes. Afin de ne pas avoir besoin de recourir à la renormalisation de l'épaisseur optique après la mesure, la puissance de repompe est modifiée durant l'expérience afin de conserver une profondeur optique identique sur le pied du pic EIT avec zéro, un ou deux champs de dépompe.

Les configurations expérimentales sont les suivantes : les deux dépompeurs ont une puissance de 7 mW sur un faisceau de section de l'ordre de 0.5 cm^2. La puissance du repompeur vaut 4.5 mW en l'absence de dépompe, 5.5 mW lorsqu'une dépompe est présente, et 7.5 mW lorsque les deux dépompes sont présentes. Le champ de contrôle a une puissance de 200 mW répartie sur un faisceau de 5 mm de rayon ($\Omega_c = 12$ MHz $= 2.3\gamma_e$). Le faisceau de sonde a une puissance de 150 nW réparti sur un diamètre équivalent ($\Omega_s = 40$ kHz $= 8 \cdot 10^{-3}\gamma_e$).

Les désaccords des deux dépompeurs valent 40 MHz et 85 MHz. Le premier est celui qui optimise expérimentalement la transparence en balayant la fréquence d'un unique dépompeur. Le second est obtenu en maximisant une nouvelle fois la transparence lorsque le premier dépompeur demeure présent et désaccordé de 40 MHz.

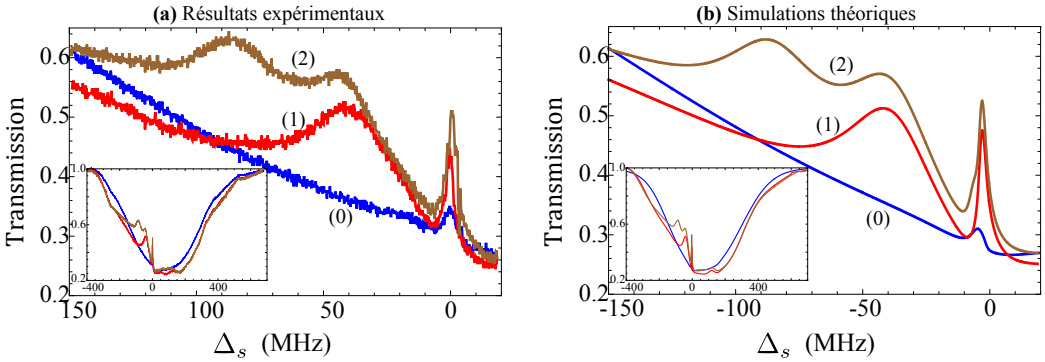


FIGURE 6.16 – Comparaison de l'expérience (a) avec les prédictions théoriques (b) de la transmission du milieu en fonction du désaccord à la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 2$ pour le champ signal Δ_s. Les cas sans dépompe (0), avec une dépompe (1) et avec 2 dépompes (2) sont tracés. Dans les deux figures le tracé de l'épaisseur optique pour des désaccords Δ_s plus important variant entre -400 MHz et +700 MHz est inséré.

La figure 6.16 reprend les trois cas expérimentaux considérés dans ce

paragraphe avec deux (2), une (1) ou sans (0) dépompes. La courbe (a) donne les résultats expérimentaux, qu'il faut confronter avec les simulations théoriques données en (b). Inséré dans chacune des deux figures, se trouve le profil de transmission du milieu sur une plus large gamme de fréquence de la sonde. Comme dans le chapitre précédent, ce profil expérimental a été utilisé pour réaliser un fit sur la distribution de vitesse. Cette dernière a été injectée dans la simulation du milieu atomique multi-niveaux. Sa validité se mesure alors sur la proximité du profil EIT obtenu avec celui donné par l'expérience. La bonne concordance des résultats expérimentaux avec la théorie en terme de hauteur et largeur de pics prouve donc ici la pertinence du modèle.

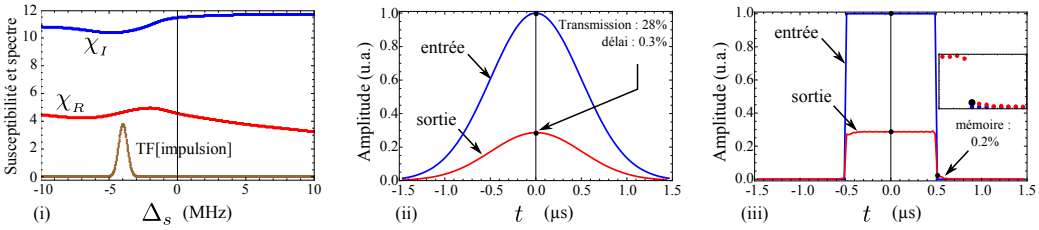
Le contraste EIT sur ces courbes expérimentales a été multiplié par 2.7 en utilisant un seul champ de dépompe, et par 3.4 avec les deux dépompeurs. Ils corroborent les résultats des paragraphes précédents obtenus avec des épaisseurs optiques pourtant très différentes. Le bénéfice de la mise en place d'une dépompe sur le contraste EIT avait été évalué à 2,5. Celui de l'ajout d'un second dépompeur avait été évalué à 1,4, ce qui donne une amélioration totale du contraste d'un facteur 1,4*2,5=3,5. Les épaisseurs optiques étant différentes dans les trois cas expérimentaux d'où proviennent ces mesures, cette proximité des valeurs confirme que la définition du contraste utilisé est indépendante de l'épaisseur optique du milieu et que la quantification de son augmentation par rapport à une valeur de référence est un paramètre pertinent pour décrire l'EIT dans différentes conditions expérimentales.

B.4.b Influence théorique sur des effets de mémoire

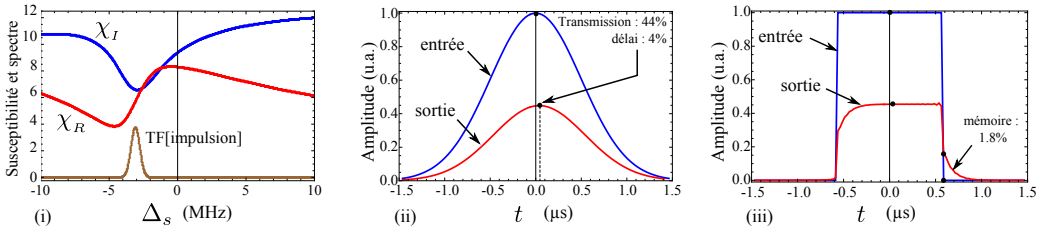
Dans ce paragraphe, la simulation numérique du milieu est utilisée pour prévoir des résultats liés à des expériences de lumière lente ou de stockage de lumière par EIT dans notre vapeur de cesium.

Le très bon accord théorie/expérience sur les parties imaginaires χ_I de la susceptibilité linéaire du milieu nous permettent de supposer que les parties réelles χ_R sont également très similaires. Leurs courbes sont tracées en figure 6.17 sur les graphiques indicés (i). La figure 6.17 présente chacun des cas décrits dans la section précédente : (a) distribution de vitesse non modifiée (pas de dépompe), (b) distribution de vitesse avec un trou, et (c) distribution de vitesse avec deux trous.

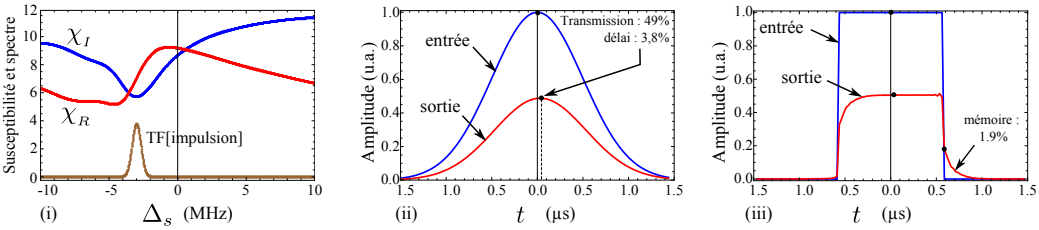
La dispersion obtenue par la simulation est donc utilisée pour prévoir l'effet de la propagation dans le milieu d'une impulsion signal dans les configurations présentées précédemment. Les effets d'absorption sont aussi pris en compte. Les résultats sont présentés en figure 6.17 (ii). On définit alors le barycentre de l'impulsion en pondérant un instant t par l'amplitude du champ à cet instant (espérance mathématique). Ce dernier permet de quan-



(a) Simulation de la propagation d'une impulsion dans le milieu EIT en l'absence de dépompeur



(b) Simulation de la propagation d'une impulsion dans le milieu EIT avec un dépompeur



(c) Simulation de la propagation d'une impulsion dans le milieu EIT avec deux dépompeurs

FIGURE 6.17 – Les cas étudiés sont ceux (a) d'une distribution de vitesse non modifiée, (b) d'une distribution de vitesse avec un trou et (c) d'une distribution de vitesse avec deux trous. Dans chaque cas, (i) trace les parties réelles χ_R et imaginaires χ_I des susceptibilités calculées, ainsi que la transformée de Fourier d'une impulsion Gaussienne centrée sur le pic EIT dont on étudie la propagation. (ii) décrit dans le domaine temporel l'effet du milieu sur une impulsion Gaussienne de largeur 1.17 μs ($\sigma = 0,5\mu\text{s} \Rightarrow \text{FWHM} = 1.17\mu\text{s}$). Le point noir au sommet de chaque Gaussienne indique le barycentre de chaque impulsion. Le délai indiqué est donné en pourcentage de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion initiale. (iii) réalise la même analyse que (ii) mais avec une impulsion carrée de même largeur à mi-hauteur. On calcule la fraction de signal qui arrive après l'impulsion initiale (le second point noir en fin d'impulsion indique le début de l'intégration) qu'on appelle "mémoire".

tifier le délai introduit par le milieu sur la propagation de l'impulsion signal, on le rapporte en pourcentage de la largeur de l'impulsion initiale.

Le délai obtenu à partir d'une impulsion de forme carrée est également tracé en figure 6.17 (iii). Il s'agit en effet d'une figure de mérite pertinente pour l'évaluation du stockage potentiel de l'impulsion lumineuse à l'intérieur de la vapeur atomique. La *mémoire* est alors définie comme l'intégrale sous la courbe de l'impulsion carrée subissant un délai, en débutant l'intégration à la fin de l'impulsion propagée en l'absence de dispersion. Il s'agit dans ce cas d'une mémoire à temps de stockage nul et donne donc la limite haute de l'efficacité, calculée en champ électrique, qu'il est possible d'obtenir pour une impulsion signal carrée. Précisons que l'efficacité en nombre de photons correspond au rapport des intensité et non des champs électromagnétiques comme défini ici. La première s'obtient en prenant le carré de la seconde.

L'effet de l'augmentation de l'EIT est nettement visible, tant en terme de délai qu'en terme de mémoire, sur les courbes des cas (b) et (c). En effet, l'effet de retard et multiplié par 13 et celui de mémoire par 9 entre les cas sans et avec dépompeur. Par contre l'ajout du second dépompeur apporte peu à l'efficacité de la mémoire (1.9% au lieu de 1.8%), voire peut paraître négatif dans le cas du délai (3.8 % à la place de 4%). En effet, si l'on dépompe de trop nombreuses classes de vitesses, comme dans le cas (c), cela peut certes augmenter la transparence, mais également contribuer à l'élargissement du pic EIT, ce qui a pour effet d'amoindrir son effet dispersif.

Les délais et les efficacités de mémoire calculés ici demeurent très faibles comparés à ce qu'il est nécessaire d'obtenir pour des applications pratiques, par exemple pour l'information quantique. Néanmoins, le facteur 10 d'amélioration des performances est notable et montre l'efficacité de la technique mise en jeu.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une technique expérimentale originale permettant de s'affranchir de la diminution des effets de transparence dans des milieux atomiques à multiples niveaux excités élargis de manière inhomogène. Nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus dans une vapeur de Cesium et montré le potentiel de cette méthode. Une augmentation du contraste EIT d'un facteur 3.5 a été mesurée. Un facteur 10 d'augmentation sur les propriétés éventuelles d'une mémoire dans la même vapeur chaude a été calculé. Des efforts supplémentaires sur la profondeur du trou constitueraient une piste prometteuse pour de futures améliorations des effets d'EIT. Notamment, la présence de gaz tampon dans la cellule ayant été identifiée a posteriori, la reproduction de ces expériences dans une cellule ne contenant que du cesium devrait permettre de réaliser un dépeuplement

plus efficace des classes de vitesses nuisibles et de restaurer un meilleur EIT. Néanmoins, cette preuve de principe ouvre une nouvelle manière de concevoir l'EIT dans des milieux inhomogènes, ses potentialités et ses facteurs limitants.

Enhancing electromagnetically-induced transparency in a multilevel broadened medium

M. Scherman, O. S. Mishina, P. Lombardi, E. Giacobino, and J. Laurat*

Laboratoire Kastler Brossel, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Normale Supérieure, CNRS, Case 74, 4 place Jussieu, 75252 Paris Cedex 05, France

*julien.laurat@upmc.fr

Abstract: Electromagnetically-induced transparency has become an important tool to control the optical properties of dense media. However, in a broad class of systems, the interplay between inhomogeneous broadening and the existence of several excited levels may lead to a vanishing transparency. Here, by identifying the underlying physical mechanisms resulting in this effect, we show that transparency can be strongly enhanced. We thereby demonstrate a 5-fold enhancement in a room-temperature vapor of alkali-metal atoms via a specific shaping of the atomic velocity distribution.

© 2012 Optical Society of America

OCIS codes: (020.1670) Coherent optical effects; (020.2930) Hyperfine structure; (270.5585) Quantum information and processing.

References and links

1. K.-J. Boller, A. Imamoglu, and S. E. Harris, "Observation of electromagnetically induced transparency," Phys. Rev. Lett. **66**, 2593–2596 (1991).
2. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, "Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media," Rev. Mod. Phys. **77**, 633–673 (2005).
3. L.V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behrooz, "Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas," Nature **397**, 594–598 (1999).
4. C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, "Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses," Nature **409**, 490–493 (2001).
5. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, and R. L. Walsworth, "Storage of light in atomic vapor," Phys. Rev. Lett. **86**, 783–786 (2001).
6. 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**, 833–836 (2005).
7. M. D. Eisaman, A. Andre, F. Massou, M. Fleischhauer, A. S. Zibrov, and M. D. Lukin, "Electromagnetically induced transparency with tunable single-photon pulses," Nature **438**, 837–841 (2005).
8. K. S. Choi, H. Deng, J. Laurat, and H. J. Kimble, "Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory," Nature **452**, 67–71 (2008).
9. 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**, 093601 (2008).
10. J. Appel, E. Figueroa, D. Korystov, M. Lobino, and A. I. Lvovsky , "Quantum memory for squeezed light," Phys. Rev. Lett. **100**, 093602 (2008).
11. J. Cviklinski, J. Ortalo, J. Laurat, A. Bramati, M. Pinard, and E. Giacobino, "Reversible quantum interface for tunable single-sideband modulation," Phys. Rev. Lett. **101**, 133601 (2008).
12. A. I. Lvovsky, B. C. Sanders, and W. Tittel, "Quantum optical memory," Nature Photon. **3**, 706–714 (2009).
13. K. Hammerer, A. S. Sorensen, and E. S. Polzik, "Quantum interface between light and atomic ensembles," Rev. Mod. Phys. **82**, 1041–1093 (2010).
14. A. M. Akulshin, S. Barreiro, and A. Lezama, "Electromagnetically induced absorption and transparency due to resonant two-field excitation of quasidegenerate levels in Rb vapor," Phys. Rev. A **57**, 2996–3002 (1998).

#159473 - $15.00 USD Received 5 Dec 2011; revised 25 Jan 2012; accepted 28 Jan 2012; published 7 Feb 2012

15. K. Li, L. Deng, and M. G. Payne, "Realization of a single and closed Λ-system in a room-temperature three-level coherently prepared resonant medium with narrow D1 hyperfine splittings," Appl. Phys. Lett. **95**, 221103 (2009).
16. C. Y. Ye and A. S. Zibrov, "Width of the electromagnetically induced transparency resonance in atomic vapor," Phys. Rev. A **65**, 023806 (2002).
17. M. M. Hossain, S. Mitra, S. Chakrabarti, D. Bhattacharyya, B. Ray, and P. N. Ghosh, "Study of width and height of EIT resonance in a Doppler broadened five-level system with varying probe power," Eur. Phys. J. D **53**, 141–146 (2009).
18. E. Figueroa, F. Vewinger, J. Appel, and A.I. Lvovsky, "Decoherence of electromagnetically induced transparency in atomic vapor," Opt. Lett. **31**, 2625–2627 (2006).
19. E. Cerboneschi and E. Arimondo, "Propagation and amplitude correlation of pairs of intense pulses interacting with a double-Λ system," Phys. Rev. A **54**, 5400–5409 (1996).
20. A. S. Sheremet, L. V. Gerasimov, I. M. Sokolov, D. V. Kupriyanov, O. S. Mishina, E. Giacobino, and J. Laurat, "Quantum memory for light via a stimulated off-resonant Raman process: Beyond the three-level Λ-scheme approximation," Phys. Rev. A **82**, 033838 (2010).
21. O.S. Mishina, M. Scherman, P. Lombardi, J. Ortalo, D. Felinto, A. S. Sheremet, A. Bramati, D. V. Kupriyanov, J. Laurat, and E. Giacobino, "Electromagnetically induced transparency in an inhomogeneously broadened Λ transition with multiple excited levels," Phys. Rev. A **83**, 053809 (2011).
22. D. A. Smith, and I. G. Hughes, "The role of hyperfine pumping in multilevel systems exhibiting saturated absorption," Am. J. Phys. **72**, 631 (2004).
23. L. P. Macguire, R. M. W van Bijnen, E. Mese, and R. E. Scholten, "Theoretical calculation of saturated absorption spectra for multi-level atoms," J. Phys. B **39**, 2709 (2006).
24. T. Lindvall and I. Tittonen, "Interaction-time-averaged optical pumping in alkali-metal-atom Doppler spectroscopy," Phys. Rev. A **80**, 032505 (2009).

1. Introduction

Among the capabilities enabled by electromagnetically induced transparency (EIT) [1, 2] or related phenomena are high precision magnetometery, lasing without inversion, and slowing [3] and stopping of light pulses [4, 5]. These possibilities opened new avenues for optical information storage and quantum information processing. Recent experiments based on dynamic EIT have demonstrated the reversible mapping of single-photons or qubits [6–8] and of quantum continuous variables [9–11]. These seminal demonstrations spurred intense experimental and theoretical efforts to improve the efficiency of such processes and extend them to new enabling photonic technologies.

An important effort concerns indeed the modeling of the EIT process in the non-ideal case. The EIT configuration is usually modeled by a generic Λ-type three-level system, most relevant for quantum memory schemes [2]: two atomic ground states are connected to an excited state via two optical fields, a probe and a control field. However, in many optically dense media, the relevant energy structure is more complex and can strongly modify the EIT features. A typical case is the use of ensembles of alkali-metal atoms in which experiments have been most performed [12, 13]. The hyperfine interaction in the excited state introduces several levels, which can simultaneously participate in the coherent interaction. The deviation from the Λ-type approximation can be very significant when the inhomogeneous broadening is comparable with the separation between these excited levels, such as for example in the D_2-line of atomic cesium at room temperature. The observed transparency is generally lower than predicted [11, 14] and can eventually disappear for large broadening [15]. The broadening also leads to a narrowing of the transparency window [16–18]. Various numerical analysis have investigated particular regimes, such as double-Λ system [19] or off-resonant Raman transition in a broadened medium [20]. However, to date no full study of EIT in inhomogeneously broadened medium with multiple excited levels has been performed.

Here, we report measurements that provide a detailed picture of EIT in a Doppler broadened medium. In agreement with the general model recently developed in Ref. [21], we evidence the process leading to a reduced transparency and we experimentally demonstrate how to mitigate this effect. Our observations are made possible by identifying atoms from specific velocity

#159473 - $15.00 USD Received 5 Dec 2011; revised 25 Jan 2012; accepted 28 Jan 2012; published 7 Feb 2012
(C) 2012 OSA

classes that absorb the light in the process and by then reshaping accordingly the atomic velocity distribution. This procedure enables to recover a significant transparency.

2. Effect of inhomogeneous broadening on the EIT features

In a Λ-type system, the susceptibility of the medium is strongly modified when a driving field is applied to one of the transition. In the absence of broadening, the transmission of a probe field exhibits two symmetrical absorption peaks as a function of its detuning from the resonance, defining a transparency window at resonance. In an inhomogeneously broadened medium, the absorption spectrum of the various atoms differs from this description as they are involved in off-resonant processes, drastically modifying the susceptibility and the EIT spectrum.

Specifically, in a Doppler broadened medium, the atoms are distributed over a wide range of velocity classes. For an atom moving with velocity $\mathbf{v}$ and copropagating control and probe fields, the two laser frequencies are Doppler shifted in the atom rest frame by approximately the same detuning $2\pi.\Delta_{Doppler} = -\mathbf{k}\cdot\mathbf{v}$ where $\mathbf{k}$ is the wave-vector of the fields. The two-photon detuning, defined as $2\pi.\Delta_{2ph} = \omega_{probe} - \omega_{control} + \omega_{gs}$ where ω_{probe} and $\omega_{control}$ are the field frequencies and ω_{gs} the splitting between the two ground states, does not depend on the velocity either. Figure 1(a) gives the absorption as a function of the two-photon detuning for different Doppler shifts when the control field is resonant for atoms at rest. We have considered the case of velocities opposite to the laser propagation direction ($\Delta_{Doppler} > 0$). While for atoms at rest one can observe the usual Autler-Townes doublet, the spectrum is modified when the Doppler shift increases, i.e. the two absorption peaks are not symmetrical anymore. The peak with $\Delta_{2ph} < 0$ corresponds to the one-photon absorption resonance and the second peak ($\Delta_{2ph} > 0$) corresponds to the Raman absorption process, and it is Stark shifted from the zero two-photon detuning. When the Doppler detuning increases, this Raman peak gets closer to $\Delta_{2ph} = 0$ without reaching this point. As a result, transparency is preserved at the zero two-photon detuning for all the velocity classes. The integration over the whole distribution thus preserves the transparency at resonance but leads to a reduction of the transparency window width.

When one takes into account the presence of other levels, additional Stark shifts appear that move the Raman resonance from the position described in the Λ configuration. Based on the model developed in [21], Fig. 1(b) shows the case of two excited levels, $|e\rangle$ and $|e'\rangle$. The strong modification of the susceptibility can be understood as follows. In this scheme, two

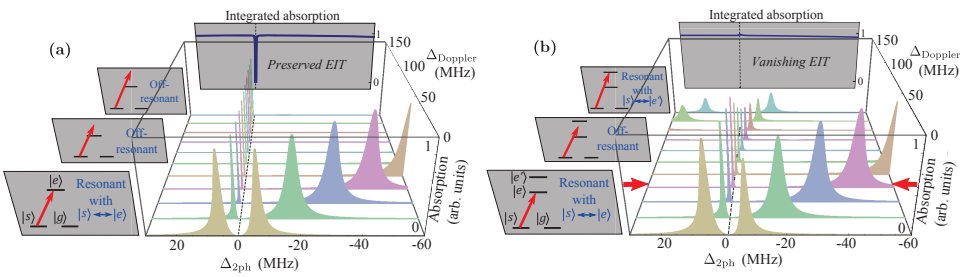


Fig. 1. EIT features in a Λ and in a multi-level system. The calculated probe absorptions are displayed for atoms with different velocities given by the Doppler detunings $\Delta_{Doppler}$, as a function of the detuning Δ_{2ph}. Panel (a) corresponds to a Λ-scheme and shows a preserved transparency. Panel (b) takes into account an additional excited state, leading to a vanishing transparency. The dotted line indicates the center of the EIT window for atoms with $\Delta_{Doppler}$=0. The integrated absorption is obtained for a Gaussian velocity distribution of 160 MHz half-width (thermal distribution for Cesium at 300 K). The control Rabi frequency is $\Omega = 2.3\gamma$, where γ is the natural linewidth.

#159473 - $15.00 USD Received 5 Dec 2011; revised 25 Jan 2012; accepted 28 Jan 2012; published 7 Feb 2012
(C) 2012 OSA

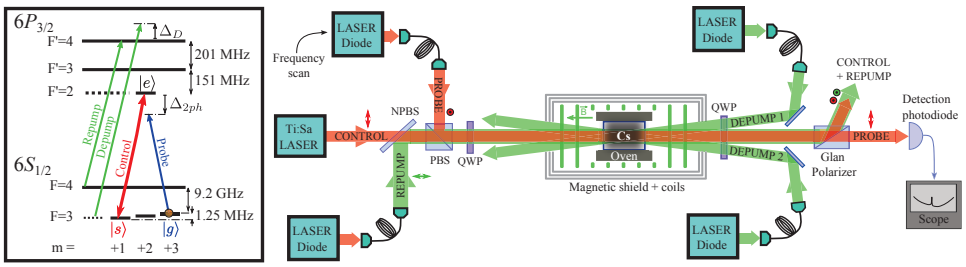


Fig. 2. The transmission of a cesium vapor is probed by scanning the frequency of a weak σ^--polarized probe field. The strong σ^+-polarized control field is kept on resonance with the $|s\rangle$ to $|e\rangle$ transition. A repumper beam enables to efficiently prepare the atoms in the $|g\rangle$ ground state. Two σ^+-polarized depumpers beams can be used to burn holes in the velocity distribution in order to exclude atoms with specific Doppler shifts from the interaction process. PBS and NPBS : polarizing and non-polarizing beam splitter, QWP: $\lambda/4$ plate.

velocity classes now see the control field on resonance but for different levels: $|e\rangle$ for zero Doppler shift and $|e'\rangle$ for a shift equal to the separation between the two levels $\omega_{e'e}$. These two classes exhibit a quasi-symmetrical Autler-Townes doublet centered close to their respective atomic transition, i.e. on the zero two-photon detuning shown on Fig. 1(b). For atoms with intermediate velocities, the Raman absorption undergoes Stark shifts due to the two excited states and eventually crosses the transparency window of atoms with zero Doppler shift, as illustrated in Fig. 1(b). While transparency was always preserved at resonance in the Λ model, here there is no longer any value of the detuning for which atoms are transparent independently of their velocity. Consequently, if the broadening is comparable with the hyperfine splitting, the integration over all the velocity classes can result in a total disappearance of the EIT, as shown here. We find that in our case the atomic velocity classes to be removed for optimal EIT recovery correspond to Doppler detunings 35 MHz$\lesssim \Delta_0 \lesssim$45 MHz (Appendix A). By excluding these specific atoms from the interaction process, the EIT can be recovered, as we will show.

3. Experimental setup and results

The experiment is sketched in Fig. 2. The optically dense medium is obtained from a vapor of ^{133}Cs heated at 35°C in a paraffin-coated cylindrical glass cell (3 cm long and 3 cm in diameter). At this temperature, the Doppler broadening reaches a half-width equal to 160 MHz. The cell is placed in a longitudinal magnetic field produced by sets of coils and the system is enclosed into a magnetic shield. The scheme of the interaction is given in the inset of Fig. 2. The two ground states $|s\rangle$ and $|g\rangle$ are the two Zeeman states $|6S_{1/2}, F=3, m=1\rangle$ and $|6S_{1/2}, F=3, m=3\rangle$ separated by 1.25 MHz. The excited state $|e\rangle$ is the Zeeman state $|6P_{3/2}, F=2, m=2\rangle$. As explained previously, this simple Λ system is strongly influenced by the other excited states, i.e. $|6P_{3/2}, F=3\rangle$ and $|6P_{3/2}, F=4\rangle$ which are respectively 151 MHz and 352 MHz from the $|e\rangle$ state. The control field is σ^+-polarized and resonant with the transition $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$ for non-moving atoms, while the probe field is σ^--polarized and addresses the transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$.

The experiment is performed in the continuous-wave regime. The control field tends to pump all the atoms into the Zeeman sublevel of maximum m of the F=3 level. However, off-resonant pumping through the excited state $|6P_{3/2}, F=3\rangle$ in the presence of large Doppler shifts can eventually drive all the atomic population into the $|F=4\rangle$ dark state. To prevent this depumping, an additional σ^+ repump field is used on the transition $|F=4\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$. In this way, a significant fraction of the atoms is maintained in $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ [11].

Control and probe fields are collimated (5mm diameter) and with respective powers of 200 mW and 150 nW. They are combined on a polarizing beam splitter and then pass through a $\lambda/4$

#159473 - $15.00 USD Received 5 Dec 2011; revised 25 Jan 2012; accepted 28 Jan 2012; published 7 Feb 2012
(C) 2012 OSA

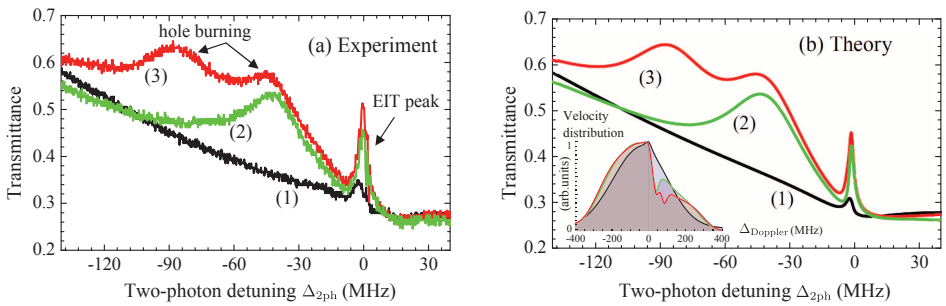


Fig. 3. Transparency enhancement by reshaping of the velocity distribution. (a) Transmission of the probe field as a function of the detuning Δ_{2ph}. Curve (1): without depumping beams, Curve (2): one depumping beam with Δ_D=40 MHz and Curve (3): two depumping beams with Δ_D=40 MHz and 85 MHz. The transmission is normalized to the transmission for large detunings. The experimental powers are 6 mW for the depumpers, 4.5 mW for the repumper without depump, 5.5 mW with one depumps and 7.5 mW with two depumps (see text). (b) Theoretical predictions calculated from Ref. [21]. $\Omega = 2.3\gamma$, corresponding to the experimental value, with $\gamma = 2\pi \times 5.2$ MHz. We include the ground state decoherence due to the dephasing between control and probe lasers experimentally estimated to be $\gamma_{sg} = 0.077\gamma$. This value corresponds to twice the linewidth of these independent lasers. The inset gives the velocity distribution extracted from the data and used for the model.

to enter the cell with circular polarization. The probe field is then extracted using a $\lambda/4$ and a Glan polarizer with high extinction ratio (10^6). The repump beam has a slightly larger beam size and its power is adjusted during the experiment to keep the optical density constant.

As explained above, the disappearance of the EIT is predicted to be due to some specific velocity classes. In order to exclude these atoms from the interaction, we use one or two additional depumping beams detuned by Δ_D from the $|F=3\rangle \rightarrow |F'=4\rangle$ transition for non-moving atoms. They enable to burn specific holes in the velocity distribution. For experimental convenience, they are contra-propagative with the control and probe fields, with an angle around 3°. In order to remove atoms that see the probe field frequency shifted by Δ_0, a counterpropagating depumping beam must have a frequency detuned by $\Delta_D = \Delta_0$. The atoms are then efficiently pumped into the hyperfine ground state F=4 and do not contribute anymore to the interaction.

Transmission spectra are obtained by scanning the probe detuning, which corresponds to scanning the two-photon detuning Δ_{2ph}. Figure 3(a) gives the spectrum, with and without reshaping of the atomic velocity distribution. Curve (1) shows a very weak EIT peak near $\Delta_{2ph} = 0$ as expected in such a broadened medium with several excited states. We then send a depumping beam. A broad peak, corresponding to the hole burnt in the velocity distribution, appears in the transmission spectrum (curve (2)). As can be seen, the EIT peak is significantly enhanced. The best transparency is obtained for detunings close to the predicted value of $\Delta_D = 40$ MHz, confirming that the EIT is recovered when the detrimental effect of these atoms is suppressed. The depth of the hole created in the distribution by the depumping beam at 40 MHz being saturated for a power of about 6mW, we tested the effect of a second depumping beam, detuned from the optimal frequency and corresponding to atoms with Δ_D =85 MHz. As shown by curve (3), the transparency is slightly increased, since this beam removes some more atoms which have non-zero absorption in the EIT window.

4. Discussion and conclusion

These results are in very good agreement with the transmission curves calculated from the model developed in Ref. [21] and given in Fig. 3(b). In this case, we have used the velocity

#159473 - $15.00 USD Received 5 Dec 2011; revised 25 Jan 2012; accepted 28 Jan 2012; published 7 Feb 2012
(C) 2012 OSA

distributions extracted from the experimental data to compute the susceptibility of the atomic ensemble, as shown in the inset of Fig. 3(b). Even in the absence of depumping beams, the distribution is non Gaussian, since it is strongly modified by the control and the repump beams [22–24]. It can be seen that the effect of one and two depumping beams on the EIT is correctly reproduced. Because of the distorted velocity distribution, this model also correctly predicts a small EIT feature in the absence of depumping, in contrast to the model of Fig. 1(b).

Finally, in order to quantify the EIT enhancement, we introduce an EIT contrast C defined as the ratio $C = (t_{max} - t_{min})/(1 - t_{min})$ with t_{max} and t_{min} being the probe transmittance at the maximum and on the side of the EIT peak. In our experiment, C is increased by a factor 5, which can be shown to yield a decrease of the group velocity by a factor of the same order of magnitude. This shows the potential of our method for efficiently improving EIT-based processes. We note that the full theoretical model [21] predicts an enhancement factor around 8. The main limitation in our experimental demonstration is coming from the contrast of the hole burned in the velocity distribution. A detailed study of the hole burning dynamics is expected to bring further enhancement of the EIT feature [22, 23] .

In summary, we have reported a detailed experimental characterization of the EIT properties of a medium with Doppler broadening and multiple excited levels. It can be shown that some specific velocity classes are mainly causing the suppression of transparency. We have proposed a procedure to remove these atoms from the interaction via a well-designed reshaping of the atomic velocity distribution. Our observations confirmed the general mechanism and enabled to demonstrate a strong enhancement of the transparency. This study may bring new applications and offer significant improvements in various settings based on EIT or related effects, including in quantum information science and metrology. Moreover, beyond the specific medium used here, i.e alkali-metal atoms at room temperature, our method, which allows an efficient engineering of the EIT properties of an inhomogeneously broadened medium, can be extended to various atom-like physical systems presenting simultaneously large broadening and multiple levels, e.g. in rare-earth doped crystals, quantum dots or nitrogen-vacancy centers in diamonds.

Appendix A: Determination of velocity classes leading to absorption

The simplified model given in the text enables to identify the atoms which strongly modify the EIT and to calculate their Doppler shift Δ_0. With d and d' the dipole elements for $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$ and $|s\rangle \rightarrow |e'\rangle$ transitions and $\omega_{e'e}$ the splitting in the excited state, Δ_0 can be obtained from:

$$\frac{|d|^2}{\Delta_0} + \frac{|d'|^2}{(\Delta_0 - \omega_{e'e})} = -\frac{|d'|^2}{\omega_{e'e}}.$$

This equation states that the Raman absorption resonance, displaced by the Stark shifts due to the two excited levels (left hand side) is centered at the same frequency as the EIT window for atoms with zero Doppler shift, itself shifted due to level $|e'\rangle$ (right hand side). This equation has two solutions that do not depend on the control field Rabi frequency. The solution that introduces the largest absorption is Δ_0=48 MHz, marked by arrows in Fig. 1.

With a full model [21] taking into account the hyperfine structure of atomic cesium, and the variation of the height of the Raman absorption resonance with Doppler detuning, we find that in our case the atomic velocity classes to be removed for optimal EIT recovery correspond to Doppler detunings 35 MHz$\lesssim \Delta_0 \lesssim$45 MHz, which is consistent with the simplified calculation.

Acknowledgments

We thank D. Felinto, J. Ortalo and S. Burks for fruitful discussions. This work is supported by the EC under the ICT/FET project COMPAS. O.S.M. acknowledges the financial support of the Ile-de-France programme IFRAF. J. Laurat is member of the Institut Universitaire de France.

Troisième partie

EIT : un outil pour une mémoire optique

Chapitre 7

Introduction aux mémoires optiques dans des ensembles atomiques

Sommaire

A Enjeux des mémoires quantiques. 156

A.1 Bit quantique : le qu-bit 157

A.2 Mémoire et répéteur quantique 157

B Mémoires quantiques dans des ensembles atomiques 159

B.1 Ensembles atomiques et états du champ électromagnétique 159

B.2 Echos de photons 161

B.3 Raman 163

C Mémoire quantique par EIT 163

C.1 Description en terme de susceptibilité linéaire . . . 163

C.2 Description en terme de polaritons d'états noirs . . 165

C.3 Etat de l'art des mémoires par EIT 169

D Projet expérimental 172

A Enjeux des mémoires quantiques.

La réalisation d'une mémoire quantique représente un enjeu de taille pour la physique fondamentale et appliquée. Elle est par exemple la brique essentielle à la réalisation des répéteurs quantiques, eux même clés de voûte des

réseaux de communications quantiques à longues distances. Elle permet également la préparation de milieux atomiques dans des états non classiques, leur intrication avec des champs électromagnétiques ou avec d'autres milieux atomiques. Il s'agit donc un objet indispensable au développement de l'information quantique.

A.1 Bit quantique : le qu-bit

Le domaine de l'information quantique requiert la possibilité d'échanger, de stocker et de réaliser des opérations sur des bits quantiques (qubits). Les photons sont d'excellents porteurs de cette information : ils se propagent rapidement, sont modulables à de hautes fréquences et sont relativement robustes à la décohérence. Ils sont appellés "flying qubits". Cependant ils n'est pas évident de les ralentir ou les stocker ou de les faire interagir entre eux.

Les milieux matériels (atomes, ions, molécules, quantum-dots, jonctions josephson) représentent de bons candidats au stockage ou à la manipulation de l'information quantique. Le long temps de vie des cohérences des états fondamentaux, sur des échelles de temps qui peuvent varier de la micro-seconde à la minute, permet d'envisager des protocoles de stockage ou d'opérations quantiques complexes. Ils sont appellés "static qubits". Par exemple, une réalisation expérimentale de l'algorithme de Shor [Shor, 1999] pour la décomposition en nombre premiers du nombre N=15 a été démontrée en 2001 [Vandersypen et al., 2001] dans une grosse molécule contenant cinq ^{19}F et deux ^{13}C dont les spins nucléaires forment les qubits. Le domaine des ions piégés permet également la manipulation de plusieurs qubits, et leur intrication a pu être démontrée sur 8 ions uniques [Haffner et al., 2005].

Le passage de l'information quantique portée par les photons vers un milieu matériel permettant le stockage et le traitement de l'information se fait via une interaction lumière-matière cohérente. C'est l'enjeu des travaux expérimentaux actuels sur les transferts champ-matière.

A.2 Mémoire et répéteur quantique

La transmission sur de longues distances des *flying qubits* est soumise à la qualité de la propagation dans les fibres optiques. Bien qu'exceptionnellement faibles, les pertes limitent la propagation de l'information sur des distances de l'ordre de la centaine de kilomètres. En effet, le taux d'absorption typique de 0.2 dB/km ne permet qu'à 60% des photons initiaux d'êtres détectés au bout de 10 km de fibre, 1% au bout de 100 km et 0.01% au bout de 200 km.

Ainsi, le nombre de photons nécessaires à la propagation d'un signal sur une distance d augmente exponentiellement avec cette distance.

Pour s'affranchir de cette limitation forte, les systèmes de communication classique ont mis en place des répéteurs qui réamplifient le signal régulièrement au cours de sa propagation (tous les 50 km environ). Une solution de ce type n'est pas envisageable dans le cas des communications quantiques. En effet, le processus d'amplification dégrade l'information portée par l'impulsion lumineuse en induisant un excès de bruit sur l'état amplifié. Un nouveau type d'architecture doit donc être imaginé pour mettre au point un répéteur permettant la transmission d'états quantiques.

Le répéteur quantique a été proposé afin de permettre la distribution d'intrication entre deux points A et B séparés par une grande distance d. Il consiste en la division de la longueur d en segments plus petits de longueurs l. Sur ces segments, des photons intriqués peuvent se propager sans trop d'atténuation et permettre d'en intriquer les deux extrémités. Il s'agit ensuite de distribuer l'intrication d'un segment à l'autre en réalisant une mesure appropriée au noeud formé des deux extrémités de segments adjacents. De p segments de longueurs l dont les extrémités sont intriquées, le système passe à $p/2$ segments de longueurs $2l$ dont les extrémités sont intriquées. Il est alors possible, en réitérant le processus de mesure à tous les noeuds, de permettre l'intrication du point A et du point B séparés de d.

Néanmoins, la génération d'intrication (par exemple celle de paires de photons intriqués), fait appel à des événements probabilistes qui rendent la probabilité de succès simultanée des mesures réalisées entre chaque segment, exponentiellement décroissante avec le nombre de segments. On se retrouve donc avec le même problème qu'initialement, à savoir un besoin de générer un nombre de photons intriqués qui augmente de façon exponentielle avec la distance d. Pour s'en affranchir, on propose d'utiliser des mémoires quantiques. Ces dernières stockent les photons aux extrémités de chaque segment et permettent de transférer l'intrication sur des segments plus longs sans que les mesures d'échange d'intrication soient simultanées.

Cependant, les mesures permettant le raccord de deux segments, et les pertes dans les fibres dégradent le degré d'intrication. Il est donc nécessaire de régénérer régulièrement cette dernière via des processus de purification de l'intrication. Ces processus permettent de réaliser l'intrication des deux extrémités A et B avec un nombre de photons intriqués qui augmente désormais de façon polynômiale avec la distance [Briegel et al., 1998], [Removille, 2009]. Comparé à l'évolution exponentiellement gourmande en ressources décrite pour la propagation en un seul tronçon, ce type d'architecture prend tout son sens pour des propagations sur des longues distances.

B Mémoires quantiques dans des ensembles atomiques

L'enjeu que représente la réalisation d'une mémoire quantique pour le domaine des communications quantiques a été présenté à la section précédente. Les paragraphes qui suivent procèdent à une revue non exhaustive des procédés permettant de faire des mémoires optiques dans des ensembles atomiques. Des revues récentes et très détaillées sur le sujet peuvent être trouvées dans la littérature, notamment [Simon et al., 2010] et [Hammerer et al., 2010].

B.1 Ensembles atomiques et états du champ électromagnétique

L'ensemble atomique est décrit comme une assemblée de spins dont les propriétés collectives caractérisent l'état. Une description plus précise que celle qui suit peut être trouvée dans [Dantan, 2005]. Les spins considérés ici sont des cohérences atomiques dans des systèmes à deux niveaux composés des états $|s\rangle$ et $|g\rangle$. Les opérateurs qui définissent les composantes dans les trois directions de ces spins fictifs individuels s'écrivent :

$$\hat{\sigma}_x = \frac{|s\rangle\langle g| + |g\rangle\langle s|}{2} \qquad \hat{\sigma}_y = \frac{|s\rangle\langle g| - |g\rangle\langle s|}{2i} \qquad \hat{\sigma}_z = \frac{|g\rangle\langle g| - |s\rangle\langle s|}{2} \tag{7.1}$$

Ils vérifient les relations de commutations d'un moment cinétique :

$$[\hat{\sigma}_x, \hat{\sigma}_y] = i\hat{\sigma}_z \qquad [\hat{\sigma}_y, \hat{\sigma}_z] = i\hat{\sigma}_x \qquad [\hat{\sigma}_z, \hat{\sigma}_x] = i\hat{\sigma}_y \tag{7.2}$$

Ainsi que :

$$\hat{\sigma}_x^2 = \hat{\sigma}_y^2 = \hat{\sigma}_z^2 = \frac{|s\rangle\langle s| + |g\rangle\langle g|}{4} = \frac{\hat{1}}{4} \tag{7.3}$$

L'état quantique d'une assemblée de N spins est décrit par les opérateurs collectifs de spin $\hat{J}_\alpha$ qui sont la somme des opérateurs des spins individuels $\hat{\sigma}_\alpha^{(i)}$, $\alpha = \{x, y, z\}$. Ils vérifient des propriétés de commutations similaires :

$$\hat{J}_x = \sum_{i=1}^{N} \hat{\sigma}_x^{(i)} \qquad \hat{J}_y = \sum_{i=1}^{N} \hat{\sigma}_y^{(i)} \qquad \hat{J}_z = \sum_{i=1}^{N} \hat{\sigma}_z^{(i)} \tag{7.4}$$

$$[\hat{J}_x, \hat{J}_y] = i\hat{J}_z \qquad [\hat{J}_y, \hat{J}_z] = i\hat{J}_x \qquad [\hat{J}_z, \hat{J}_x] = i\hat{J}_y \tag{7.5}$$

.

Ces relations de commutations entraînent des relations d'incertitude de type Heisenberg. En particulier, si un pompage optique est réalisé de manière à préparer le milieu dans l'état $|g\rangle$, les opérateurs collectifs de spin s'écrivent :

$$\hat{\sigma}_z^{(i)} = \frac{1}{2} \Rightarrow \hat{J}_z = \frac{N}{2} \Rightarrow \Delta J_x \Delta J_y \geq \frac{1}{2}|[\hat{J}_x, \hat{J}_y]| = \frac{N}{4} \tag{7.6}$$

où ΔJ_x et ΔJ_y représentent les fluctuations du vecteur spin collectif dans le plan orthogonal à la polarisation du milieu.

Pour un état préparé par pompage optique, aucune direction, x ou y, n'est privilégiée. Un état de type *état cohérent atomique* est alors obtenu. Il vérifie $\Delta J_x = \Delta J_y = \frac{\sqrt{N}}{2}$. Cette dernière valeur définit de bruit quantique standard de l'état atomique.

Le calcul des fluctuations quantiques de J_x fait intervenir J_x^2 avec :

$$J_x^2 = \sum_{i=1}^{N} (\hat{\sigma}_x^{(i)})^2 + \sum_{j \neq i}^{N} \hat{\sigma}_x^{(i)} \ \hat{\sigma}_x^{(j)} = \frac{N}{4}\hat{1} + \text{correlations} \tag{7.7}$$

L'état cohérent atomique traduit donc l'absence de correlations entre les différents spins individuels qui constituent l'ensemble atomique. A l'inverse, il est possible de préparer des états dont l'une des variances est en dessous du bruit quantique standard, traduisant des correlations entre spins individuels, qui sont appellés "états comprimés atomiques".

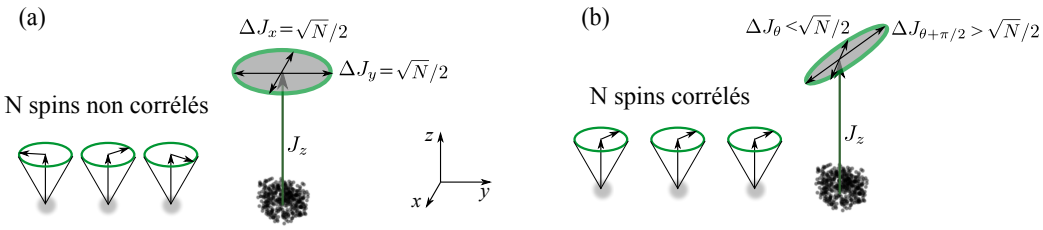


FIGURE 7.1 – Schéma décrivant l'état du spin collectif d'un ensemble d'atomes à partir des spins individuels orientés selon l'axe z. (a) décrit un état cohérent atomique dans lequel les spins individuels sont non corrélés. Il se caractérise par une variance uniforme dans les directions orthogonales à l'axe z : $\Delta J_x = \Delta J_y = \frac{\sqrt{N}}{2}$. (b) représentation d'un état comprimé atomique traduisant des correlations entre spins individuels. La variance du spin collectif dans une directions θ du plan orthogonal à z est inférieur au bruit quantique standard, alors qu'elle présente un excès de bruit dans la direction orthogonale $\theta + \pi/2$.

Il existe donc une grande analogie dans la description d'un ensemble d'atomes dont on considère la superposition cohérente entre deux états fondamentaux et celle d'un état du champ électromagnétique telle qu'elle a été

faite dans la première partie de ce manuscrit. Tout l'enjeu des mémoires quantiques consiste à réaliser un transfert réversible d'un état lumineux vers un ensemble atomique. Différents protocoles expérimentaux ont été proposés pour réaliser cette interface. Nous en détaillons un certain nombre dans les paragraphes qui suivent, en insistant particulièrement sur celui qui constitue la base des expériences que nous avons réalisé au laboratoire : la transparence électromagnétiquement induite.

B.2 Echos de photons

De nombreux protocoles de mémoire utilisent le principe des échos de photons. Ce procédé exploite l'élargissement inhomogène de certains milieux. Dans de tels milieux, les cohérences excitées par le passage d'un champ signal se déphasent les unes par rapport à autres. Si l'élargissement est dû à des processus stationnaires à l'échelle de temps de la mémoire, les déphasages sont déterministes. Ils peuvent donc être inversés et mener à la ré-émission par le milieu d'une impulsion "écho". Ce procédé est décliné sous la forme de plusieurs techniques dont nous allons donner un bref aperçu.

Une première technique dans une structure à deux niveaux consiste à envoyer, à un temps τ après l'impulsion signal, une impulsion π qui inverse les populations des deux niveaux. La rotation des vecteurs de Bloch de 180° conduit au rephasage des cohérences après un temps τ. Le milieu ré-émet alors un écho [Kurnit et al., 1964] dont le profil temporel est inversé par rapport à l'impulsion initiale. Néanmoins l'inversion de population générée par l'impulsion π conduit à faire intervenir l'emission spontanée. Elle rajoute du bruit sur le signal et ne permet pas de préserver ses propriétés quantiques [Ruggiero et al., 2009].

Le principe du CRIB (Controlled Reversible Inhomogeneous Broadenning) consiste à contrôler précisément l'inhomogénéité du milieu et inverser l'évolution temporelle des cohérences au moment voulu. Par exemple un champ électrique non uniforme et contrôlable permet de modifier localement par effet Stark les transitions atomiques. Les déphasages entre les cohérences sont donc induits par ces décalages Stark. En inversant la polarité du champ électrique après un temps τ, tous ces déphasages voient leurs évolutions temporelles relatives inversées et se retrouvent à nouveau en phase après un second temps τ. Cette technique a rencontré un succès certain dans les cristaux à température cryogénique où depuis sa première réalisation expérimentale en 2006 [Alexander et al., 2006] elle a permis de produire des mémoires qui ont démontré des efficacités valant jusqu'à 69% sans excès de bruit [Hedges et al., 2010].

Une technique très similaire a ensuite été proposée, le GEM (Gradient

Echo Memory), où un gradient de champ magnétique, appliqué le long d'une cellule de gaz d'atomes à température ambiante, change par effet Zeeman la fréquence absorbée par les atomes en fonction de leur position selon l'axe de propagation. En inversant le sens du courant dans les bobines, on inverse les décalages Zeeman et on réalise un écho de photon similaire à ce qui a été auparavant présenté. Certains raffinements à ces techniques ont été apportés en utilisant un schéma en Λ et en opérant un transfert des cohérences optiques vers des cohérences Raman de plus longue durée de vie. Un caractère fortement multimode, des possibilités de contrôle cohérent des impulsions stockées [Hosseini et al., 2009], [Buchler et al., 2010], des efficacités jusqu'à 87% [Hosseini et al., 2011b] ainsi que des fidélités dépassant la limite classique pour de faibles états cohérents [Hosseini et al., 2011a] ont pu être expérimentalement démontrés, montrant le potentiel de cette technique.

D'autres méthodes, utilisent la possibilité d'une ingénierie fine de l'élargissement inhomogène. La technique AFC (Atomic Frequency Comb), principalement utilisée dans des cristaux refroidis à température cryogénique, consiste à dessiner au sein du très large profil d'absorption initial de nombreux pics d'absorption étroits régulièrement espacés en fréquence et situés à l'intérieur du spectre de l'impulsion. Toutes les cohérences excitées se déphasent donc dans le temps proportionnellement à cet écart fréquentiel. Au bout d'un temps égal à l'inverse de cet écart les cohérences se rephasent et ré-émettent une impulsion écho. Leur rephasage intervient aussi à tous les multiples de ce temps de rephasage, et peut donner lieu à la restitution de l'énergie initiale sous la forme de multiples échos. Il est cependant possible d'optimiser les paramètres afin que le premier de ces échos contienne la quasi totalité de l'énergie. Une efficacité de l'ordre du pour-cent alliée à un caractère extrêmement multimode a en premier lieu pu être expérimentalement démontrée [Afzelius et al., 2010]. Puis, une efficacité de 25% a été atteinte pour des impulsions très atténuées au niveau du photon unique [Sabooni et al., 2010]. Le stockage de l'intrication entre deux photons a également pu être récemment démontré [Clausen et al., 2011] utilisant une mémoire d'efficacité environ 20% pour un temps de stockage égal à la largeur de l'impulsion entrante ($\simeq$ 20 ns).

Une dernière technique faisant appel au contrôle de l'élargissement inhomogène peut être citée [Lauro, 2010]. Elle consiste à ralentir une impulsion dans un trou spectral creusé dans l'élargissement inhomogène. Ce ralentissement s'accompagne de l'excitation non résonante des cohérences optiques que l'on peut transférer via des impulsions π à des cohérences Raman entre des états fondamentaux de longue durée de vie.

B.3 Raman

Les processus de stockage d'impulsion lumineuse par effet Raman ont été décrits de manière exhaustive par Gorshlov *et al,* [Gorshkov et al., 2007]. Le protocole expérimental est très similaire à la configuration d'EIT, mais il met en jeux des champs désaccordés à un photon par rapport à la transition atomique. Des champs suffisamment peu désaccordés permettent d'effectuer un stockage similaire à celui qui s'effectue en EIT (décrit au paragraphe qui suit), parfois même avec des efficacités supérieures [Kozuma et al., 2002]. Cependant, si le désaccord est suffisamment grand, les effets d'interférences quantiques à l'origine de l'EIT n'interviennent plus [Simon et al., 2010]. En particulier, le processus de stockage n'est plus lié à une réduction de la vitesse de groupe de l'impulsion comme dans l'EIT. En effet, la susceptibilité linéaire ne s'annule plus au niveau de la résonance à deux photons où une absorption cohérente de type Raman se produit via un état virtuel créé par le champ de contrôle intense.

L'expérience la plus aboutie sur le sujet a été récemment réalisée par l'équipe de I. Walmsley dans une vapeur chaude de Cesium [Reim et al., 2011] utilisée sur la raie D_2. Des impulsions de durée inférieure à la nanoseconde (300 ps) ont pu être efficacement stockées, prouvant une bande passante supérieure au GHz pour le processus de mémoire. Cette dernière est théoriquement limitée par l'écart hyperfin (9.2 GHz) entre les deux niveaux fondamentaux entre lesquels la cohérence Raman est excitée. L'efficacité de stockage s'élève à 30% et le temps de vie de la mémoire est mesuré à 1.5 μs, c'est à dire 5000 fois la durée de l'impulsion. En effet, le temps de vie de la cohérence atomique est estimé à $\sim$ 100 μs et ne limite donc pas le stockage sur les courtes durées considérées. Enfin, le bas bruit mesuré sur l'impulsion relue rend le procédé expérimental compatible avec des protocoles d'information quantique.

C Mémoire quantique par EIT

Cette partie est consacrée à la description de la technique que nous utilisons au laboratoire, basée sur le phénomène de transparence électromagnétiquement induite. Des revues très détaillées sur le sujet peuvent notamment être trouvées dans [Lukin, 2003] et [Fleischhauer et al., 2005].

C.1 Description en terme de susceptibilité linéaire

La mémoire est basée sur une utilisation dynamique des propriétés du milieu EIT qui ont été décrites au chapitre 4 paragraphe C.2.a dans une

structure atomique simple à trois niveaux. Rappelons que les niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ sont respectivement couplés au niveau excité $|e\rangle$ par les champs de contrôle et de signal. La susceptibilité du milieu se caractérise alors par un coefficient d'absorption qui s'annule et une dispersion linéaire prononcée pour les fréquences au voisinage du désaccord à deux photons nul. Cette dispersion est source d'une forte diminution de la vitesse de groupe v_g dont l'expression dans le cas de l'EIT, est rappelée ci-dessous (voir chapitre 4 paragraphe C.2.a) :

$$v_g = \frac{c}{1+n_{gr}} \qquad \text{avec} \qquad n_{gr} = \omega_0 \frac{dn}{d\omega}(\omega_0) = \frac{\omega_0\ n_0\ d_{ge}^2}{\epsilon_0\ \hbar\ \Omega_c^2} \tag{7.8}$$

où n_{gr} est l'indice de groupe défini comme :

$$n_{gr} = \omega_0 \frac{dn}{d\omega}(\omega_0) = \frac{\omega_0\ n_0\ d_{ge}^2}{\epsilon_0\ \hbar\ \Omega_c^2} \tag{7.9}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, n_0 la densité atomique, d_{ge} le dipôle de la transition $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ excitée par le champ signal, Ω_c la fréquence de Rabi du faisceau de contrôle sur la transition $|s\rangle \rightarrow |e\rangle$.

L'impulsion qui traverse le milieu en configuration EIT voit donc sa vitesse ralentie. De plus, elle se comprime par rapport à sa dimension spatiale dans l'espace libre proportionnellement au facteur de diminution de sa vitesse. L'idée consiste alors à obtenir un facteur de compression tel qu'elle puisse se trouver entièrement contenue dans le milieu atomique.

Si $n_{gr} \gg 1$, la vitesse de groupe est proportionnelle au carré de la fréquence de Rabi du champ de contrôle. En réduisant l'intensité du champ de contrôle, la vitesse de l'impulsion se propageant dans le milieu EIT est alors dynamiquement diminuée. Lorsqu'elle tend vers 0, l'image de lumière arrêtée est trompeuse car il n'est plus possible de décrire l'impulsion en termes de photons : le concept de polariton d'état noir doit être introduit. Cette superposition cohérente de photon et de cohérence atomique est décrite dans la section qui suit, elle permet de donner une interprétation physique du mécanisme de stockage qui se produit. Ce stockage se produit durant le temps de mémoire souhaité. Puis, le rallumage du champ de contrôle conduit à redonner une vitesse de groupe positive à l'impulsion qui sort alors du milieu atomique.

La figure 7.2 montre l'allure des courbes de transmissions et dispersions du milieu atomique en configurations (a) d'EIT résonant, et (b) Raman, lorsque la fréquence de Rabi du champ de contrôle varie. On y observe l'augmentation de la dispersion liée à une diminution de la largeur de la fenêtre de transparence. Les dispersions et transmissions, calculées au voisinage de

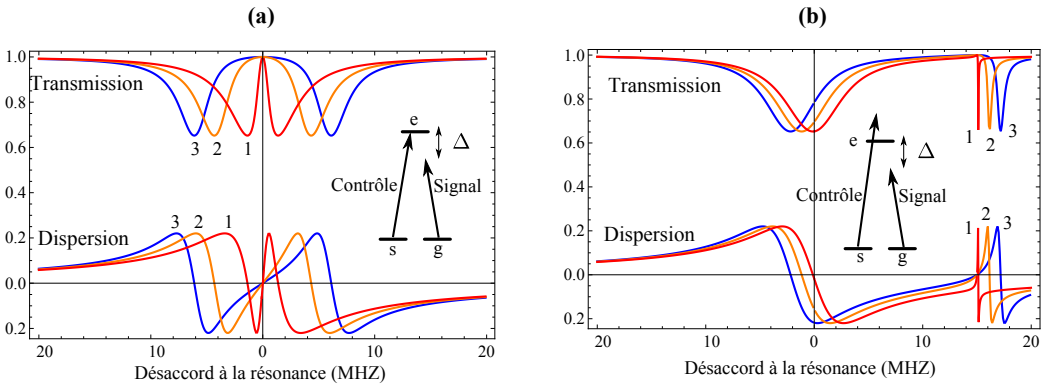


FIGURE 7.2 – Effet de la coupure du champ de contrôle sur la susceptibilité linéaire du milieu atomique en EIT résonant (a) ou en Raman (b) dans une structure atomique à trois niveaux. La transmission et la dispersion du milieu sont tracées pour trois valeurs de fréquence de Rabi du champ de contrôle en fonction du désaccord à la résonance Δ du champ signal. Les fréquences de Rabi pour le champ de contrôle valent 3 MHz (1), 9 MHz (2) et 12 MHz (3). En configuration Raman, le champ de contrôle est pris désaccordé de 15 MHz (environ 3 fois la largeur homogène) par rapport à la transition atomique.

la résonance à deux photons, sont identiques, que le champ de contrôle soit accordé (EIT résonant) ou non (EIT non résonant, dit "Raman") avec la résonance atomique.

La diminution de la largeur de la fenêtre de transparence avec la puissance du champ de contrôle parait à première vue poser un problème de principe. En effet, on peut penser que les fréquences du spectre de l'impulsion initiale sont graduellement absorbées lorsqu'on diminue l'intensité du champ de contrôle pour réaliser le stockage. Cependant, la variation temporelle de la courbe de dispersion est un phénomène qui modifie également le spectre de l'impulsion [Fleischhauer et al., 2005]. Lors du ralentissement dynamique, on observe alors que le spectre de l'impulsion se contracte au fur et à mesure que la dispersion augmente. Si le spectre de l'impulsion est contenu dans la fenêtre de transparence à son arrivée dans le milieu, alors la diminution de la puissance du champ de contrôle conserve cette propriété et le spectre de l'impulsion demeure contenu au sein de la fenêtre de transparence.

C.2 Description en terme de polaritons d'états noirs

L'image donnée en terme de susceptibilité permet de décrire le principe de la mémoire mais elle présente le milieu comme une boîte noire dont on

s'intéresse uniquement aux relations entrée/sortie. Elle ne donne donc pas accès aux mécanismes qui dirigent l'interaction lumière matière au sein du milieu atomique. Pour ce faire, nous aurons recours au formalisme développé par Fleischhauer en terme de polaritons d'états noirs (dark state polariton) qui décrit la dynamique microscopique de l'interaction. Ses principaux aspects sont rappelés ici. Tous les détails peuvent être trouvés dans [Fleischhauer and Lukin, 2002] et [Fleischhauer and Lukin, 2000].

Cette description fait appel aux concepts d'état noir (dark state) [Dalibard et al., 1987], de piégeage cohérent de population (coherent population trapping, CPT) [Arimondo and Orriols, 1976] [Gray et al., 1978], et de transfert adiabatique Raman stimulé (stimulated Raman adiabatic passage, STIRAP) introduit par Bergmann [Kuklinski et al., 1989] [Gaubatz et al., 1990].

Dans une structure atomique à trois niveaux $|s\rangle$, $|g\rangle$ et $|e\rangle$ en Λ, la présence de deux champs E_c et E_s, couplant les deux transitions $|s\rangle \leftrightarrow |e\rangle$ et $|g\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, prépare le milieu atomique, via un mécanisme transitoire de pompage optique, dans une superposition cohérente des deux états fondamentaux insensible aux champs électromagnétiques excitateurs. Cet état est appelé état noir. Le rapport des amplitudes et la phase relative entre les deux champs sont respectivement inscrits dans le module et l'argument des amplitudes complexes pondérant chaque état fondamental dans la superposition cohérente créée [Hemmer et al., 1994] [Kosachiov et al., 1991]. Sa fonction d'onde s'écrit :

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{|\Omega_s|^2 + |\Omega_c|^2}} \left(\Omega_s|s\rangle + \Omega_c|g\rangle\right) \tag{7.10}$$

où Ω_s et Ω_c sont les fréquences de Rabi des champs de signal et contrôle définies par : $\Omega_s = \frac{d_{ge}E_s}{\hbar}$ et $\Omega_c = \frac{d_{se}E_c}{\hbar}$ avec E_s et E_c les amplitudes complexes des champs électriques signal et contrôle (donc portant l'information sur l'amplitude et la phase du champ). $d_{\alpha\beta}$ est l'élément de dipôle de la transition $|\alpha\rangle \leftrightarrow |\beta\rangle$.

Les concepts de CPT et STIRAP décrivent comment il est possible de changer de manière dynamique et cohérente les paramètres de cet état noir lorsque varient suffisamment lentement les amplitudes et phases des deux champs excitateurs. Lorsque ces variations sont lentes devant les fréquences de Rabi des champs excitateurs [Harris and Luo, 1995], l'état noir suit les évolutions des champs excitateurs sans passer par une étape de pompage optique, donc sans perte liée à l'émission spontanée.

Dans le cas de l'EIT, le milieu est préparé dans l'état $|g\rangle$ et le champ de contrôle E_c couple la transition $|s\rangle \leftrightarrow |e\rangle$. L'état $|g\rangle$ correspond donc effectivement à l'état noir décrit plus haut lorsque le vide est appliqué sur le second bras du schéma en Λ. Une impulsion de champ signal, de très faible

amplitude et de variations temporelles suffisamment lentes, est alors envoyée dans le milieu. Elle modifie au fur et à mesure de sa propagation, l'état noir dans lequel est préparé le système. Elle inscrit ainsi localement dans la cohérence des états fondamentaux ses propriétés d'amplitude et de phase à un instant donné.

Cette modification de l'état noir est réalisée de manière cohérente via un mécanisme de type STIRAP, sans étape de pompage optique et donc sans perte de photons. Néanmoins, la création du nouvel état noir nécessite l'apport d'énergie au milieu [Harris and Luo, 1995]. L'absence de pertes induites par l'interaction est liée au caractère réversible de ce transfert d'énergie. Ainsi, les photons appartenant au front de l'impulsion sont absorbés afin préparer le milieu dans l'état noir dans lequel les photons suivants pourront se propager sans perte. L'énergie prélevée à l'impulsion signal n'est pas stockée dans le milieu atomique mais est en fait ré-émise dans le mode du champ de contrôle qui sert de réservoir (si on néglige l'écart d'énergie entre les niveaux fondamentaux devant l'écart entre les niveaux fondamentaux et excité) [Lukin, 2003]. Lorsque la queue de l'impulsion oblige l'état noir à tendre à nouveau vers l'état $|g\rangle$, les photons absorbés sont ré-émis par le milieu dans le mode du champ signal. Ce transfert transitoire d'énergie se traduit par un retard à la propagation dans le milieu.

Ainsi, à l'intérieur du milieu, le nombre de photons signal présent à un instant t est bien moindre que dans l'espace libre [Lukin, 2003]. Comme il a été décrit précédemment, l'énergie est en fait principalement contenue dans le champ de contrôle qui sert de réservoir (on considère les deux niveaux fondamentaux de même énergie). La proportion d'énergie contenue dans l'ensemble {atomes+contrôle} est en fait égale au facteur de ralentissement de l'impulsion, c'est-à-dire au facteur de compression de l'impulsion dans le milieu.

La description en terme de polariton d'état noir consiste alors à considérer la quasi-particule formée par le champ signal et les cohérences atomiques qu'il excite. Son état s'écrit :

$$\Phi(z,t) = \cos(\theta)E_s(z,t) + \sin(\theta)\sqrt{N}\sigma_{sg}(z,t) \tag{7.11}$$

avec $\cos(\theta) = \frac{\Omega_c(t)}{\sqrt{\Omega_c^2(t)+g^2N}}$ et $\sin(\theta) = \frac{g\sqrt{N}}{\sqrt{\Omega_c^2(t)+g^2N}}$. L'angle θ définit le caractère photonique, via sa composante en champ signal $E_s(t)$, ou atomique, via sa composante en cohérences Raman $\sigma_{sg}(z,t)$, du polariton. Cet angle peut facilement être modifié en contrôlant $\Omega_c(t)$, c'est à dire la puissance du champ de contrôle.

Il est possible de montrer [Fleischhauer and Lukin, 2000] que ce polariton

vérifie une équation de propagation de type :

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + c\ \cos^2(\theta)\frac{\partial}{\partial z}\right]\Phi(z,t) = 0 \tag{7.12}$$

La vitesse de propagation du polariton se définit donc comme $v_{gr} = c\ \cos^2(\theta)$. Elle est directement proportionnelle à la composante photonique du polariton. En effet, les cohérences atomiques sont immobiles et ne contribuent pas à la propagation. Seuls les photons se propagent et excitent les cohérences de proche en proche.

En faisant varier la puissance du champ de contrôle, il est ainsi possible d'agir sur les amplitudes des composantes photonique et atomique du polariton, et donc de modifier sa vitesse de propagation. Dans la limite $\Omega_c \to 0 \Rightarrow \theta = \pi/2$, le polariton est complètement converti en une excitation atomique et cesse sa propagation. Conformément à la description effectuée précédemment, il convient de préciser que l'énergie n'est alors pas contenue dans le milieu mais a été réinjectée dans le mode du champ de contrôle. Les cohérences atomiques conservent pour leur part les caractéristiques locales d'amplitude et de phase du champ.

La rotation de l'angle θ jusqu'à $\pi/2$ en contrôlant Ω_c correspond à la phase d'écriture de la mémoire. La décroissance de la valeur de θ depuis $\pi/2$ correspond ensuite à la phase de lecture.

L'interaction lumière matière telle qu'elle se produit durant une séquence mémoire peut être schématisée par la figure 7.3. Les étapes "entrée" et "sortie" décrivent les processus de compression et d'expansion de l'impulsion à l'arrivée et au sortir du milieu EIT. Ils sont liés au ralentissement et à l'accélération de l'impulsion lors de son passage à l'interface entre l'espace libre et le milieu EIT. Le processus de mémoire est ensuite décrit en trois parties. La phase d'écriture se produit lorsque l'impulsion est comprise à l'intérieur du milieu atomique. Elle échange alors ses photons avec ceux du champ contrôle et écrit ses informations d'amplitude et de phase dans les cohérences atomiques. L'annulation de l'intensité du champ de contrôle stoppe la propagation de l'impulsion. Ses propriétés ont alors été entièrement transférées aux cohérences atomiques qui sont immobiles. Durant la phase mémoire, aucun champ n'excite le milieu atomique et l'information demeure portée par les atomes. Enfin, la relecture s'effectue lorsque le champ de contrôle, dont l'intensité est ré-augmentée depuis zéro, vient relire les cohérences atomiques et créer à nouveau l'impulsion signal qui reprend sa propagation.

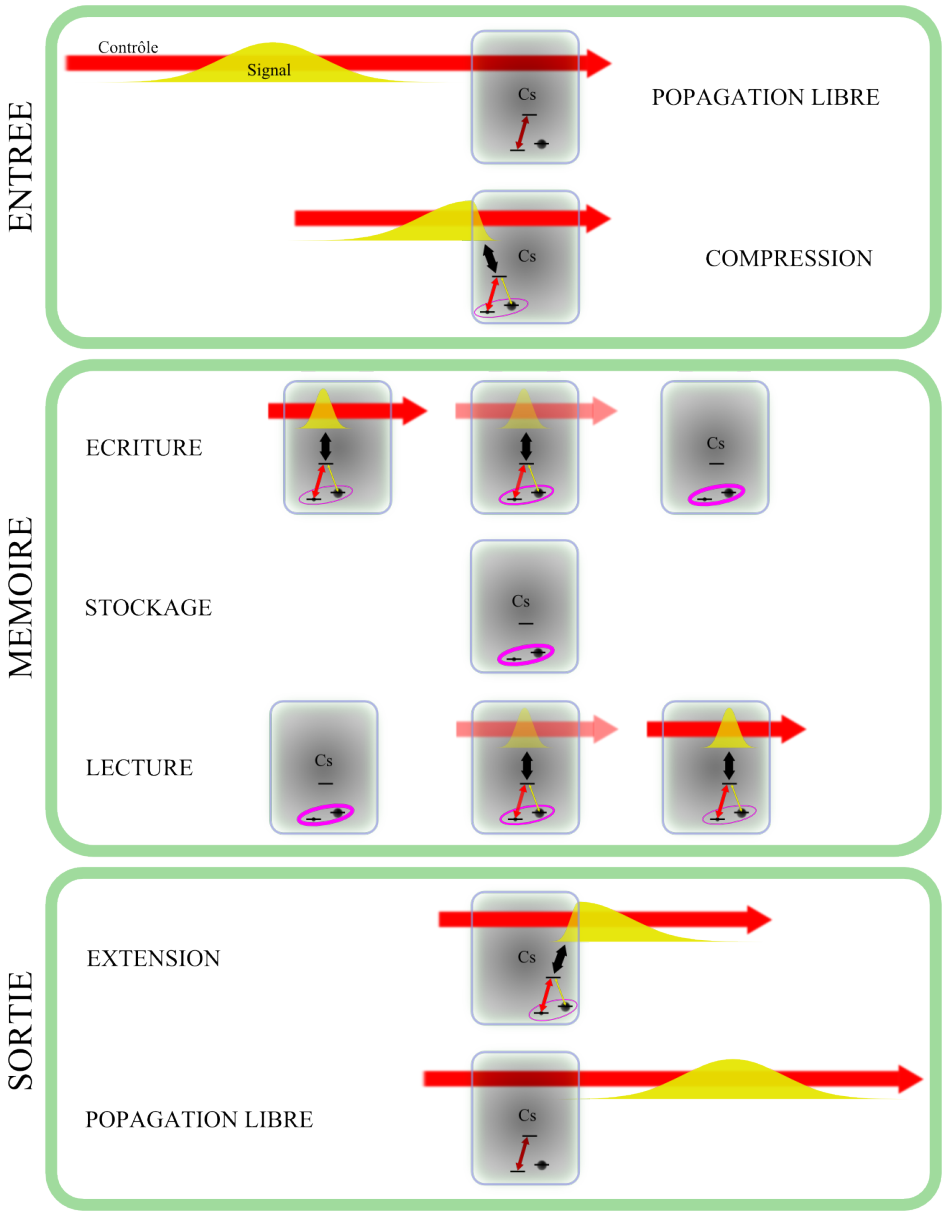


FIGURE 7.3 – schéma de principe d'une mémoire par EIT.

C.3 Etat de l'art des mémoires par EIT

C.3.a stockage de lumière classique

Les premières expériences de stockage d'impulsions lumineuses dans des ensembles atomiques datent de 2001. [Phillips et al., 2001] décrit le stockage d'impulsions de 30 μs, sur des temps de l'ordre de 50-200 μs, dans une vapeur

chaude de Rubidium de 4 cm avec 5 torr d'Hélium. [Liu et al., 2001] utilise un nuage d'atomes froids de sodium pour stocker des impulsions de $\simeq 5$ μs. La transmission de l'impulsion relue est de l'ordre de 20% après une durée égale à celle de l'impulsion, et 5% après 1 ms. Les impulsions sont classiques, et les mesures effectuées sont des mesures d'intensités uniquement.

Les premières mémoires dans des solides sont réalisées en 2005. Dans [Longdell et al., 2005], un cristal de Pr :Y_2SiO_5 de 4 mm de long sert à stocker des impulsions signal de 20 μs contrapropageantes avec le contrôle. La faible épaisseur optique (15% d'absorption à résonance) limite fortement l'efficacité à $\simeq 1\%$. Des techniques de rephasage pour contrer l'élargissement inhomogène sont mises en place [Viola, 2004]. Cette dernière technique permet d'atteindre un temps de vie de la mémoire extrêmement important : 2,3 s.

Dans des systèmes physiques réels où la densité optique est finie, les profils temporels des impulsions signal et contrôle jouent un rôle dans l'efficacité du processus de mémoire et dans la forme de l'impulsion relue. Novikova et Gorshkov ont décrit et montré expérimentalement l'existence de profils d'impulsions qui optimisent l'efficacité de stockage pour une épaisseur optique donnée [Novikova et al., 2008]. Dans le cas de faisceaux signal et contrôle co-propagatifs et pour un rallumage du champ de contrôle temporellement symétrique à son extinction, ce profil optimal est l'inverse temporel de celui de l'impulsion relue. Il peut être obtenu par une optimisation itérative [Phillips et al., 2008]. Des impulsions de ~ 10 μs ont ainsi été stockées durant 100 μs avec une efficacité optimale de 43% dans des vapeurs chaudes (60°C) de ^{87}Rb en présence de 30 torr de Néon.

L'aspect multimode transverse a été étudié en détails dans l'équipe de Nir Davidson. Des images ont pu être stockées dans des vapeurs chaudes de rubidium [Shuker et al., 2008] en 2008 durant $\simeq 30$ μs. Le caractère cohérent du stockage a pu être mis en évidence via la stabilité des informations de phases encodées dans les images au travers du processus de mémoire. L'influence de la diffusion des atomes durant le temps de stockage a été mise en évidence, et la même équipe a prouvé la stabilité du stockage pour des modes transverses d'ordres supérieurs respectant la symétrie de la cellule dans laquelle est effectué le stockage. Un mode transportant un moment orbital non nul de type Laguerre-Gauss a ainsi pu être stocké durant plus de 100 μs dans une cellule cylindrique [Pugatch et al., 2007]. Le stockage sur une dizaine de micro-secondes de superpositions de modes de moments orbitaux non nuls a été réalisé [Moretti et al., 2009] dans un ensemble d'atomes froids de Cesium par une technique très similaire à l'EIT décrivant durant la phase d'écriture la formation d'un réseau de Bragg dans les cohérences des atomes du milieu sur lequel on vient faire diffracter une impulsion de relecture. Plus récemment [Heinze et al., 2010], le stockage d'images a été réalisé avec succès dans

un cristal de Pr :YSO. Des techniques de rephasage des cohérences du même type que celles utilisées dans les protocoles à échos de photons ont permis d'obtenir un temps de vie de la mémoire de l'ordre de la milliseconde.

Le caractère cohérent du stockage a été expérimentalement mis en évidence pour la première fois par Mair [Mair et al., 2002] en agissant directement sur la phase de la cohérence atomique via une impulsion de champ magnétique dans une vapeur chaude de Rb. Shuker [Shuker et al., 2008] vérifie ensuite le stockage de la phase via son influence sur la sensibilité à la diffusion atomique du stockage d'images sur quelques dizaines de microsecondes. Cviklinski [Cviklinski et al., 2008] va plus loin en vérifiant la linéarité de la phase de l'état relu par rapport à la phase de l'état entrant lors du stockage d'état cohérents dans des vapeurs chaudes de ^{133}Cs sur plusieurs micro-secondes. Enfin, de manière similaire, le caractère cohérent du processus de stockage est mis en évidence dans [Cviklinski et al., 2008] et [Appel et al., 2008] en établissant la dépendance linéaire de la phase de l'état sortant avec le désaccord à deux photons des champs signal et contrôle.

C.3.b Stockage de lumière non classique

Des photons uniques ont été stockés en 2005 dans des vapeurs chaudes de rubidium 87 [Eisaman et al., 2005] ou des ensembles refroidis de rubidium 85 [Chaneliere et al., 2005]. Eisamaman [Eisaman et al., 2005] utilise des impulsions de 150 ns stockées durant 500 ns. Il prouve le caractère non classique du processus de stockage par des mesures de correlations, supérieures à la limite classique, entre les photons de l'impulsion relue et les photons initiaux (en fait des photons Stokes issus du protocole DLCZ ayant servi à générer le photon stocké). Chanelière [Chaneliere et al., 2005] effectue quant à lui des mesures de dégroupement de photon, via une expérience de type Hanbury-Brown-Twiss, et confirme le caractère unique du photon relu. L'efficacité du processus de stockage est évaluée à 0.06, bien que la probabilité de succès d'une réalisation complète de l'expérience est évaluée à 10^{-5}. Enfin, en 2008, un photon unique délocalisé stocké dans deux ensembles atomiques différents (au sein d'un même nuage d'atomes froids de cesium) a permis leur intrication [Choi et al., 2008]. L'efficacité de la mémoire est évaluée à 17% et son temps de stockage à 8 μs pour des impulsions signal de $\sim$ 30 ns.

En régime de variables continues, le stockage de lumière comprimée est pour la première fois réalisé par Kozuma en 2008 [Honda et al., 2008]. En sortie de mémoire, 0.2 dB de compression de bruit sont mesurés à 1.5 MHz (puis 0.4 dB en 2010 [Arikawa et al., 2010]), pour 1.2 dB de compression en entrée de mémoire. Les impulsions durent 1 μs et sont stockées durant 3 μs dans un nuage d'atomes froids de rubidium 87. Le temps de cohérence ato-

mique est évalué à 10 μs mais le temps de vie de la mémoire est mesuré à 2 μs. Les deux quadratures orthogonales, comprimée et anti-comprimée, sont mesurées. La même année, la tomographie complète de l'état comprimé sortant d'une mémoire est réalisée par l'équipe de Lvovsky [Appel et al., 2008]. Après 1 μs de stockage, 0.2 dB de compression de bruit sont mesurés sur 1.86 dB de compression en entrée. La mémoire est basée sur une vapeur chaude de rubidium à 65°C avec 10 torr de néon.

D Projet expérimental

Notre experience s'inscrit dans cette thématique de stockage de lumière non classique et d'intrication d'ensembles atomiques. L'objectif, à plus long terme, de l'expérience est la génération déterministe d'intrication entre deux ensembles atomiques. En effet, jusqu'à présent, les réalisations expérimentales d'intrication d'ensembles atomiques ont toujours été réalisées via des protocoles probabilistes.

La proposition expérimentale est résumée sur la figure 7.4. Un faisceau de lumière comprimée envoyé sur une lame semi-réfléchissante fournit une source déterministe de faisceaux intriqués, qui sont ensuite stockés à la demande dans deux ensembles atomiques différents. Le stockage réalise le transfert des états des champs électromagnétiques vers les états de spins collectifs des deux ensembles atomiques. Durant le temps de mémoire, les deux ensembles atomiques sont alors intriqués. La relecture des mémoires permet de quantifier la qualité du transfert d'intrication effectué. En recombinant les deux faisceaux issus des deux mémoires, un faisceau de lumière comprimée est à nouveau obtenu. Il est alors mesuré à l'aide d'une détection homodyne. La mesure de compression de bruit sous le bruit quantique standard est la signature à posteriori de l'intrication effective des ensembles atomiques durant la phase mémoire.

Pour ce faire, les ingrédients nécessaires sont une source de lumière comprimée, une mémoire de bonne efficacité et une absence d'excès de bruit sur le processus de stockage-lecture. A cause de la complexité des montages à développer, le stockage d'intrication n'a pas encore été réalisé.

J'ai eu la chance, durant ma thèse, de participer au développement de deux dispositifs expérimentaux de mémoires atomiques extrêmement différents du point de vue de leur implémentation.

En 2007, la première expérience de mémoire atomique de l'équipe a été construite dans des vapeurs chaudes. Cette voie s'est révélée prometteuse et en 2008 furent publiées les premiers résultats de mémoire quantique dans [Cviklinski et al., 2008]. J'ai eu l'occasion de travailler au remontage quasi

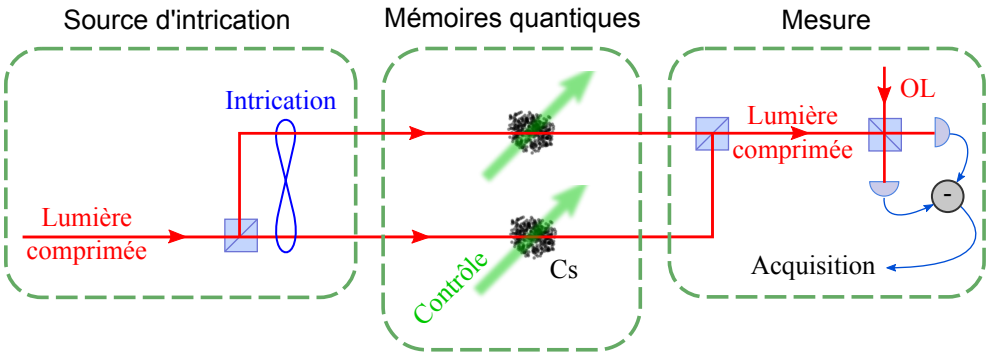


FIGURE 7.4 – Intrication d'ensembles atomiques à partir d'un faisceau de lumière comprimée. La figure est divisée en trois blocs. La source d'intrication est réalisée en divisant un faisceau de lumière comprimée en deux chemins différents. Le bloc mémoire quantique schématise deux ensembles atomiques de ^{133}Cs par lesquels passent les faisceaux intriqués et deux faisceaux de contrôle indépendants. Le bloc mesure permet de quantifier le transfert d'intrication : en recombinant les faisceaux issus des deux mémoires on obtient à nouveau un faisceau comprimé qu'on analyse sur une détection homodyne. Le faisceau marqué "OL" est l'oscillateur local de la détection homodyne.

complet de cette expérience en essayant d'y apporter des améliorations susceptibles d'en augmenter les performances. Ce travail est décrit au chapitre 8.

En parallèle, une seconde expérience de mémoire quantique s'est construite dans l'équipe au sein de nuages d'atomes froids. Cette expérience est en cours de développement. Le chapitre 9 décrit l'état d'avancement, à la fin de cette thèse, des travaux auxquels j'ai contribué sur cette thématique.

Chapitre 8

Mémoire optique dans une vapeur chaude de Césium

Sommaire

A Description de l'expérience 175

A.1 Transitions électromagnétiques mises en jeu 175

A.2 Schéma expérimental 176

A.3 Bande latérale unique 181

A.4 Asservissement de la phase 184

A.5 Orientation atomique 187

A.6 Mesure 190

A.7 EIT 197

B Minimisation des fuites optiques 200

B.1 Influence des fuites optiques sur les cohérences atomiques 200

B.2 Utilisation d'AOM dans l'ordre 0 201

B.3 Utilisation d'AOM dans l'ordre 1 203

B.4 Réalisation expérimentale 204

B.5 Efficacité obtenue 206

C Tentatives de modelage de la distribution de vitesse et gaz tampon 208

Introduction

Cette expérience a été construite durant les thèses de Jean Cviklinski [Cviklinski, 2008] et Jérémie Ortalo [Ortalo, 2009]. Au début de ma thèse,

l'expérience avait déjà donné lieu à la démonstration d'une mémoire quantique pour des états cohérents [Cviklinski et al., 2008] [Ortalo et al., 2009]. De nombreuses pistes restaient à explorer afin d'améliorer ses performances. Citons par exemple l'utilisation de nouvelles cellules paraffinées permettant de meilleurs temps de cohérence, et dont les surfaces optiques de meilleure qualité permettent une mesure bien plus efficace du champ signal par détection homodyne. La minimisation des fuites de lumière vers les atomes, qui perturbent la préservation des cohérences atomiques durant le temps de mémoire, a également été un champ d'investigation important. Enfin, la stratégie du modelage de la distribution de vitesse proposée au chapitre 6 a été essayée sur ce système.

A Description de l'expérience

L'expérience de mémoire dans une vapeur chaude de Césium a été quasiment entièrement reconstruite dans le cadre de cette thèse. Les paragraphes qui suivent présentent une description détaillée de chacun des éléments qui la constituent.

A.1 Transitions électromagnétiques mises en jeu

Les champs électromagnétiques utilisés sont résonants avec les transitions atomiques de la raie D_2 du Cs. Elles sont indiquées sur la figure 8.1.

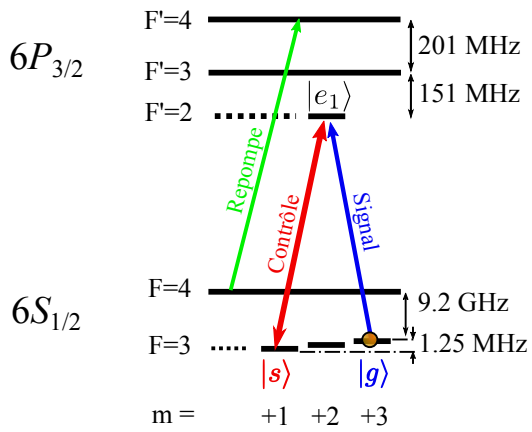


FIGURE 8.1 – Transitions utilisées dans le cadre de l'expérience de mémoire dans une vapeur chaude de Cs. Les niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ utilisés sont deux sous-niveaux Zeeman, respectivement $m_F = +1$ et $m_F = +3$, du niveau hyperfin $|6S_{1/2}, F = 3\rangle$.

Le champ signal couple le niveau $|g\rangle = |6S_{1/2}, F = 3, m_F = +3\rangle$ au niveau excité $|e_1\rangle = |6P_{3/2}, F' = 2, m_F = +2\rangle$. Le champ de contrôle réalise le second bras du schéma en Λ en couplant les niveaux $|s\rangle = |6S_{1/2}, F = 3, m_F = +1\rangle$ et $|e_1\rangle$.

Les deux niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ sont écartés de 1.25 MHz. Cette valeur est fixée par le champ magnétique que l'on impose expérimentalement via un système de 8 bobines décrit au paragraphe A.2.b. Les fréquences des champs de contrôle et signal sont également désaccordées de 1.25 MHz afin de préserver les résonances à un et deux photons.

Les atomes sont optiquement pompés vers les sous niveaux Zeeman de plus grand m_F par l'action du champ de contrôle polarisé σ^+. Le champ signal est quant à lui polarisé σ^-.

Un champ de repompe est utilisé sur la transition $F = 4 \rightarrow F' = 4$ afin d'éviter de perdre les atomes dans le niveau hyperfin F=4. Pour des raisons de commodité expérimentale, ce champ est polarisé σ^+. Pour permettre un repompage optimal, une polarisation π est normalement requise. En effet, dans notre cas, le niveau $|6S_{1/2}, F = 4, m_F = +4\rangle$ n'est couplé à aucun niveau excité via le champ de repompe. Il constitue donc un état noir dans lequel les atomes sont susceptibles de s'accumuler. Cependant, dans notre cas expérimental, il a été vérifié que la repompe polarisée σ^+ permet un repeuplement efficace du niveau fondamental F=3. Un faisceau de repompe polarisé π a été testé et aucune amélioration significative de la densité optique n'a été observée.

A.2 Schéma expérimental

L'expérience est construite suivant le schéma de la figure 8.2. L'objet de cette section est de donner un aperçu global de l'expérience. Les points qui nécessitent de plus amples détails seront développés par la suite dans des paragraphes séparés.

A.2.a Génération des faisceaux lumineux

La génération des faisceaux lumineux est illustrée en figure 8.2(a).

Les champs de contrôle et signal sont issus du même laser Titane Saphir. Le champ signal doit être décalé de 1.25 MHz par rapport au champ de contrôle. Lorsque le choix du mode de production de ce décalage en fréquence s'est posé, les modulateurs électro-optiques ont été préférés aux acousto-optiques [Cviklinski, 2008], [Ortalo, 2009]. En effet, ces derniers sont réputés pour ajouter du bruit sur le faisceau laser. Ses fluctuations ne seraient alors plus limitées par le bruit quantique standard. Comme le montre la figure 8.2,

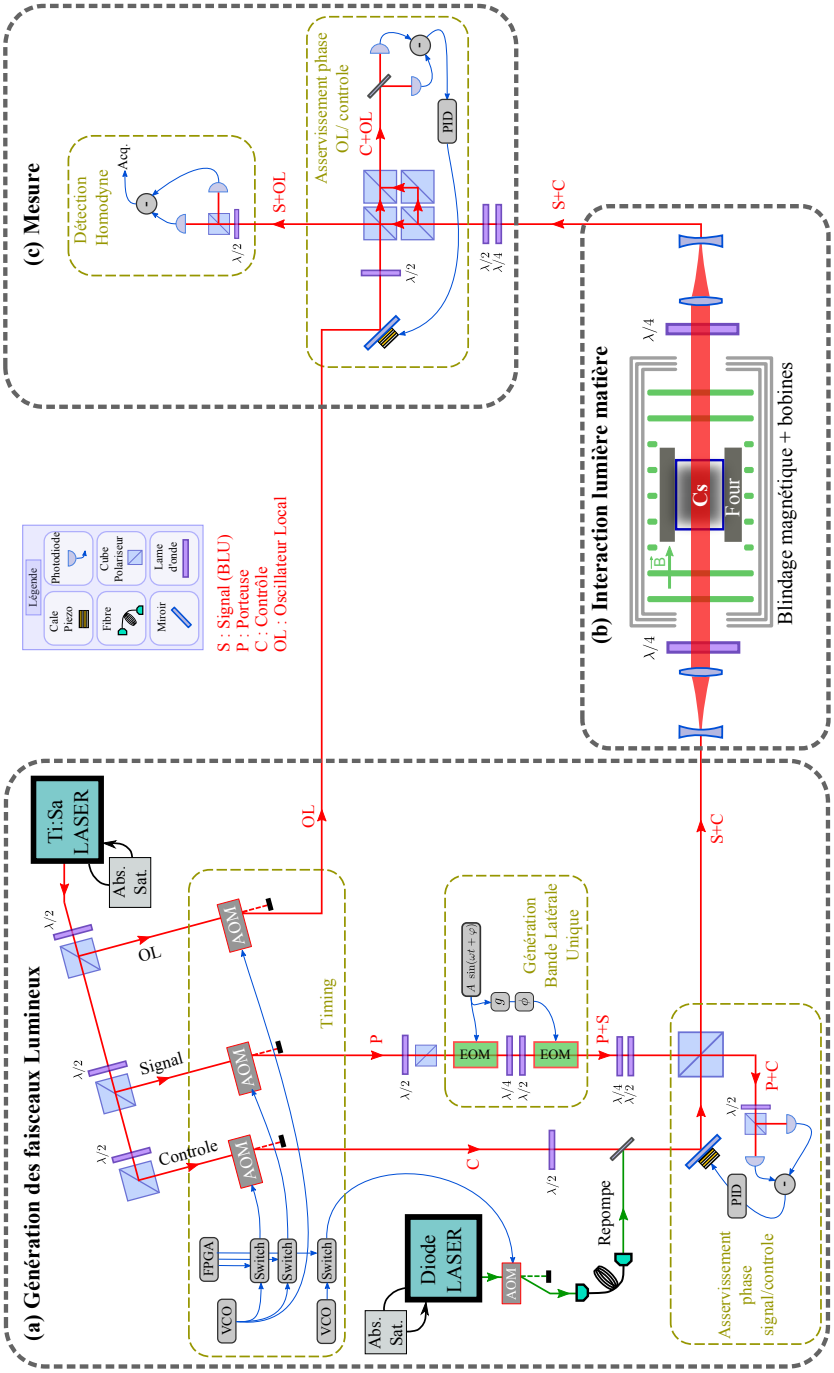


FIGURE 8.2 – Schéma expérimental du stockage d'un état cohérent par EIT dans une vapeur chaude de Cesium. (a) : génération des faisceaux, (b) : détails expérimentaux sur l'interaction lumière-matière, (c) : mesure réalisée.

des AOMs ont finalement été rajoutés, mais pour des raisons finalement très différentes portant sur l'extinction des champs durant la phase de mémoire, comme il sera expliqué au paragraphe A.6.d.

Le décalage de 1.25 MHz est obtenu en utilisant deux modulateurs électro-optiques que l'on excite en quadrature. Il est alors possible de générer une bande latérale unique (BLU), à partir d'une porteuse optique, décalée de la fréquence de modulation. Outre l'absence de bruit ajouté, cette méthode comporte de nombreux avantages. Elle permet notamment de réaliser simplement un asservissement des phases des champs de contrôle et signal. Ce dernier est décrit au paragraphe A.4. Il devient aussi possible de changer la fréquence facilement sans qu'interviennent des variations d'angles ou de position du faisceau comme ce serait le cas avec un modulateur acousto-optique. Une caractérisation plus détaillée de la bande latérale créée est donnée au paragraphe A.3.

La BLU est créée avec une polarisation orthogonale à la porteuse dont elle est issue. Il est alors simple de les séparer en utilisant un cube polariseur, placé ici en transmission pour la porteuse. Ce dernier sert en même temps à recombiner la BLU et le faisceau de contrôle dans le même mode spatial. Une fraction du champ de contrôle est réfléchie par le cube afin de la mélanger à la porteuse. Les deux faisceaux sont de même fréquence et issus du même laser, il est donc possible de les faire interférer. L'optimisation de la visibilité des franges d'interférences permet de recombiner les deux faisceaux dans le même mode spatial. En effet, la coïncidence de ces deux modes est primordiale dans les interactions avec des vapeurs chaudes afin que l'effet Doppler vu par un atome soit identique pour les deux faisceaux et préserve le désaccord à deux photon nul. Une visibilité de 99% est ici atteinte.

L'interférence donne également un accès direct à la phase relative entre les faisceaux de contrôle et du faisceau signal qui ont parcouru des trajets différents avant d'être recombinés à nouveau au niveau de ce cube polariseur. Il est donc possible d'asservir ces phases sur une frange d'interférence en agissant sur une cale piézo-électrique placée sur un miroir de renvoi du trajet du faisceau de contrôle. La réalisation de cet asservissement de phase est décrit plus en détails au paragraphe A.4.

A.2.b Interaction lumière-matière

L'interaction lumière-matière est illustrée sur la figure 8.2(b).

Le champ de repompe est ajouté sur le trajet du champ de contrôle grâce à une lame 50-50 non polarisante. Les deux faisceaux de même polarisation sont ensuite recombinés avec la BLU, de polarisation orthogonale. Le mode spatial du faisceau ainsi recombiné est agrandi et collimaté en utilisant une

combinaison de deux lentilles, convergente et divergente. Son diamètre à $1/e^2$ est choisi à 1 cm de manière à recouvrir efficacement la cellule contenant la vapeur d'atomes. Cette dernière est cylindrique, de diamètre 3 cm. Le faisceau passe alors au travers d'une lame $\lambda/4$ dont les axes neutres sont à 45 degrés des axes du cube de recombinaison. Les polarisations linéaires, horizontale et verticale, deviennent alors circulaires, droite et gauche, avant l'interaction avec le milieu atomique.

La cellule contenant les atomes est placée dans un environnement magnétique bien contrôlé. Il est isolé du champ magnétique extérieur et de ses fluctuations par une enceinte formée de 3 couches en μ-métal dont le facteur d'écrantage vaut entre 1000 et 2000. Une photographie du blindage en μ-métal contenant la cellule, au centre de l'expérience est donnée en figure 8.3.

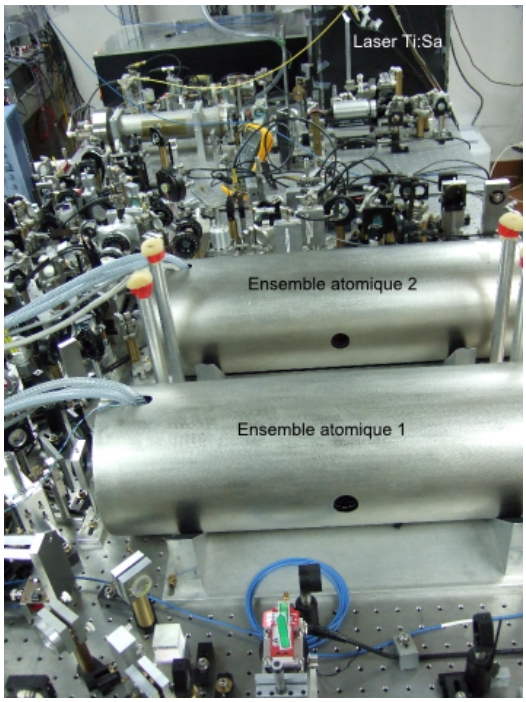


FIGURE 8.3 – Photographie de l'expérience de mémoire dans une vapeur chaude de cesium.

Le milieu est placé au centre d'un champ magnétique constant créé par le passage d'un courant dans une association de 8 bobines circulaires de 14 cm de diamètre disposées de manière à générer un champ homogène sur toute la cellule (inhomogénéités théoriques de l'ordre de 10^{-4}). Leur description plus détaillée est donnée dans [Cviklinski, 2008] et [Ortalo, 2009]. L'axe de

quantification créé coïncide avec l'axe de propagation des faisceaux. Les polarisations circulaires utilisées entraînent donc des transitions de type σ. Le champ magnétique lève la dégénérescence des niveaux Zeeman dont on règle l'écartement à 625 kHz afin de séparer les niveaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ des 1.25 MHz choisis. Cette fréquence de Larmor est finement réglée à l'aide d'une alimentation de courant très sensible (alimentation de diode laser réalisée à l'atelier d'électronique du laboratoire) et mesurée précisément par une méthode de résonance magnéto-optique (RMO) décrite dans [Julsgaard et al., 2004] et reprise dans [Ortalo, 2009].

A.2.c Mesure

La réalisation expérimentale de la mesure est illustrée sur la figure 8.2(c).

A la sortie du milieu atomique, les polarisations des faisceaux sont transformées en polarisation linéaires grâce à une lame $\lambda/4$. Ils passent ensuite au travers d'un montage compact à 4 cubes permettant de séparer les faisceaux polarisés orthogonalement. Le signal est ainsi isolé du contrôle afin de pouvoir le mesurer proprement. Un unique cube polariseur aurait fourni un facteur de rejection d'environ 30 dB, et la superposition de ces polariseurs permet d'augmenter cette valeur à 37 dB [Ortalo, 2009]. La proximité en fréquence de ces deux faisceaux rend primordiale l'optimisation de la réjection du contrôle qui perturbe sinon fortement la mesure homodyne.

L'expérience s'effectue en régime de variables continues : elle consiste à mesurer les quadratures d'un état de la lumière. Cette mesure est réalisée à l'aide d'une détection homodyne décrite au chapitre 1. La détection fait appel à un faisceau supplémentaire : l'oscillateur local (OL). Il est ici recombiné avec le signal au niveau du montage à 4 cubes. Une fraction de l'OL est également envoyée vers le chemin du champ de contrôle afin de pouvoir asservir les phases des deux chemins optiques (paragraphe A.4).

La visibilité mesurée des franges d'interférence entre le champ de contrôle et l'oscillateur local est de 85%. Sa valeur relativement faible est due à la traversée de la cellule de verre dont les surfaces d'entrée et sortie sont d'assez mauvaise qualité optique. En effet, bien que meilleures que les anciennes cellules auparavant utilisées dans l'équipe (la visibilité avec l'OL n'excédait pas 60%), elles demeurent loin de la qualité optique "laser" et altèrent le profil de phase du faisceau. Ce mauvais recouvrement ajoute un facteur de perte à la détection homodyne $\eta_V = 0.85^2 = 0.72$ et limite son efficacité.

A.3 Bande latérale unique

Cette section traite plus en détails de la génération de la bande latérale unique. On s'interesse d'abord aux moyens expérimentaux permettant sa réalisation, puis les méthodes permettant sa caractérisation et son optimisation son décrites.

A.3.a Réalisation expérimentale

Le schéma expérimental permettant la génération d'une bande latérale unique à partir d'une porteuse optique est rappelé sur la figure 8.4.

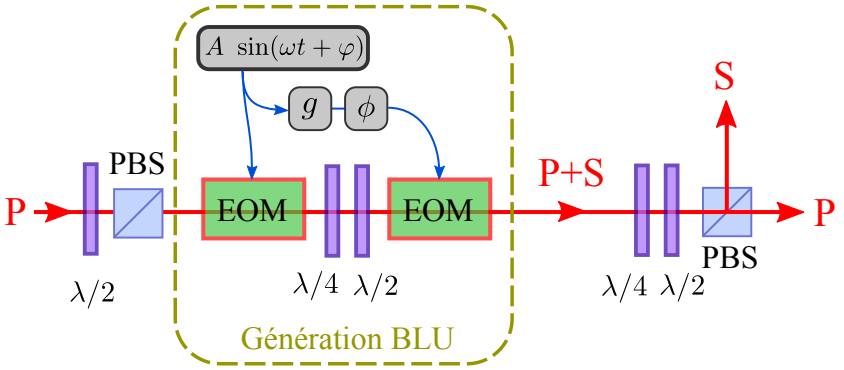


FIGURE 8.4 – Génération expérimentale d'une bande latérale unique (BLU) à l'aide de modulateurs électro-optiques. La lettre P indique le chemin de la porteuse, et S le signal formé de la BLU. PBS : cube polariseur, $\lambda/2$: lame demi-onde, $\lambda/4$: lame quart d'onde. Les carrés g et ϕ représentent respectivement un facteur de gain et un déphasage apportés à la modulation électrique initiale.

La BLU est obtenue à l'aide de deux modulateurs électro-optiques (EOM) de marque LINOS LM0202 de type *modulation d'intensité*. Leur bande passante de 100 MHz convient à l'utilisation souhaitée autour de 1.25 MHz. La tension à leurs bornes est modulée par une sinusoïde fournie par un générateur Agilent 33250A. Les deux EOM sont placés en série de sorte à produire successivement une modulation d'amplitude puis une modulation de phase sur le faisceau initial qu'on appelle désormais la *porteuse*. L'annexe A, paragraphe C, indique en figure A.7 comment décrire des modulations d'amplitude ou de phase en termes de bandes latérales. La figure 8.5 reprend les mêmes notations que dans l'annexe pour montrer comment, à partir d'une modulation d'amplitude et d'une modulation de phase réalisées en quadrature, il est possible de réaliser une bande latérale unique à la fréquence désirée.

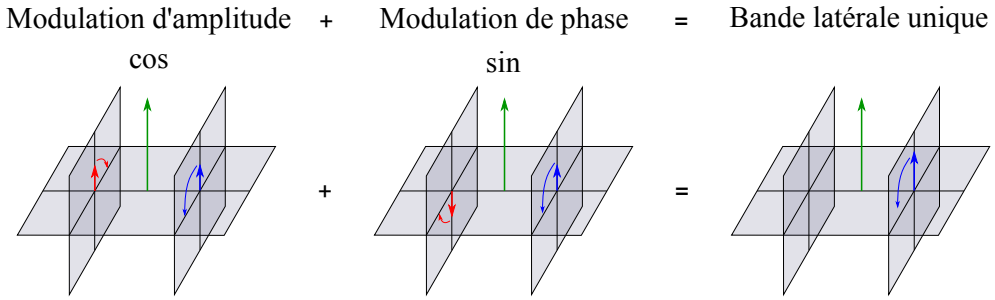


FIGURE 8.5 – Principe de création d'une bande latérale unique à l'aide de modulateurs électro-optiques. En sommant les effets d'une modulation d'amplitude et d'une modulation de phase en quadrature, une bande latérale unique à la fréquence de modulation est générée. La composante à la fréquence de la porteuse ω est représentée en vert. La composante à $\omega - \omega_0$ est en rouge et la composante à $\omega + \omega_0$ en bleu. ω_0 est la fréquence de modulation. L'horizontale définit l'axe des fréquences. Les plans orthogonaux à l'axe horizontal définissent le repère de fresnel tournant à la fréquence de la porteuse ω. Les flèches circulaires indiquent le sens de rotation des bandes latérales dans ce plan.

Le premier EOM réalise la modulation d'amplitude en tournant faiblement la polarisation du faisceau avant un cube polariseur. Pour ce faire, le faisceau rentre dans l'EOM polarisé linérairement à 45 degrés de ses axes neutres. Une composante de polarisation orthogonale à la porteuse est alors produite. Elle est modulée en amplitude à la fréquence d'excitation de l'EOM. Le champ ainsi généré sur la polarisation orthogonale oscille en quadrature avec la porteuse de sorte que, pour retrouver une polarisation linéaire, on ajoute en sortie du premier modulateur une lame $\lambda/4$ dont les axes neutres sont confondus avec les deux axes de polarisations de la porteuse et de la modulation. La modulation de phase est réalisée avec un second modulateur qui fait varier l'ellipticité de la porteuse en quadrature avec la modulation d'angle. Le déphasage entre les deux signaux électriques envoyés aux EOM est réalisé en utilisant un cable BNC dont la longueur ($\sim$ 50 m) est précisément ajustée. Un diviseur de tension permet également de déséquilibrer finement les amplitudes envoyées à chacun des modulateurs. L'amplitude des signaux envoyés varie de quelques dizaines de millivolts à quelques volts.

La bande latérale ainsi produite est ensuite extraite à l'aide d'un cube polariseur qui la sépare de la porteuse. Étant donnés les grands écarts d'amplitude entre les deux faisceaux (entre 10^2 et 10^5), une forte réjection est nécessaire. Un couple de lames $\lambda/2$ et $\lambda/4$ est donc placé avant le cube afin d'ajuster les polarisations des faisceaux aux axes du cube séparateur. En

pratique 8 μW de porteuse fuient vers les atomes sur les 5 mW utilisés pour produire la BLU (27 dB de réjection).

A.3.b Caractérisation

Pour caractériser l'état produit et optimiser les réglages, le résultat de son interférence avec un oscillateur local de fréquence identique ou décalée est analysé. La figure 8.6 résume ces mesures.

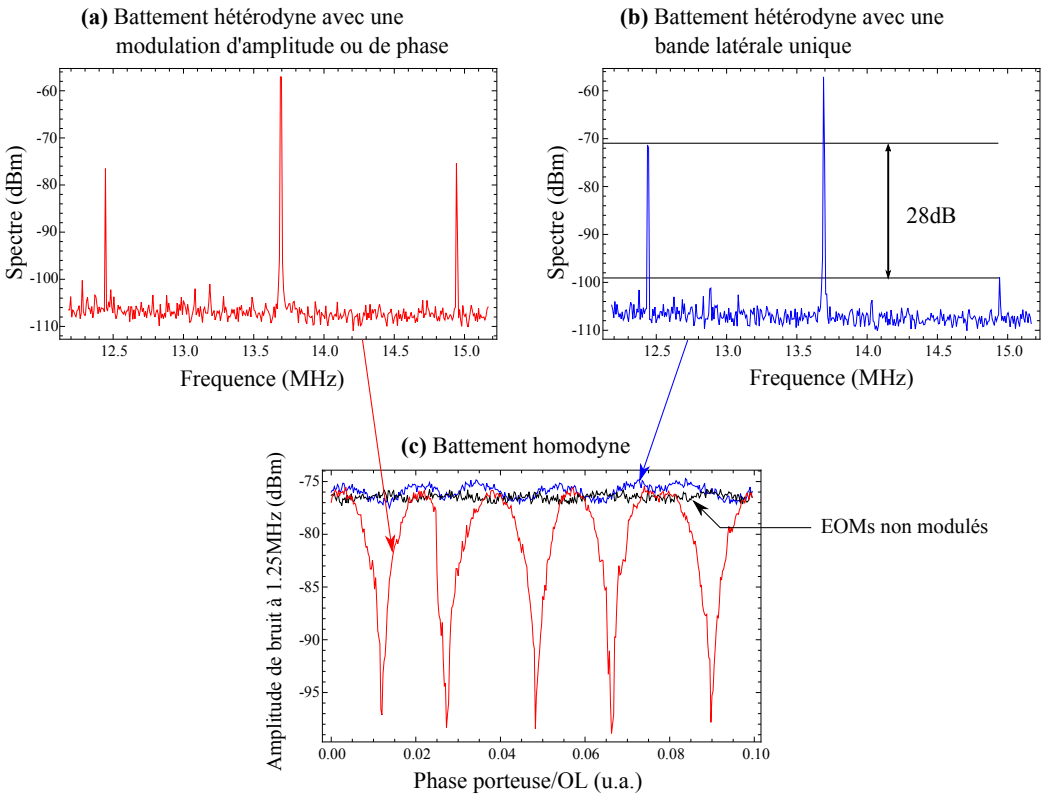


FIGURE 8.6 – Production et caractérisation d'une bande latérale unique à 1.25 MHz de la porteuse optique. (a) et (b) : interférence de l'état sortant des EOM avec un oscillateur local de fréquence différente (ici décalé de 13.7 MHz). (a) : cas d'une modulation d'amplitude. (b) : génération d'une BLU. (c) : interférence de l'état sortant des EOM avec un oscillateur local de même fréquence que la porteuse la phase porteuse/OL. La mesure est réalisée à l'analyseur de spectre en mode zerospan centré sur 1.25 MHz. Les trois courbes tracées correspondent aux cas d'une modulation d'amplitude (a), d'une production de BLU (b), et de l'absence de modulation sur les deux EOMs.

Un oscillateur local décalé d'une dizaine de mégahertz est utilisé dans les figures 8.6(a) et (b). Le photocourant est envoyé vers un analyseur de spectre. En branchant uniquement l'un des EOM, les deux bandes latérales symétriques de la figure 8.6(a) sont obtenues. L'ajout du second EOM permet d'atténuer l'un des deux pics avec une réjection de l'ordre de 28 dB comme indiqué sur la figure 8.6(b).

La figure 8.6(c) montre le résultat d'un battement homodyne, c'est à dire dont l'oscillateur local est à la même fréquence que la porteuse. L'analyseur de spectre est alors mis en mode zérospan à 1.25 MHz et la phase relative entre la porteuse et l'oscillateur local est balayée. Selon la valeur de cette phase, le résultat de l'interférence s'interprète comme une modulation d'amplitude ou de phase (voir la figure A.7 au paragraphe C de l'annexe A). La modulation d'amplitude est détectée par la photodiode et le signal à 1.25 MHz est mesuré par l'analyseur de spectre. A l'inverse, la modulation de phase n'est pas détectée par la photodiode, qui est uniquement sensible à l'intensité du champ, et aucun signal n'est donc mesuré à l'analyseur de spectre dans ce cas. Lorsqu'un seul des EOM est modulé, et que la phase de l'oscillateur local est balayée dans le temps l'apparition d'arches est alors observée. A l'inverse, la production d'une bande latérale unique se traduit par l'apparition d'une modulation d'intensité de même amplitude sur la photodiode quelle que soit la phase de l'oscillateur local. La pureté de la BLU est donc optimisée en minimisant l'amplitude des arches mesurés à l'analyseur de spectre. Précisons que la porteuse est rejetée après le cube et n'intervient donc pas dans la mesure réalisée ici.

A.4 Asservissement de la phase

L'expérience est formée d'un grand interféromètre de plusieurs mètres présenté sur la figure 8.7. L'asservissement des différents chemins optiques est donc primordial. Nous nous intéressons dans les paragraphes qui suivent à le décrire plus en détails.

A.4.a Enjeux

Une réalisation de l'expérience correspond à la répétition de 1000 séquences expérimentales successives. Ces 1000 répétitions permettent d'extraire la statistique des états relus en termes de valeurs moyennes et de variances des quadratures.

La mesure fait appel à une détection homodyne. Cette mesure est sensible à la phase relative entre l'oscillateur local et le signal puisqu'elle détermine l'angle de la quadrature lue dans le repère de Fresnel (chapitre 1, paragraphe

A.3). Il est nécessaire de la fixer afin que la mesure effectuée à chaque répétition de l'expérience soit identique et que la statistique puisse être extraite.

A.4.b Méthode

L'objectif est d'asservir entre elles les phases des faisceaux signal et oscillateur local. Le schéma expérimental de l'asservissement de phase réalisé est donné sur la figure 8.7.

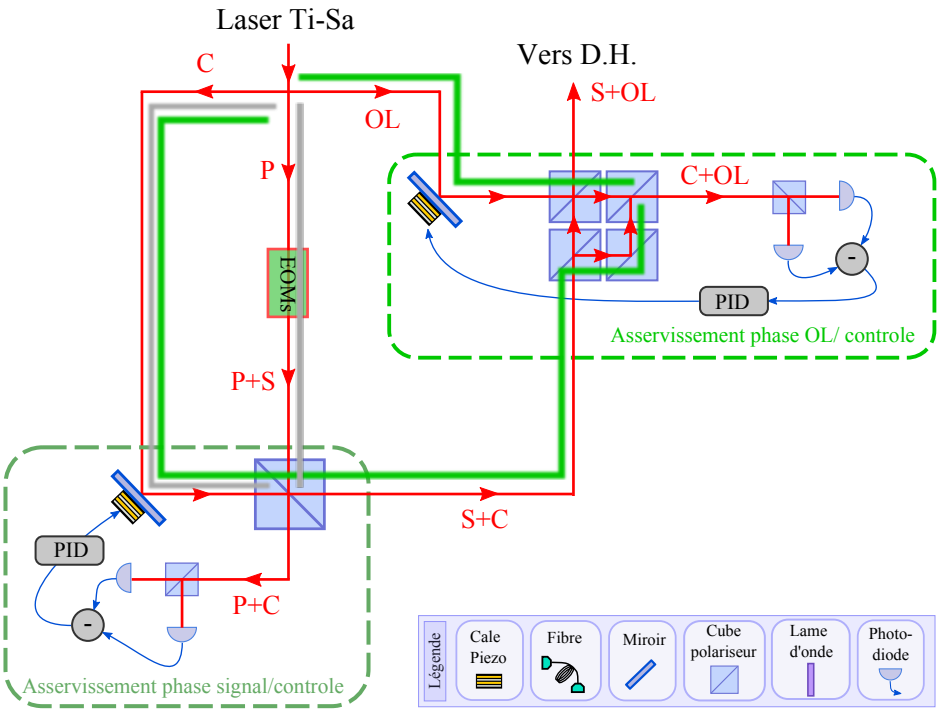


FIGURE 8.7 – Schéma expérimental de l'asservissement des phases des faisceaux de contrôle, porteuse et oscillateur local. L'asservissement signal/contrôle rend égaux les chemins optiques marqués d'une bande grise. L'asservissement OL/contrôle égalise les chemins optiques marqués d'une bande verte.

Dans un premier temps, les trajets optiques des champs de contrôle et d'OL sont asservis à la même longueur. Il s'agit des trajets verts sur la figure 8.7. L'OL et le contrôle sont de même fréquence. Le signal d'interférence est donc directement utilisé pour générer un signal d'erreur et asservir la phase relative des deux faisceaux à une valeur fixe. Dans un second temps, les trajets optiques des faisceaux de contrôle et porteuse avant leur recombinaison sont asservis à la même longueur. Ils sont matérialisés par le tracé gris sur la figure

8.7. La porteuse et le champ de contrôle sont également de même fréquence et les franges d'interférences sont utilisées pour générer un signal d'erreur.

Les trois trajets sont alors asservis à la même longueur optique à l'intérieur d'un grand interféromètre de plusieurs mètres. En pratique, étant donné le montage à 4 cubes décrit pour recombiner signal et OL d'un côté et contrôle et OL de l'autre, il existe en fait une légère fraction de chemin optique non asservie. Il s'agit du trajet à l'intérieur et entre les cubes. Pour le minimiser, ces quatres cubes ont été fixés sur un support fixe commun et le montage est aussi compact que possible de sorte que les cubes soient quasiment collés entre eux.

Les asservissement précédents concernent les chemins optiques parcourus par le signal et l'oscillateur local. Pour fixer la mesure homodyne réalisée, il reste à fixer la phase de génération de la BLU par rapport à la porteuse à chaque réalisation. Cette dernière correspond à la phase de la sinusoïde à 1.25 MHz envoyée dans les EOM à l'origine de la BLU. Cette sinusoïde est fournie par un générateur Agilent qui permet un tel contrôle : les quelques arches de sinusoïdes envoyées dans les EOM sont de phases fixées et déclenchées par l'ordinateur qui fournit les signaux de déclenchement de la séquence expérimentale.

Enfin, une dernière phase doit être fixée. Il s'agit de celle des arches de sinusoïde servant à la démodulation du signal en quadratures X et Y. Le procédé est décrit au paragraphe A.6. Cette phase est fixée par le même ordinateur qui déclenche la sinusoïde de tension envoyée vers les EOMs pour générer le signal. La phase lue est alors bien identique d'une réalisation de l'expérience à l'autre.

A.4.c Réalisation expérimentale

Les asservissements sur une frange sont réalisés en détectant l'interférence sur une photodiode et en rétroagissant sur les chemins optiques via des cales piézo-électriques. Afin de s'affranchir des fluctuations de puissance des faisceaux, un montage à deux photodiodes est utilisé comme indiqué sur la figure 8.7. La première mesure donne $|E_1|^2+|E_2|^2+2E_1E_2\cos(\varphi_{1/2})$ où E_1 et E_2 désignent les amplitudes des champs électromagnétiques qui interfèrent et $\varphi_{1/2}$ leur phase relative. La seconde mesure donne $|E_1|^2+|E_2|^2-2E_1E_2\cos(\varphi_{1/2})$. La différence des deux photocourants fournit donc, en fonction de $\varphi_{1/2}$, un signal sinusoïdal centré sur 0.

Les zéros de la sinusoïde obtenue sont indépendants des puissances des champs 1 et 2 et ne dépendent que de leur phase relative. Ces points sont donc utilisé pour asservir précisément les phases des deux faisceaux. La sinusoïde d'interférence centrée sur zéro donne de surcroît un signal d'erreur directe-

ment utilisable qui peut être envoyé vers l'alimentation qui commande la cale piézo-électrique. Pour augmenter la stabilité de l'asservissement, un boîtier PID de marque Stanford Research, modèle SIM960 Analog PID controller est utilisé. Les deux phases sont alors asservies en continu avec une précision meilleure qu'un degré (signal-OL : 0.5° et contrôle-porteuse : 0.8°).

Durant l'expérience de mémoire, certains faisceaux ont besoin d'être coupés, notamment le faisceau de contrôle et la porteuse. Les asservissements sont donc coupés durant une dizaine de microsecondes de part et d'autre de la phase mémoire. Des switchs électroniques sont utilisés à cette fin. Ils bloquent les signaux d'erreurs à zéro durant ce temps. La phase est considérée comme constante durant cet intervalle de temps, ce qui est expérimentalement vérifié (variation inférieure à la précision de l'asservissement). Le fonctionnement de l'asservissement en mode dynamique dégrade sensiblement sa qualité et porte à quelques degrés la précision de l'asservissement.

A.5 Orientation atomique

La préparation du milieu atomique est primordiale dans le cas de l'EIT. Cette section présente les méthodes mises en oeuvre pour préparer et caractériser le milieu atomique.

Préalablement à chaque mesure, une étape de pompage optique est réalisée. L'objectif du pompage optique est de pomper tous les atomes du niveau F=3 dans le sous niveau Zeeman $m_F = +3$. Les champs de contrôle et de repompe, tous deux polarisés σ^+, sont alors allumés durant quelques millisecondes (typiquement 5 ms). Pour mesurer l'orientation atomique obtenue, un faisceau de sonde, idéalement parallèlement à l'axe de quantification, est envoyé dans le milieu atomique. Il est polarisé linéairement de manière à avoir accès aux épaisseurs optiques vues par les composantes σ^+ et σ^- du faisceau comme indiqué sur la figure 8.8(a). Avec une lame $\lambda/4$ et un cube polariseur, les composantes circulaires droite et gauche sont séparées puis mesurées sur deux photodiodes différentes. Afin de ne pas prendre en compte les effets d'EIT dans la mesure d'épaisseur optique, le faisceau de contrôle est coupé. Il est remplacé par une faisceau de pompe polarisé circulairement σ^+ et résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 3$.

La puissance du faisceau de sonde utilisée est d'environ 100 nW répartis sur un diamètre de quelques millimètres. L'intensité est donc petite devant la saturation (sur la raie D_2, de l'ordre du mW/cm^2). Pour des raisons d'encombrement et de polarisation, ce faisceau arrive avec un petit angle de quelques degrés par rapport à l'axe défini par le champ magnétique. Les faisceaux de pompage ont une puissance de l'ordre du milliwatt (jusqu'à 10 mW de puissance sont disponibles) et ont un diamètre à $1/e^2$ d'environ 1 cm afin de

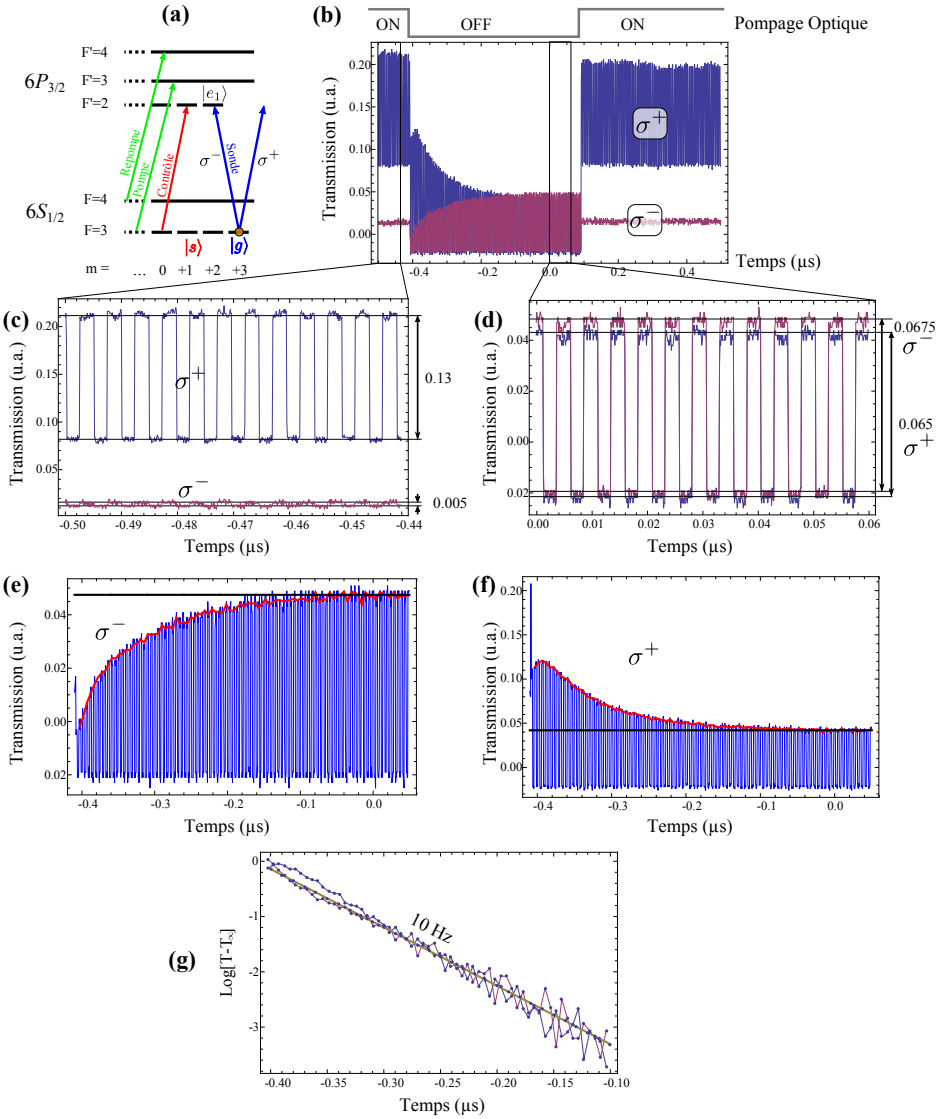


FIGURE 8.8 – Mesure de l'orientation atomique. (a) transitions atomiques mises en jeu. (b) Variations transitoires des épaisseurs optiques pour les polarisations σ^+ et σ^- lorsque le pompage optique est lancé puis coupé. (c) régime permanent en présence de pompage optique. (d) régime permanent en l'absence de pompage optique. (e) régime transitoire de coupure après pompage optique pour la polarisation σ^-. (f) régime transitoire après coupure du pompage optique pour la polarisation σ^+. (g) Mesure du temps de vie de l'orientation atomique.

recouvrir efficacement toute la cellule.

Le faisceau de sonde est résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ comme indiqué sur la figure 8.8(a). Cette configuration n'est pas optimale car elle ne permet pas de discriminer les états $m_F = +3$ et $m_F = +2$ de F=3. En effet, tous deux n'engendrent aucune absorption sur la composante σ^+ du faisceau. Si tous les atomes se trouvent pompés dans l'un ou l'autre de ces deux états, la polarisation σ^- sera absorbée tandis que la polarisation σ^+ sera intégralement transmise. Une véritable mesure d'orientation aurait dû être réalisée avec un faisceau résonant $F = 3 \rightarrow F' = 3$, ce qui aurait rendu insensible à σ^+ uniquement le niveau de plus grand m_F. Cependant, dans notre cas, le niveau $m_F = +2$ n'intervient pas dans le processus EIT. Son éventuelle population n'est donc pas gênante pour l'interaction qui nous interesse. Notons de plus qu'étant donné les champs en présence, si une orientation suffisante est obtenue en utilisant une sonde $F = 3 \rightarrow F' = 2$, il parait difficile d'imaginer des processus qui videraient les atomes des niveaux $m_F < +2$ tout en laissant $m_F = +2$ peuplé.

La séquence temporelle consiste en une alternance de phases de pompage optique et d'évolution libre du milieu atomique à une fréquence de 1 Hz. Lorsque les faisceaux de pompe sont allumés, un offset est constaté sur le signal des photodiodes mesurant la sonde. Les grands écarts de puissance entre les faisceaux de sonde et de pompage introduisent des offsets du même ordre de grandeur que le signal produit par la sonde. Cette difficulté est contournée en modulant le faisceau de sonde par un créneau à une fréquence de ~ 200 Hz. Le type de courbe obtenu est présenté en figure 8.8(b) où un cycle de pompage puis d'évolution libre du milieu atomique est analysé. Cette courbe est obtenue pour une cellule de Cesium différente de celle sur laquelle ont ensuite été faites les expériences de mémoire et d'EIT. Cependant, des résultats très similaires en termes d'orientation et de durée de vie des populations ont été trouvés dans les deux cas. La seule différence notable concerne le temps de vie de l'orientation atomique dans la cellule, mesuré à partir de la courbe présentée en figure 8.8(g) décrite plus bas dont la valeur varie d'un facteur 3 entre les deux cas.

Afin de quantifier l'orientation atomique, le paramètre p est défini comme $p = \frac{\alpha_- - \alpha_+}{\alpha_- + \alpha_+}$ où $\alpha_\pm$ est l'épaisseur optique du milieu pour la polarisation $\sigma^\pm$. Ce paramètre vaut $+1$ si tous les atomes sont dans le niveau $m_F = +3$, 0 s'ils sont uniformément distribués sur tous les niveaux Zeeman, et -1 si tous les atomes sont dans le niveau $m_F = -3$. Il renseigne donc bien sur l'orientation atomique du milieu. Son estimation est réalisée via une mesure de la transmission du milieu loin de la résonance afin de la renormaliser à 1. L'amplitude des créneaux hors résonance vaut 0.145. La courbe donnée en figure 8.8(c) donne les transmission au travers du milieu atomique mesurées lorsque le régime stationnaire est atteint en présence de pompage optique.

Les valeurs d'épaisseur optique pour chacune des deux polarisations sont $\alpha_+ = 0.11$ et $\alpha_- = 1.05$. L'orientation expérimentale est donc estimée à $p = 94\%$. En l'absence de pompage optique, lorsque le régime stationnaire est atteint, la transmission du milieu est donnée par la courbe présentée en figure 8.8(d). Elle correspond à une orientation $|p| = 2.5\%$. Sa valeur non nulle peut être due à un défaut du caractère rectiligne de la polarisation du faisceau de sonde envoyé ou lors de l'étape d'analyse au niveau de la séparation des polarisations circulaires droite et gauche.

Les courbes (e) et (f) montrent l'évolution libre du milieu après la coupure du pompage optique. Les épaisseurs optiques des polarisations σ^+ et σ^- convergent alors vers la même valeur et tendent à annuler l'orientation atomique. Elles donnent accès au temps de vie T_1 des populations dans les niveaux fondamentaux. Une évolution exponentielle est observée. Le tracé du logarithme de la transmission en courbe 8.8(g) le confirme. Le taux de relaxation de l'orientation est estimé à 10 Hz, c'est-à-dire $T_1 \simeq 100$ ms. La vitesse quadratique moyenne des atomes ayant été calculée à 137 m/s à température ambiante (300 K), l'écart moyen entre deux chocs sur les parois de la cellule, de dimensions centimétriques, est de l'ordre de 100 μs. L'orientation est donc conservée sur environ un millier de collisions avec les parois de la cellule, qui sont recouvertes de paraffine à cette fin.

A.6 Mesure

Comme vu au chapitre 1, section A.3, la mesure par détection homodyne donne accès à une quadrature du champ électromagnétique dont l'angle est défini par la phase relative entre l'oscillateur local (OL) et le signal. Certaines subtilités inhérentes à l'expérience nécessitent cependant d'être prises en compte. Elles sont décrites dans les paragraphes qui suivent.

A.6.a Principe

Dans notre cas, l'oscillateur local a une fréquence différente de celle du signal à mesurer : les deux champs sont décalés de $\Omega = 1.25$ MHz. La phase relative signal-OL est donc une fonction affine du temps. Dans le repère de Fresnel où le signal est représenté par un vecteur fixe, l'OL est représenté par un vecteur tournant à la fréquence Ω.

La projection d'une quadrature X fixée du champ signal varie ainsi sinusoïdalement dans le temps à la fréquence de rotation Ω. Pour avoir accès à la valeur de X, il faut donc démoduler le photocourant acquis avec une sinusoïde de même fréquence. La quadrature orthogonale Y est également mesurée par l'OL tournant, sa projection varie également sinusoïdalement

dans le temps mais en quadrature avec celle de X. Ainsi, la démodulation du photocourant par un cosinus et un sinus donne accès à deux quadratures orthogonales du champ signal.

Cependant, ces mesures sont entachées d'une unité de bruit quantique standard en plus car l'oscillateur local ne discrimine pas les bandes latérales à $\pm\Omega$. Si l'une contient la BLU qui compose le signal, l'autre en revanche est vide. En effet, comme nous allons le voir au paragraphe qui suit, la mesure consiste en la somme des quadratures à $+\Omega$ et $-\Omega$ dont les fluctuations ne sont pas corrélées et dont les bruits se somment.

A.6.b Théorie de la détection hétérodyne

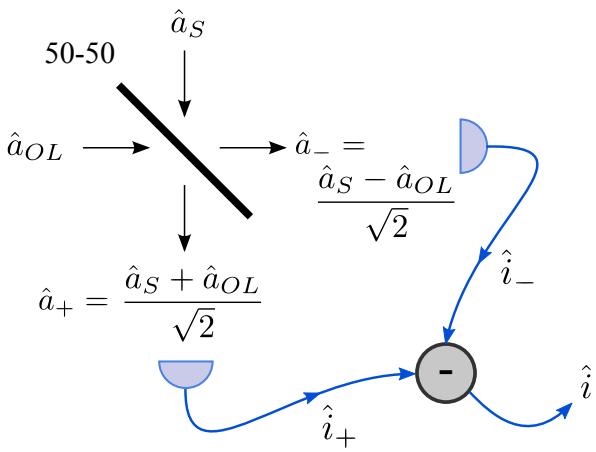


FIGURE 8.9 – Détection homodyne

Dans la détection homodyne schématisée sur la figure 8.9, les champs sont décrits via leurs opérateurs annihilation de photon. $\hat{a}_S = \hat{a}_S\, e^{-i\omega_S t}$ désigne le champ signal et $\hat{a}_{OL} = \hat{a}_{OL}\, e^{-i(\omega_{OL}t+\phi)}$ l'oscillateur local. $\Omega = \omega_S - \omega_{OL}$ est la différence de fréquence entre les deux champs. L'OL est supposé de grande amplitude E_{OL} et cohérent de sorte qu'il soit possible d'écrire $\hat{a}_{OL} = E_{OL}$. Concernant le champ signal d'amplitude E_S, il est possible d'écrire $\hat{a}_S^\dagger \cdot \hat{a}_S = |E_S|^2$. Dans le cas d'une efficacité quantique de photodétection proche de l'unité, le photocourant généré par les photodiodes s'identifie au nombre de photons :

$$\begin{aligned}
\hat{i}_+ &\propto \hat{a}_+^\dagger \cdot \hat{a}_+ = |E_S|^2 + |E_{OL}|^2 + |E_{OL}|\ (\hat{a}_S^\dagger e^{i(\Omega t+\phi)} + \hat{a}_S e^{-i(\Omega t+\phi)}) \\
\hat{i}_- &\propto \hat{a}_-^\dagger \cdot \hat{a}_- = |E_S|^2 + |E_{OL}|^2 - |E_{OL}|\ (\hat{a}_S^\dagger e^{i(\Omega t+\phi)} + \hat{a}_S e^{-i(\Omega t+\phi)}) \\
\hat{i} &= \hat{i}_+ - \hat{i}_- \propto |E_{OL}|\ (\hat{X}_{S,\phi}\cos(\Omega t) + \hat{Y}_{S,\phi}\sin(\Omega t))
\end{aligned} \tag{8.1}$$

avec $\hat{X}_{S,\phi}$ et $\hat{Y}_{S,\phi}$ les quadratures du champ tournées d'un angle ϕ définies au chapitre 1, section A par :

$$\begin{aligned} \hat{X}_{S,\phi} &= \hat{a}_S\ e^{-i\phi} + \hat{a}_S^\dagger\ e^{i\phi} \\ \hat{Y}_{S,\phi} &= -i(\hat{a}_S\ e^{-i\phi} - \hat{a}_S^\dagger\ e^{i\phi}) \end{aligned} \tag{8.2}$$

La relation (8.1) montre qu'un champ signal de fréquence décalée de $-\Omega$ par rapport à l'OL génère une modulation sur le photocourant à Ω de laquelle on peut extraire les deux quadratures du champ. La démodulation par un cosinus permet en effet d'avoir accès à $\hat{X}_{S,\phi}$ et par un sinus à $\hat{Y}_{S,\phi}$. Cependant, comme il a été rappelé à la section précédente, un signal décalé de $+\Omega$ génère également un photocourant qui s'écrit :

$$\hat{i}' = |E_{OL}|\ (\hat{X}'_{S,\phi}\cos(\Omega t) - \hat{Y}'_{S,\phi}\sin(\Omega t)) \tag{8.3}$$

Il s'agit des deux seules contributions au photocourant donnant des modulations temporelles à Ω. La composante à la fréquence Ω du photocourant total s'écrit donc :

$$\hat{i}_{tot} = |E_{OL}|\ \left((\hat{X}^{(\Omega)}_{S,\phi} + \hat{X}^{(-\Omega)}_{S,\phi})\cos(\Omega t) - (\hat{Y}^{(\Omega)}_{S,\phi} - \hat{Y}^{(-\Omega)}_{S,\phi})\sin(\Omega t)\right) \tag{8.4}$$

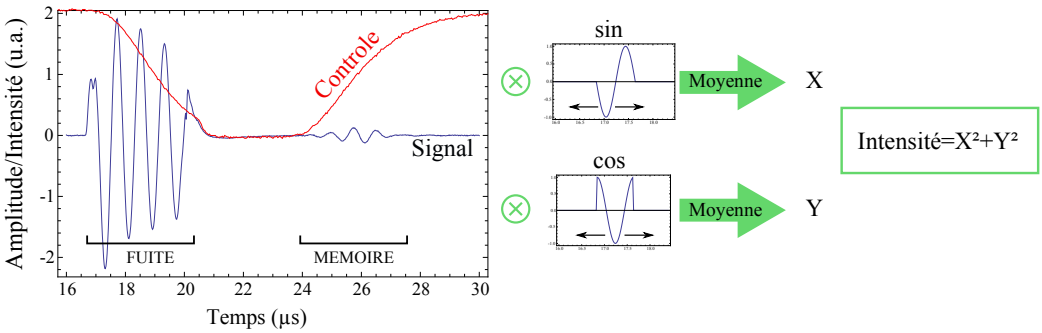
où $\hat{X}^{(\pm\Omega)}_{S,\phi}$ et $\hat{Y}^{(\pm\Omega)}_{S,\phi}$ désignent les quadratures des composantes à $\pm\Omega$ du champ signal. Dans notre cas, l'une de ces composantes représente la BLU d'intérêt tandis que l'autre est constituée du vide et rajoute donc une unité de bruit quantique standard aux mesures.

A.6.c Mesure expérimentale

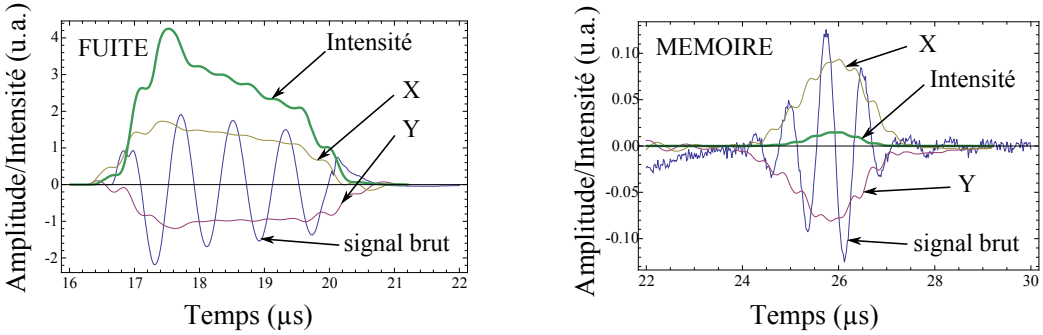
Le signal est acquis à l'aide d'une carte d'acquisition National Instrument NI 5122, 14 bits, de fréquence d'échantillonnage 50 MHz.

Les courbes données en figure 8.10 donnent un exemple typique des résultats obtenus ainsi que la méthode de démodulation mise en oeuvre pour effectuer la mesure. Sur la mesure du champ signal, il est possible de distinguer la "fuite" qui provient de la traversée du milieu par le champ signal avant la coupure du champ de contrôle, de la "mémoire", sortant du milieu après le rallumage du champ de contrôle.

Afin de résoudre temporellement le signal, la démodulation s'effectue sur un nombre de périodes de sinusoïde très limité : en pratique, une ou deux. Ce



(a) Méthode de mesure des quadratures X et Y



(b) Courbes typiques issues de la démodulation

FIGURE 8.10 – Signal obtenu sur la détection homodyne et démodulation en quadratures X et Y. (a) : courbe typique d'acquisition du photocourant issu de la détection homodyne durant une expérience de mémoire. La forme de la coupure et du rallumage du champ de contrôle telle qu'elle est mesurée sur une photodiode est également tracée. Un champ de "fuite" est observé avant la coupure complète du champ de contrôle. Il se distingue du signal de "mémoire" mesuré après le rallumage du champ de contrôle. La figure décrit la démodulation effectuée : la multiplication par une arche de sinusoïde provenant d'un sinus ou d'un cosinus suivie d'un moyennage donne accès aux mesures des quadratures X et Y ainsi qu'à l'intensité du champ. (b) : courbes typiques issues de la démodulation. Le champ de fuite a été isolé de l'impulsion relue afin de pouvoir comparer les amplitudes des signaux mesurés.

nombre donne la précision spectrale de la démodulation : avec une seule période, la sélectivité spectrale du signal récupéré (l'équivalent de la RBW sur un analyseur de spectre) est de 625 kHz de part et d'autre de la BLU. En utilisant deux arches de sinusoïde, cette demi-largeur est divisée par deux, mais la sélectivité temporelle est également divisée par deux puisqu'on moyenne

sur deux périodes. Dans le cas proposé ici, étant donné la faible longueur temporelle des impulsions (4 périodes de sinusoïde), une démodulation à une seule arche est utilisée.

Comme indiqué sur la figure 8.10(a), pour chaque point t_0 le signal est multiplié par le produit d'un sinus ou cosinus avec une fenêtre carré centrée sur t_0 et de largeur égale à une période de sinusoïde (0.8 μs). La valeur moyenne du tableau obtenu est extraite et placée en ordonnée du temps t_0. La mesure donne alors accès aux quadratures X et Y du champ, il s'agit de l'information d'amplitude. L'intensité du faisceau s'obtient en prenant pour chaque point la somme des carrés des deux quadratures.

A partir de ces données brutes, la répétition sur 1000 réalisations permet de calculer les valeurs moyennes et les variances des quadratures mesurées. La mémoire est alors caractérisée en comparant la statistique des impulsions en entrée et en sortie.

A.6.d Séquence temporelle expérimentale

La séquence temporelle expérimentale des principaux signaux utilisés dans l'expérience est donnée en figure 8.11.

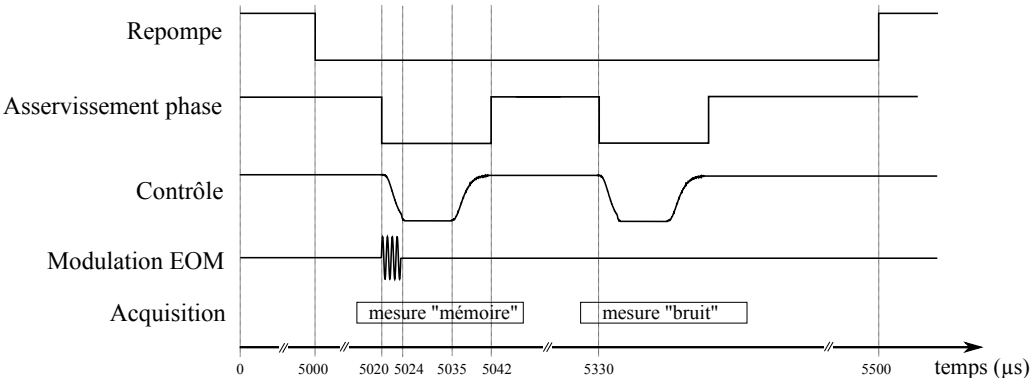


FIGURE 8.11 – Séquence temporelle typique de l'expérience de mémoire.

La période de répétition de la séquence temporelle est de 5.5 ms : 5 ms durant lesquelles le pompage optique est réalisé et 500 μs durant lesquelles l'expérience a lieu.

Le temps définissant la mémoire est compris entre les phases de coupure et d'allumage du champ de contrôle. Ce dernier est coupé "lentement", c'est à dire en quelques micro-secondes de sorte à limiter les fréquences parasites à 1.25 MHz. En effet, sa proximité en fréquence du champ signal risque de perturber le signal sur la détection homodyne si sa coupure est réalisée trop brutalement. Durant les quelques micro-secondes précédant la coupure, la

modulation sinusoïdale à 1.25 MHz est envoyée vers les EOM. Etant donné le faible ralentissement de vitesse de groupe occasionné par l'EIT imparfait, le signal doit déborder sur la phase de coupure lente du contrôle pour qu'un effet de mémoire puisse être observé. Le champ de contrôle est également rallumé de manière lente après le temps de mémoire. Ce temps de mémoire vaut par exemple 11 μs dans le cas de la séquence représentée sur la figure 8.11.

Les asservissements de phase décrits à la section A.4 sont figés lorsque le champ de contrôle est coupé et reprennent après son rallumage complet. Cet intervalle de temps sans asservissement de phase dure environ 30 μs.

L'acquisition "mémoire" est réalisée durant 40 μs autour de la séquence mémoire. Un second temps d'acquisition est réalisé 200 μs plus tard. Le champ de contrôle subit alors une coupure identique à celle effectuée durant la phase mémoire mais aucune modulation n'est envoyée dans les EOM. Cette mesure permet ainsi de soustraire les fluctuations classiques causées par exemple par la mesure des fréquences élevées du champ de contrôle sur la détection homodyne.

A.6.e Bruit sur l'état relu

Enfin, des mesures de bruit sur l'état sortant permettent de quantifier la qualité de l'état produit par la mémoire. La figure 8.12 donne les valeurs moyennes et les variances sur les deux quadratures X et Y calculées sur 1000 réalisations de l'expérience dans le cas d'un état vide, ou d'un état cohérent de très faible amplitude avec et sans asservissement de la phase. Dans chacun des trois cas les valeurs moyennes sont tracées à gauche tandis que les variances des deux quadratures apparaissent à droite.

Le cas présenté ici est celui d'une mémoire de 4 μs. Dans le cas (a) d'un état cohérent injecté, aucune différence n'est notée au niveau des variances entre les instants où aucune lumière n'arrive sur la détection homodyne ($t < 8$ μs par exemple) et ceux où la fuite ($8 < t < 12$ μs) ou le signal relu ($15 < t < 20$ μs) sont détectés. Ces valeurs sont comparées à celles mesurées dans le cas d'un état vide en entrée de la mémoire (b) : la variance mesurée est identique, au bruit sur la variance près. Les mêmes mesures sont réalisées en coupant l'asservissement de la phase. Une diminution des valeurs moyennes de signal en amplitude est observée, résultant des fluctuations de la phase autour de sa valeur moyenne durant le temps de l'expérience (7 s). Les variances se caractérisent en revanche par un pic de bruit très clair durant les instants où la fuite ainsi que la mémoire sont mesurés par la détection homodyne.

La caractérisation des performances de la mémoire en termes de fidélité

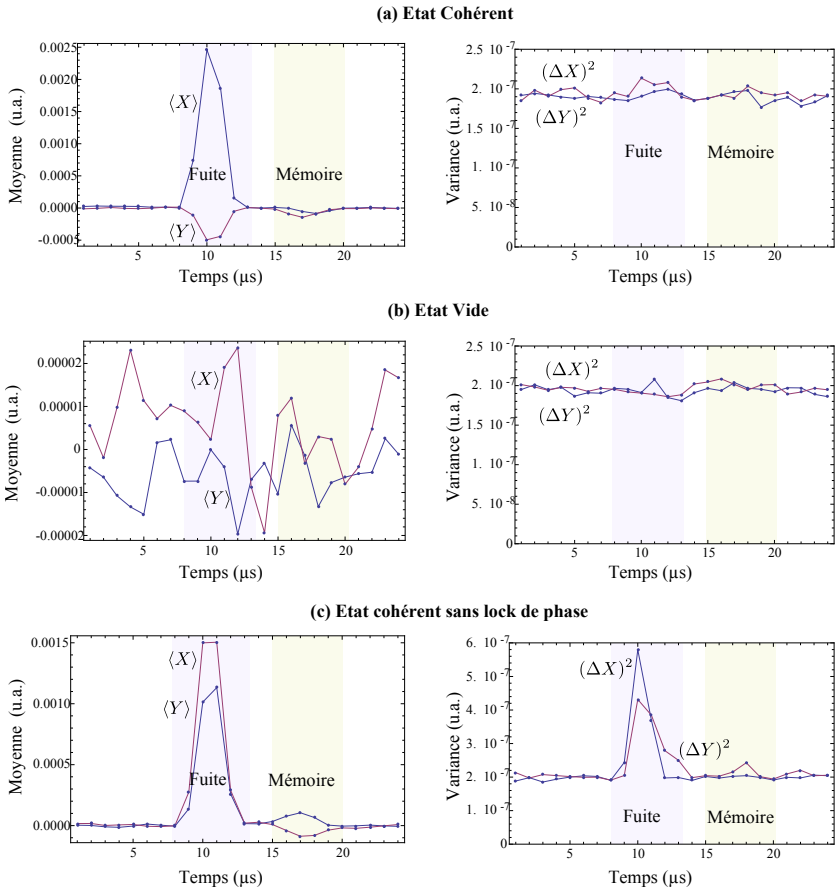


FIGURE 8.12 – Caractérisation de l'état en sortie de la mémoire en terme de valeurs moyennes et de fluctuations des quadratures X et Y du champ. On caractérise successivement les mesures issues de l'injection dans la mémoire d'un état cohérent (a), du vide (b), ou d'un état cohérent lorsque l'asservissement de phase n'est pas réalisé (c)

et de représentation dans le diagramme T-V [Hetet et al., 2008b] ont été réalisées par J.Ortalo durant sa thèse [Ortalo, 2009]. La fidélité compare l'état obtenu en sortie de la mémoire à l'état initial. Elle est définie à partir du produit scalaire de l'état relu avec l'état entrant : $\mathcal{F} = |\langle\psi_{\text{entrée}}|\psi_{\text{entrée}}\rangle|^2$. Le diagramme T-V s'interesse quant à lui à comparer le gain du processus de mémoire au travers de son coefficient de transfert T, avec l'excès de bruit qu'il ajoute au travers des variances conditionnelles entrée-sortie V. Dans les deux cas, l'analyse a permis de situer les propriétés du processus de stockage réalisé à la frontière entre un caractère quantique et classique.

La méthode de mesure décrite dans cette section est utilisée au paragraphe

suivant pour quantifier l'interaction lumière-matière qui se produit dans le milieu en configuration EIT. Les effets de transparence et de délai sont donc observés dans les conditions expérimentales d'une expérience de mémoire.

A.7 EIT

Cette section caractérise l'interaction lumière matière de type EIT qui se produit durant le protocole de mémoire. Les effets EIT sur le module du coefficient de transmission sont dans un premier temps étudiés en fonction de la puissance du champ de contrôle. En second lieu, la dispersion du milieu est analysée en comparant les délais obtenus pour différentes puissance de contrôle. Le compromis entre transparence et délai, qui varient généralement en sens inverse en fonction de la puissance du champ de contrôle, est effectivement un compromis important à trouver dans l'optimisation du processus de mémoire.

A.7.a Transparence

La figure 8.13 montre l'évolution de la transmission du milieu lorsque la puissance du champ de contrôle varie. La figure (a) donne la transmission de la puissance du champ signal à travers le milieu en fonction du temps pour différentes valeurs de puissance du champ de contrôle, échelonnées de 30 à 140 mW, correspondant à des fréquence de Rabi échelonnées entre 5 et 10 MHz. La figure (b) trace la valeur de la puissance transmise en fonction de la puissance du champ de contrôle. Le coefficient de transmission augmente avec la puissance du champ de contrôle. Cette dernière fixe effectivement la largeur de la fenêtre EIT et donc la fraction du spectre de l'impulsion initial qui pourra se propager avec des pertes réduites. Une assez bonne linéarité de la transmission est observée sur une plage d'évolution de la puissance de 30 à 140 mW. L'équivalent de ces puissances en terme de fréquence de Rabi Ω_{32}^{c} pour un faisceau de 0.5 cm de rayon résonant avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ est : 30 mW $\leftrightarrow$ 4.8 MHz, 50 mW $\leftrightarrow$ 6.1 MHz, 75 mW $\leftrightarrow$ 7.5 MHz, 100 mW $\leftrightarrow$ 8.6 MHz, 125 mW $\leftrightarrow$ 9.7 MHz, 140 mW $\leftrightarrow$ 10.3 MHz.

A.7.b Délais

La mesure du profil du faisceau transmis par le milieu en configuration EIT lorsque le champ de contrôle est maintenu constant constitue une bonne figure de mérite du potentiel de stockage du milieu. En effet, l'énergie extraite du milieu après la fin de l'impulsion non retardée, donne l'efficacité de mémoire à temps de stockage nul, qui est la borne supérieure à l'efficacité qu'il

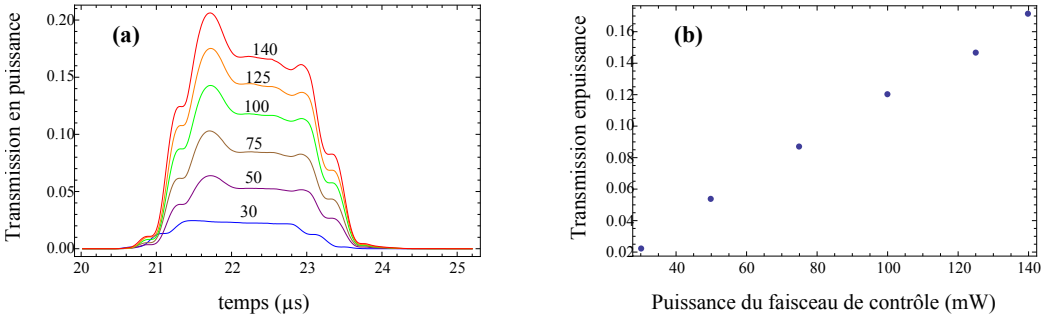


FIGURE 8.13 – Influence de la puissance de contrôle sur la transparence du milieu. La transmission est calculée comme le ratio de la puissance de l'impulsion sortante sur celui de l'impulsion entrante dans le milieu. La figure (a) montre la formes des impulsions traversant le milieu pour différentes valeurs de la puissances de contrôle. Les valeurs des puissances utilisées sont indiquées en mW au dessus de chaque courbe correspondante. La figure (b) donne l'évolution de la transmission du champ signal avec la puissance du champ de contrôle.

est possible d'obtenir avec une impulsion entrante de ce type (un créneau).

La figure 8.14 donne le résultat des mesures obtenues avec la détection homodyne pour deux puissances de champ de contrôle différentes : 10 et 50 mW, correspondant à des fréquences de Rabi respectives de 3.4 et 4.4 MHz.

Les courbes 8.14(a) et (b), qui donnent les mesures d'amplitude du champ, montrent une diminution du temps d'extraction de l'énergie du milieu quand la puissance du champ de contrôle augmente. Ceci est cohérent avec l'augmentation de la largeur de la fenêtre EIT avec la puissance du champ de contrôle qui fait diminuer la dispersion du milieu. On retrouve également une augmentation de la transmission avec la puissance du champ de contrôle. La courbe (c) a été réalisée en normalisant l'amplitude maximale des deux impulsions à 1. Il est ainsi plus facile de comparer les profils des deux impulsions. Dans le cas $P_c = 10$ mW, un retard est visible à la montée ainsi qu'à la descente du créneau. Il est significatif du délai que l'impulsion prend à la propagation dans le milieu.

La courbe (d) donne les profils d'intensité de l'impulsion traversant le milieu dans les deux configurations. La courbe principale a été réalisée en normalisant l'intensité maximale des deux signaux à 1. Le retard à la descente du milieu apparaît faible. Pour connaître la proportion d'énergie sortant du milieu après la fin de l'impulsion non retardée dans les deux cas, les deux profils réels des deux impulsions sortantes sont tracés en inséré, ainsi qu'un zoom sur la partie temporelle débutant à la fin de l'impulsion non retardée.

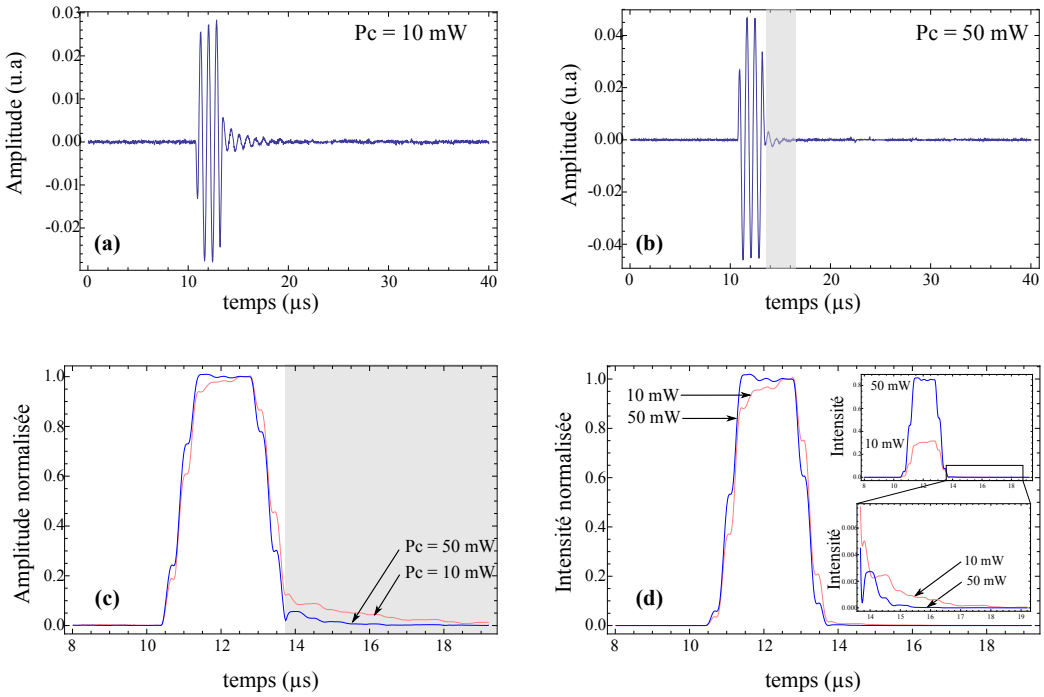


FIGURE 8.14 – Délais observés pour deux puissances de contrôle. Les parties grisées donnent les zones de l'impulsion transmise qui arrivent après l'impulsion non retardée. Les courbes (a) et (b) donnent les mesures brutes obtenues avec des puissances respectives de champ de contrôle $P_c = 10$ et 50 mW. La courbe (c) donne la moyenne quadratique des amplitudes X et Y pour chaque impulsion, en normalisant l'amplitude maximale à 1 afin de pouvoir comparer facilement les deux profils des deux configurations. La courbe (d) donne l'intensité normalisée à 1 dans les deux cas. En encadré se trouvent deux courbes donnant l'intensité non normalisée de l'impulsion sur l'ensemble de son profil et en zoomant sur sa partie finale (après la fin du faisceau non retardé).

Ainsi, bien que la transparence soit trois fois plus faible pour 10 mW de champ de contrôle que pour 50 mW, l'énergie libérée par le milieu après la fin de l'impulsion non retardée est trois plus importante dans le premier cas. Les basses puissances de contrôle sont donc mieux adaptées pour l'observation de la lumière retardée. On verra plus loin que ce n'est pas le cas pour le stockage d'impulsions lumineuses.

B Minimisation des fuites optiques

Cette section traite du dispositif mis en place pour réaliser la séquence temporelle expérimentale. En particulier, les contraintes fortes imposées aux faisceaux en termes de bruit et d'extinction durant les phases de coupure sont analysées.

B.1 Influence des fuites optiques sur les cohérences atomiques

En collaboration avec Daniel Felinto (Université Fédérale de Pernambuco, Recife, Brésil) nous avons évalué l'importance d'une extinction optimale des faisceaux dans des expériences de type mémoire atomique. En effet, les faisceaux mal éteints fuient vers le milieu atomique durant le temps de stockage et viennent détruire la cohérence qui y est inscrite. Cet effet est étudié dans la suite à l'aide d'un modèle simple afin d'en déduire un ordre de grandeur des temps de vie des cohérences lorsqu'un faisceau de très faible intensité, résonant avec une transition atomique, fuit vers le milieu.

A $t = 0$, la cohérence entre les niveaux fondamentaux $|s\rangle$ et $|g\rangle$ est supposée non nulle. Elle vaut $\rho_{sg}(t = 0) = \rho_0$ où ρ désigne ici l'enveloppe lentement variable de la matrice densité dans le cadre de l'approximation de l'onde tournante. L'étude concerne alors l'évolution de $\rho_{sg}(t)$ liée à l'interaction d'un champ E, résonant avec la transition $|s\rangle \leftrightarrow |e\rangle$, d'élément de dipôle d_{es}, où $|e\rangle$ est le niveau excité considéré. L'Hamiltonien d'interaction du système atomes-champ s'écrit :

$$\hat{H} = -d_{es}E(|s\rangle\langle e| + |s\rangle\langle e|) \tag{8.5}$$

L'évolution de l'opérateur densité s'obtient par l'équation de Heisenberg en prenant en compte les termes de relaxation :

$$\dot{\hat{\rho}} = \frac{i}{\hbar}[\hat{\rho}, \hat{H}] + \frac{d\hat{\rho}}{dt}|_{\text{Relax}} \tag{8.6}$$

$$\Rightarrow \dot{\rho}_{sg} = \langle s|\dot{\hat{\rho}}|g\rangle = \frac{i}{\hbar}d_{es}E\rho_{eg} \tag{8.7}$$

$$\text{et} \quad \dot{\rho}_{eg} = \langle e|\dot{\hat{\rho}}|g\rangle + \frac{d_{es}\rho_{eg}}{dt}|_{\text{Relax}} = \frac{i}{\hbar}d_{es}E\rho_{sg} - \frac{\Gamma}{2}\rho_{eg} \tag{8.8}$$

où $2 * \pi/\Gamma$ est le temps de vie du niveau excité.

En injectant l'équation (8.7) dans (8.8), l'équation différentielle du second ordre à coefficient constant vérifiée par ρ_{eg} est obtenue :

$$\ddot{\rho}_{eg} + \frac{\Gamma}{2}\dot{\rho}_{eg} + \Omega_{eg}^2 \rho_{eg} = 0 \tag{8.9}$$

où $\Omega_{eg} = \frac{d_{eg}E}{\hbar}$ est la pulsation de Rabi de la transition considérée.

Les solutions de l'équation caractéristique de (8.9) s'écrivent :

$$r_{\pm} = \frac{1}{2}\left(-\frac{\Gamma}{2} \pm \sqrt{\frac{\Gamma^2}{4} - 4\Omega_{eg}^2}\right) \tag{8.10}$$

La solution générale de ρ_{eg} s'écrit donc $\rho_{eg} = K_+ e^{r_+ t} + K_- e^{r_- t}$ avec K_+ et K_- des constantes déterminées grâce aux conditions initiales, qui donnent :

$$\rho_{eg} = i\rho_0 \frac{\Omega_{eg}}{r_+ + r_-}(e^{r_+ t} - e^{r_- t}) \tag{8.11}$$

ρ_{sg} s'écrit donc :

$$\rho_{sg} = \rho_0 \frac{1}{r_+ + r_-}\left(\left(r_+ + \frac{\Gamma}{2}\right)e^{r_+ t} - \left(r_- + \frac{\Gamma}{2}\right)e^{r_- t}\right) \tag{8.12}$$

Cette expression se simplifie lorsque l'analyse se limite à l'influence de fuites de faibles intensités. L'approximation réalisée correspond alors à écrire $\Omega_{eg} \ll \Gamma$, c'est à dire $I \ll I_{sat}$ où I_{sat} est l'intensité de saturation de la transition et I celle du faisceau de fuite considéré. Dans ce cas, seule le terme en $e^{r_+ t}$ demeure dans l'expression de ρ_{sg} et r_+ peut être approximé par $-2\frac{\Omega_{eg}^2}{\Gamma}$. Il est alors possible d'écrire ρ_{sg} sous la forme d'une exponentielle décroissante du temps :

$$\rho_{sg} = \rho_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{8.13}$$

où $\tau = \frac{\Gamma}{2\Omega_{eg}^2}$ définit le temps de vie de la cohérence entre les niveaux fondamentaux. Cette expression est utilisée au paragraphe suivant pour calculer les valeurs des temps de vie expérimentaux.

B.2 Utilisation d'AOM dans l'ordre 0

Afin de réaliser la séquence temporelle expérimentale, des modulateurs acousto-optiques ont été placés sur les trajets des faisceaux. Dans le montage initial de l'expérience, l'ordre 0 était envoyé vers les atomes tandis que les ordres de diffraction non nuls étaient bloqués. Ainsi, les faisceaux étaient

coupés lorsque le modulateur fonctionnait, et étaient transmis lorsqu'il était au repos.

Le problème de ce mode de fonctionnement réside dans l'efficacité de diffraction limitée des AOM. Les bons AOM peuvent diffracter jusqu'à 95% d'un faisceau dont le profil transverse est bien adapté, mais en pratique des taux de diffraction compris entre 80% et 95% sont plutôt observés. Ainsi, la position OFF d'un faisceau correspond en pratique à la transmission de 5% au moins de son intensité. L'utilisation d'un AOM en double passage permet de descendre l'intensité transmise de l'ordre du pourcent de l'intensité initiale. L'ajout d'un diaphragme bien placé sur le trajet du faisceau permet enfin d'atteindre un taux d'extinction de $\sim 1/200$.

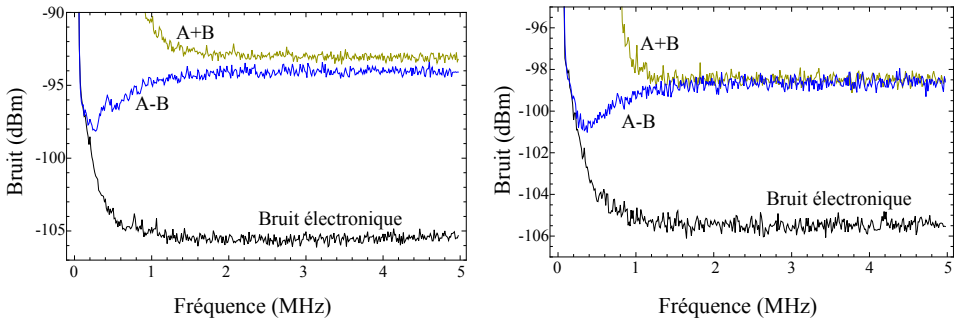
Expérimentalement, la puissance du faisceau de contrôle varie typiquement entre 10 et 100 mW. Son énergie est répartie sur un faisceau de rayon 0.5 mm. Son atténuation par un facteur 1/200 donne une intensité de fuite variant entre 50 et 500 μW. Ces valeurs sont faibles devant la puissance de saturation de la transition atomique qui s'évalue à ~ 35 mW dans cette configuration, l'approximation de faible intensité faite au paragraphe B.1 est donc valide. Ces valeurs donnent des temps de vie de la cohérence respectivement égaux à 20 et 1 μs. Pour réaliser la mémoire et évaluer ses performances, un temps de stockage de l'ordre de la largeur de l'impulsion, c'est à dire de quelques micro-secondes est nécessaire. Dans le cas d'un faisceau de contrôle de 200 mW, il ne reste donc plus aucune cohérence atomique au moment de la relecture qui se déroule après 4 ou 5 τ. Il est donc effectivement essentiel de minimiser cet effet en réduisant au maximum les fuites optiques.

De même, les fuites de la porteuse vers les atomes lors de la recombinaison du contrôle avec la bande latérale unique sont également problématiques. Ces fuites ont été diminuées depuis la précédente thèse d'un facteur 10 par l'utilisation d'un cube polariseur de meilleur qualité (marque CVI Melles Griot). Elles sont ainsi passées de 1.5% à 0.15%. Sur les 5 mW de porteuse utilisés, les fuites s'évaluent alors à une dizaine de micro-Watts. Ce champ de fuite est de polarisation indéterminée. Il couple identiquement les états $|s\rangle$ et $|g\rangle$ avec le niveau excité $|e\rangle$. En considérant l'interaction avec le niveau $|s\rangle$, le temps de vie des cohérences atomiques se calcule à 100 μs, tandis qu'en considérant l'interaction avec le niveau $|g\rangle$, un temps de vie de 40 μs est calculé. Dans le calcul de cette dernière valeur, le désaccord $\Delta = 1.25$ MHz de la porteuse par rapport à la résonance atomique a été pris en compte en calculant la fréquence de Rabi généralisée $\Omega(\Delta) = \sqrt{\Omega(\Delta = 0)^2 + \Delta^2}$ dans la formule (8.13). Cette fuite occasionne donc une perte des cohérences atomiques sur des temps de vie de l'ordre de 10 fois les temps de stockage réalisés. Ce paramètre est donc moins critique que pour le champ de contrôle, mais demeure non négligeable.

B.3 Utilisation d'AOM dans l'ordre 1

Les faisceaux dont la coupure nécessite une bonne extinction ont donc finalement été placés dans les ordres +1 de modulateurs acousto-optiques. Afin de satisfaire les exigences en fréquence des faisceaux, l'oscillateur local est également diffracté par un AOM.

Auparavant une étude du bruit introduit par la diffraction a été menée. Il en ressort que les AOM n'ajoutent pas de bruit s'ils sont excités avec une amplitude de modulation RF optimale. L'étude a été menée en caractérisant à l'analyseur de spectre le bruit d'intensité d'un signal diffracté par un AOM. Ce dernier a donc été envoyé sur une détection balancée : le faisceau a été divisé en deux parties d'égale intensité par une lame 50-50 puis envoyé sur deux photodétecteurs de gains identiques. La somme des deux photocourants obtenus donne accès à la statistique des photons du faisceau initial tandis que leur différence permet de s'affranchir de toutes les fluctuations classiques (corrélées dans les deux voies) et donc d'observer le bruit quantique standard. La quadrature dite d'"intensité" est alors comparée au bruit quantique standard.



(a) Puissance du VCO non adaptée (b) Puissance du VCO adaptée

FIGURE 8.15 – Etude du bruit généré par un AOM sur un faisceau initialement au bruit quantique standard. Le faisceau est envoyé sur une détection balancée et les photocourants issus de deux photodiodes sont sommés (A+B : statistique d'intensité du laser) ou soustraits (A-B : bruit quantique standard). La courbe de gauche donne le cas d'un AOM dont la puissance RF est grossièrement réglée sur le maximum de diffraction de l'AOM. Dans la courbe de droite, elle est optimisée pour minimiser le bruit.

La figure 8.15 compare deux cas où la puissance de la modulation RF de l'AOM est adaptée, en figure 8.15(b), ou non, en figure 8.15(a). La courbe présentée sur la figure 8.15(a) donne le cas d'un AOM dont l'amplitude de modulation a été grossièrement réglée pour optimiser la puissance de dif-

fraction. Dans ce cas, 2 dB d'excès de bruit par rapport au bruit quantique standard sont visibles. Lorsque la puissance du VCO est réglée au hasard, des excès de bruit de l'ordre de 10 dB peuvent apparaître sur le faisceau. Lorsque cette dernière est finement réglée, en figure 8.15(b), le bruit d'intensité se retrouve à nouveau au bruit quantique standard à partir de 1.25 MHz, comme c'est le cas en sortie du laser.

Cette analyse nous autorise donc finalement à utiliser des AOM dans l'ordre +1 durant l'expérience sans ajouter d'excès de bruit sur le faisceau signal.

B.4 Réalisation expérimentale

La réalisation expérimentale de la séquence temporelle est rappelée sur figure 8.16.

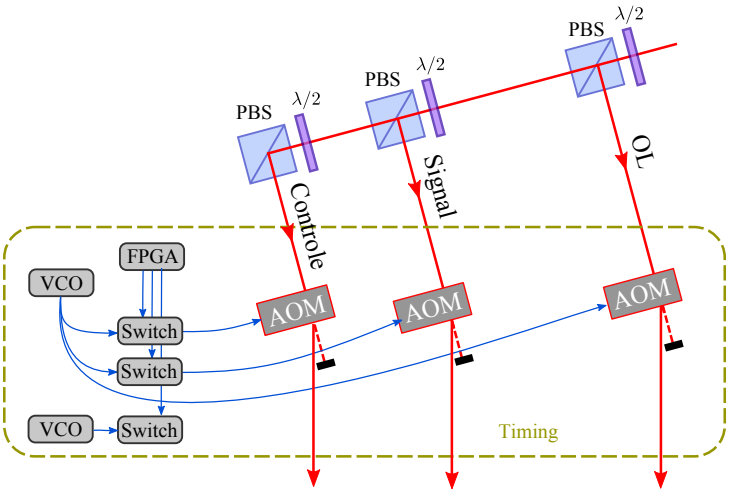


FIGURE 8.16 – Mise en oeuvre expérimentale de la séquence temporelle.

Afin de préserver la cohérence temporelle des multiples faisceaux, un VCO unique est utilisé pour générer les modulations RF des AOM. Le signal est divisé en trois voies dont il est possible de régler indépendamment les amplitudes afin de les adapter en minimisant pour chacun le bruit mesuré sur la détection. Ces modulations sont transmises au travers d'un switch Minicircuit jusqu'à un amplificateur AA Optoelectronic de type AMPA-B-34 puis jusqu'aux AOM. Les switchs sont contrôlés par des TTL générés par ordinateur via une plateforme FPGA. Le programme informatique a été réalisé sous Labview par Sidney Burks durant sa thèse [Burks, 2010] et permet de générer plusieurs dizaines de signaux carrés au format TTL avec une précision de quelques dizaines de nanosecondes.

La mise en place des faisceaux dans les ordres 1 des AOM a permis d'obtenir des taux de réjection bien meilleurs durant la phase mémoire. Les fuites s'évaluent désormais à quelques centaines de nW pour le faisceau de contrôle et n'est pas mesurable pour la porteuse. De telles puissances donnent des temps de vie des cohérences atomiques bien plus importants et rendent ce facteur non limitant pour l'expérience.

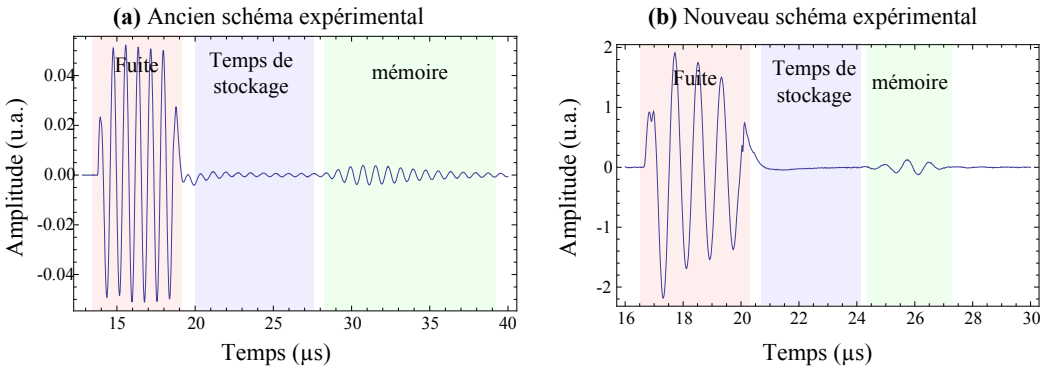


FIGURE 8.17 – Effet sur une expérience de mémoire de la coupure des faisceaux de contrôle et signal sont coupés (a) dans l'ordre +1 d'un AOM, et (b) dans l'ordre 0 d'un AOM. La présence d'oscillations à 1.25 MHz durant le temps de stockage du cas (a) indique une fuite non négligeable de champ de contrôle vers les atomes qui vient relire les cohérences atomiques. Elle est efficacement supprimée dans le cas (b) où les oscillations ont complètement disparu durant le temps de stockage.

Le caractère limitant ou non pour l'expérience est mis en évidence en comparant les profils des courbes de mémoire donnés en figure 8.17, obtenus avant et après la mise de l'expérience dans l'ordre +1 des AOM. La courbe présentée figure 8.17(a) donne le cas de l'ancien schéma expérimental. Elle met en évidence les fuites du champ de contrôle qui viennent relire les cohérences atomiques durant le temps de stockage. Des oscillations à 1.25 MHz sont effectivement observées sur la détection homodyne. Elles traduisent la génération d'un faisceau à la même fréquence que le signal, provenant donc de l'excitation des cohérences atomiques dans lesquelles a été inscrit le signal que l'on souhaite stocker. L'amplitude de ces oscillations est du même ordre de grandeur que celle du signal "mémoire" relu. Sa suppression représente donc une amélioration significative de l'expérience, qui devrait permettre une augmentation des performances de la mémoire.

La figure 8.17 montre le résultat d'une expérience de mémoire lorsque l'expérience a entièrement été mise dans l'ordre +1 d'AOMs. Une courbe extrêmement plate à 0 est observée durant le temps de stockage. Elle traduit

l'absence de fuites sur le faisceau de contrôle. Les fuites ne paraissent donc plus ici être un facteur limitant pour la mémoire. Cependant, l'efficacité de la mémoire n'est apparemment pas réellement améliorée par ce dispositif. Un analyse plus quantitative de l'efficacité est donnée dans les paragraphes suivants.

B.5 Efficacité obtenue

Des mesures de mémoires sont réalisées en faisant varier la puissance du champ de contrôle. Les résultats sont donnés en figure 8.18.

Il s'agit d'une mémoire de 4 μs réalisée à partir d'une impulsion initiale carrée constituée de 3 arches de sinusoïde à 1.25 MHz (c'est-à-dire de période 2.4 μs). La courbe (a) donne l'évolution des profils d'intensité pour des puissances de champ de contrôle variant de 30 à 140 mW. Une plus grande rapidité de lecture des cohérences du milieu ainsi qu'une restitution plus importante de l'énergie lorsque la puissance du champ de contrôle augmente y sont observées.

Cette observation est quantifiée sur la courbe (b). Elle donne l'évolution du barycentre des impulsions en fonction de la puissance du champ de contrôle. La valeur calculée varie d'une micro-seconde entre les deux puissances extrêmes de champ de contrôle utilisées. En inséré dans la courbe (b), l'énergie contenue dans chaque impulsion est renormalisée à 1 afin de permettre une comparaison des différents profils, affranchie des variations d'efficacité. La taille et la forme de l'impulsion relue semblent donc dépendre fortement de l'intensité du faisceau de contrôle.

Les efficacités de la mémoire sont données en nombre de photons sur la courbe (c) et en amplitude sur la courbe (d). L'efficacité en nombre de photons est obtenue en intégrant l'énergie de l'impulsion relue et en la divisant par l'énergie de l'impulsion initiale. L'efficacité en amplitude est calculée comme proposée dans [Cviklinski, 2008] en prenant le ratio des amplitudes maximales entre l'entrée et la sortie, où l'amplitude est définie par la moyenne quadratique des amplitudes X et Y (cad $\sqrt{X^2+Y^2}$). Des efficacités en amplitude de l'ordre du pour-cent sont obtenues.

En résumé, les efficacités obtenues sont donc très faibles. Ces performances sont du même ordre de grandeur que celles réalisées durant les thèses précédentes. Les fuites que nous avons identifiées au paragraphe B.2 ne représentent donc finalement pas un facteur limitant l'efficacité de stockage dans l'état actuel de l'expérience. En effet, ces causes de décohérence ont été supprimées sans qu'une augmentation de l'efficacité ne soit mesurée.

L'ordre de grandeur de ces résultats a cependant été efficacement prédits pas les calculs réalisés dans la partie précédente concernant la modélisation

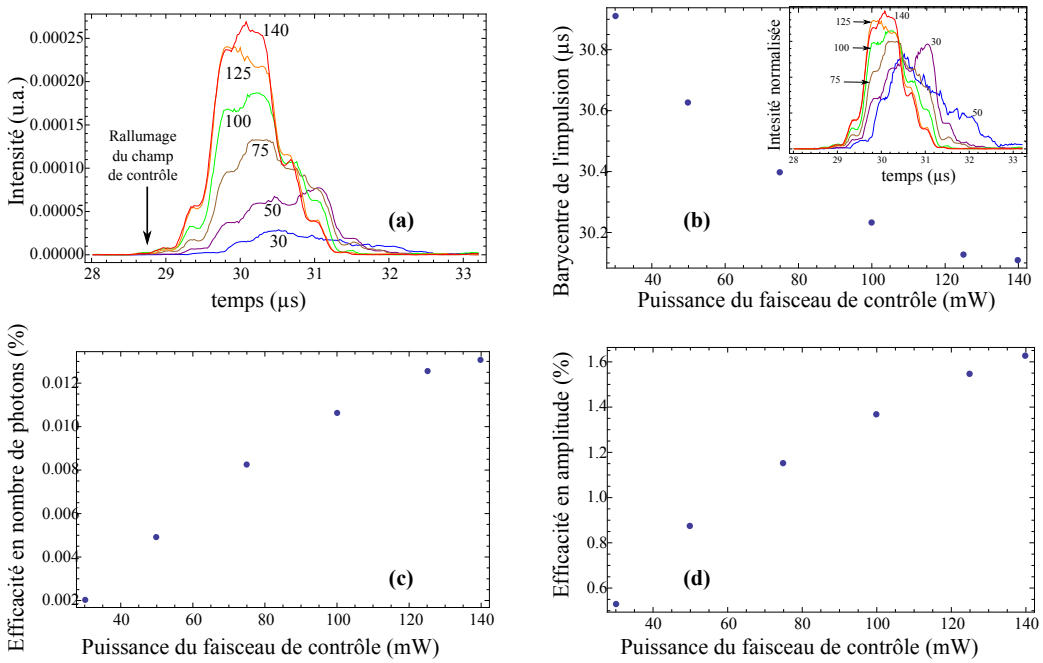


FIGURE 8.18 – Influence de la puissance de contrôle sur la mémoire. (a) : mesures des profils d'intensités sortant de la mémoire en fonction de la puissance du champ de contrôle (valeur signalée en mW sur le graphe à proximité de chaque courbe). (b) : barycentre des impulsions sortantes. En inséré : profil renormalisé des impulsions signal relues lorsque leur énergie totale a été normalisée à 1. (c) et (d) : évolution de l'efficacité en nombre de photons et en amplitude de la mémoire.

de l'EIT dans notre ensemble atomique. Il semble donc que le milieu utilisé soit intrinsèquement limitant pour les performances de la mémoire. Nous avons vu dans la partie précédente comment il était possible d'améliorer les performances EIT d'un tel milieu en utilisant un pompage optique adéquat. La théorie prévoit une augmentation d'un facteur $\sim$10 de l'efficacité de mémoire dans ce cas. Les paragraphes qui suivent traitent des tentatives effectuées pour observer cette amélioration des performances de la mémoire et des difficultés expérimentales rencontrées.

C Tentatives de modelage de la distribution de vitesse et gaz tampon

Nous avons vu aux paragraphes précédents que les fuites des champs électromagnétiques durant le temps mémoire ne représentent finalement pas le facteur limitant les performances de la mémoire en terme d'efficacité. Nous avons pu noter au chapitre 5 que le phénomène d'EIT, sur lequel repose le processus de stockage, est imparfait dans nos cellules de Cs. Le chapitre 6 a montré comment il était possible d'améliorer les effets de transparence EIT en modelant judicieusement la distribution de vitesse des atomes.Le bénéfice pour les performances de la mémoire y a été calculé et une augmentation de l'efficacité par un facteur 10 est prévu.

Dans le but de vérifier expérimentalement ces résultats, des expériences de préparation du milieu atomique ont été menées. Deux stratégies ont été envisagées :

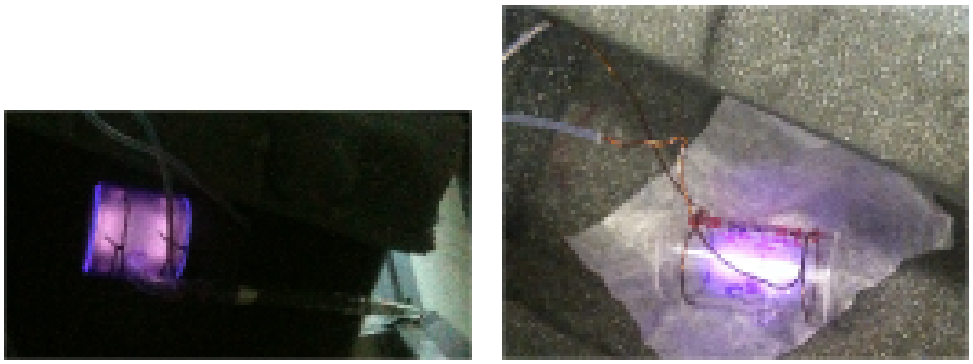
- le retrait spécifique d'une classe de vitesse nuisible de la distribution de vitesse du niveau $|g\rangle$ qui interagit avec le signal,
- le retrait de toutes les classes de vitesses du niveau $|g\rangle$ suivi du repompage exclusif de la classe de vitesse nulle.

Cette nouvelle préparation du milieu atomique a été réalisée en rajoutant des faisceaux de pompe et de dépompe de fréquences adéquates. Elle a lieu durant les 5 ms de la séquence expérimentale qui précèdent l'expérience de mémoire et se termine quelques micro-secondes avant la coupure du champ de contrôle à l'origine du stockage. Dans les deux cas proposés, les expériences n'ont pas montré d'amélioration significative des performances de la mémoire. Pour comprendre ces observations, la distribution de vitesse des atomes présents dans l'état $|g\rangle$ a été mesurée à la fin de la période de pompage optique précédent la phase de mémoire. L'expérience a alors montré que le creux formé dans la distribution de vitesse ne demeurait présent que durant des temps de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes. Une mesure plus précise s'est avérée impossible. En effet, le module FPGA qui fournit les impulsions électriques de déclenchement des impulsions lumineuses est limitée à une résolution d'environ 100 ns.

La thermalisation des atomes se réalise donc avec une vitesse bien plus grande que celle prévue au paragraphe A.2 ($T_{th} = 90$ μs). De plus, elle est incompatible avec le temps de libre parcours moyen des atomes à 300 K se déplaçant au sein de la cellule de taille centimètrique dont seules les parois occasionnent des collisions modifiant la vitesse atomique ($\sim$ 100 μs). La présence de gaz tampon parasite, dont l'existence avait déjà été soupçonnée pour expliquer la faible profondeur des trous creusés lors des expériences

d'EIT en continu présentées au chapitre 6 semble donc être confirmée par ces expériences.

La présence fortuite de gaz tampon a déjà été observée au laboratoire Kastler Brossel par Francois Biraben. Il s'agissait alors d'argon observé dans une cellule dont le revêtement paraffiné est comparable au notre. Cette présence s'explique par une fissure éventuelle de la cellule qui laisse pénétrer un mince filet d'air. Parmi les molécules présentes dans l'air, la majorité se retrouve alors piégée dans le revêtement paraffiné des parois internes de la cellule. Seuls les molécules de gaz rares demeurent libres à l'intérieur de la cellule où ils s'accumulent. Une pression de gaz tampon non négligeable peut alors être mesurée. Dans notre cas, une expérience utilisant de l'hélium à flux perdu se trouvait dans la même salle, à quelques mètres des cellules. L'air de la salle était donc enrichi en hélium et a pu s'infiltrer dans une micro-fissure apparue sur la cellule.



(a) (b)

FIGURE 8.19 – Illumination du gaz tampon sous l'effet d'une décharge radiofréquence dans une cellule de Cs. Les deux fils visibles forment deux électrodes en forme de boucle entre lesquelles une tension RF est appiquée.

Pour verifier cette hypothèse, une expérience de décharge RF a été effectuée dans la cellule avec l'aide de Pierre Jean Nacher. Elle a donné lieu à la création d'un plasma caractéristique de la présence de gaz tampon dont la photo est donnée en figure 8.19. La fréquence RF à laquelle elle a été produite est caractéristique de la présence d'une pression de gaz tampon de l'ordre du torr. Un spectre de la fluorescence émise a été enregistré. Il est présenté en figure 8.20. Il y apparaît de multiples raies d'émission atomiques qu'il est possible d'identifier à celle de l'hélium.

Enfin, une spectroscopie d'absorption saturée, dont le principe est décrit au chapitre 2, a été effectuée sur la cellule afin de quantifier l'élargissement

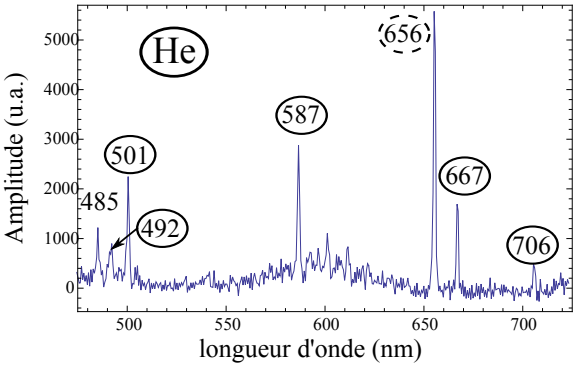


FIGURE 8.20 – Spectre d'émission du plasma généré dans la cellule après décharge RF. Les raies de l'helium sont identifiées (entourées d'un trait). Un doute subsiste sur le pic à 656 nm qui appartient bien au spectre de l'helium mais son amplitude est très fortement augmentée par rapport à ce qui est attendu. Le pic à 485 nm n'est pas imputable au spectre de l'helium.

homogène produit par le gaz tampon. La courbe présentée en figure 8.21(a) donne le résultat obtenu dans la cellule paraffinée où la présence gaz tampon est soupçonnée. La figure 8.21(b) montre le profil obtenu dans une cellule de référence contenant uniquement du Cs. Une largeur de $\sim$ 25 MHz est mesurée sur la cellule. Cette mesure est compatible avec les estimations effectuées par P.J. Nacher établissant une pression approximative de l'ordre du torr. La référence [Andalkar and Warrington, 2002] donne en effet une valeur d'élargissement de la raie D_2 du Cs de 23.5 MHz par torr d'hélium. Un décalage des raies de 0.75 MHz/torr est également prévu mais sa faible valeur ne nous permet pas de l'observer ici.

Une pression d'environ 1 torr d'hélium dans la cellule modifie radicalement le temps de thermalisation d'un atome de Cs. Le calcul simplifié qui suit permet d'en obtenir un ordre de grandeur. La relation $p_0(\text{torr}) \cdot \lambda_0(\text{cm}) = 4.9 \cdot 10^{-4}$ est donnée dans [Estermann et al., 1947], où p_0 est la pression d'hélium et λ_0 le libre parcours moyen d'un atome de Cs entre deux modifications de son vecteur vitesses induites par collisions avec le gaz tampon. A 1 torr, elle permet d'obtenir $\lambda_0 = 5$ μm. En prenant la vitesse quadratique moyenne des atomes de cesium valant $v = 137$ m $\cdot$ s^{-1} à 300 K, un temps de thermalisation moyen peut être obtenu : $T_{th} = 36$ ns. Cette valeur est compatible avec les mesures expérimentales qui ont indiqué que le modelage de la distribution de vitesse ne subsistait que sur des durées inférieures à la centaine de micro-seconde.

L'expérience pourrait donc être tentée à nouveau dans une nouvelle cellule paraffinée où l'absence totale de gaz parasite aurait été testée. En effet, un

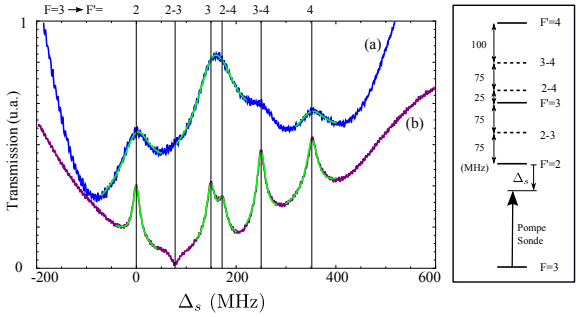


FIGURE 8.21 – Spectroscopies d'absorption saturée réalisées (a) dans la cellule paraffinée où la présence gaz tampon est supposée, et (b) dans une cellule de référence contenant uniquement du Cs. L'élargissement de la largeur des raies est manifeste dans le cas (a) par rapport au (b). L'encadré à droite donne l'ensemble des transitions et cross-overs qu'il est possible de sonder sur la raie D_2 du Cs depuis de niveau fondamental $F = 3$. La fréquence du faisceau de sonde Δ_s est donnée en terme d'écart à la résonance avec la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$.

milieu dans lequel la distribution de vitesse peut être préservée hors équilibre thermique suffisamment longtemps est adapté à la mise en place d'un protocole d'amélioration de l'EIT par une technique de modelage de la distribution de vitesse. Cette technique peut aussi trouver une application dans les milieux matériels cristallins où les atomes sont fixes et l'élargissement inhomogène est invariant dans le temps. Son profil peut alors être finement modelé et l'EIT être efficacement maximisé. Cette technique permettrait notamment une utilisation plus optimisée des atomes dans les cristaux. Une stratégie actuellement répandue consiste souvent à vider l'ensemble des classes d'élargissement et ne repomper que la classe de désaccord nul. Une telle manière de procéder ne permet cependant d'utiliser qu'une faible partie des atomes du cristal. Un modelage plus judicieux de la distribution d'élargissement inhomogène permettrait d'atteindre des densités optiques plus importantes, qui est l'ingrédient clé pour une bonne efficacité de stockage.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la réalisation expérimentale et les performances d'une mémoire dans une vapeur chaude de Cesium. Deux quadratures orthogonales du champ électromagnétique ont pu être stockées avec succès. Aucun excès notable de bruit dû au processus de stockage n'a été mesuré. Sa très faible efficacité de stockage demeure cependant un obstacle

majeur à son utilisation dans le cadre des objectifs que s'est fixé l'équipe : stocker de la lumière non classique et démontrer par ce biais l'intrication de deux ensembles atomiques. Ces états non classiques étant extrêmement sensibles aux pertes, l'efficacité minimale de la mémoire doit être au minimum de l'ordre de la dizaine de pourcent pour pouvoir donner en sortie un signal à la signature non-classique mesurable.

Plusieurs propositions expérimentales ont été testées afin d'augmenter la valeur de cette efficacité. Les fuites optiques détectées ont été supprimées avec succès mais sans amélioration notable des propriétés de la mémoire. Les caractéristiques intrinsèques du milieu semblent donc être le principal facteur limitant les performances de la mémoire. Des protocoles de modelage du profil de la distribution de vitesse, via un pompage optique impulsionnel adéquat, ont alors été essayés. Le dépeuplement sélectif des classes de vitesses nuisibles réalisé avec succès au chapitre 6, ou le remplissage sélectif de la classe de vitesse nulle s'est avéré ici impossible. En effet, la présence fortuite de gaz tampon dans la cellule a imposé un temps de thermalisation de la distribution de vitesse extrêmement court (<0.1 μs). Elle a donc empêché la conservation d'un profil non thermique de la distribution de vitesse sur des temps nécessaires à la réalisation de l'expérience de mémoire (10-20 μs).

En parallèle de ce travail, le groupe à orienté ses efforts vers la réalisation de mémoires dans un ensemble atomique plus proche des conditions idéales prévues par les équations dans les modèles à trois niveaux. Il s'agit d'un nuage de Cesium refroidi au sein d'un piège magnéto-optique, dont l'intégration au sein d'une expérience de mémoire est décrite dans le chapitre qui suit.

Chapitre 9

Mémoire optique dans un nuage d'atomes froids de Césium

Sommaire

A Réalisation expérimentale 213

A.1 Champs de contrôle et signal 215

A.2 Piège magnéto-optique 218

A.3 Mesure 227

B Résultats préliminaires 229

B.1 Transparence électromagnétiquement induite . . . 229

B.2 Stockage de lumière 234

Une expérience de mémoire optique dans un nuage d'atomes de Cesium refroidis est en cours de développement au sein de l'équipe. Le dispositif expérimental actuel est donc décrit dans un premier temps. La seconde partie présente les résultats préliminaires récemment obtenus.

A Réalisation expérimentale

Le dispositif de mémoire dans un gaz d'atomes de Cesium refroidis est donné en figure 9.1. Les parties distinctes qui forment l'expérience sont regroupées dans des blocs. La partie gauche du schéma décrit la génération des différents faisceaux optiques de l'expérience : signal, contrôle et oscillateur local. Au centre, le montage expérimental nécessaire à la préparation du milieu atomique (piège magnéto-optique, pompage optique) est présenté. Enfin, la partie droite donne les éléments de détection du signal. Ces points sont détaillés un par un dans les paragraphes qui suivent.

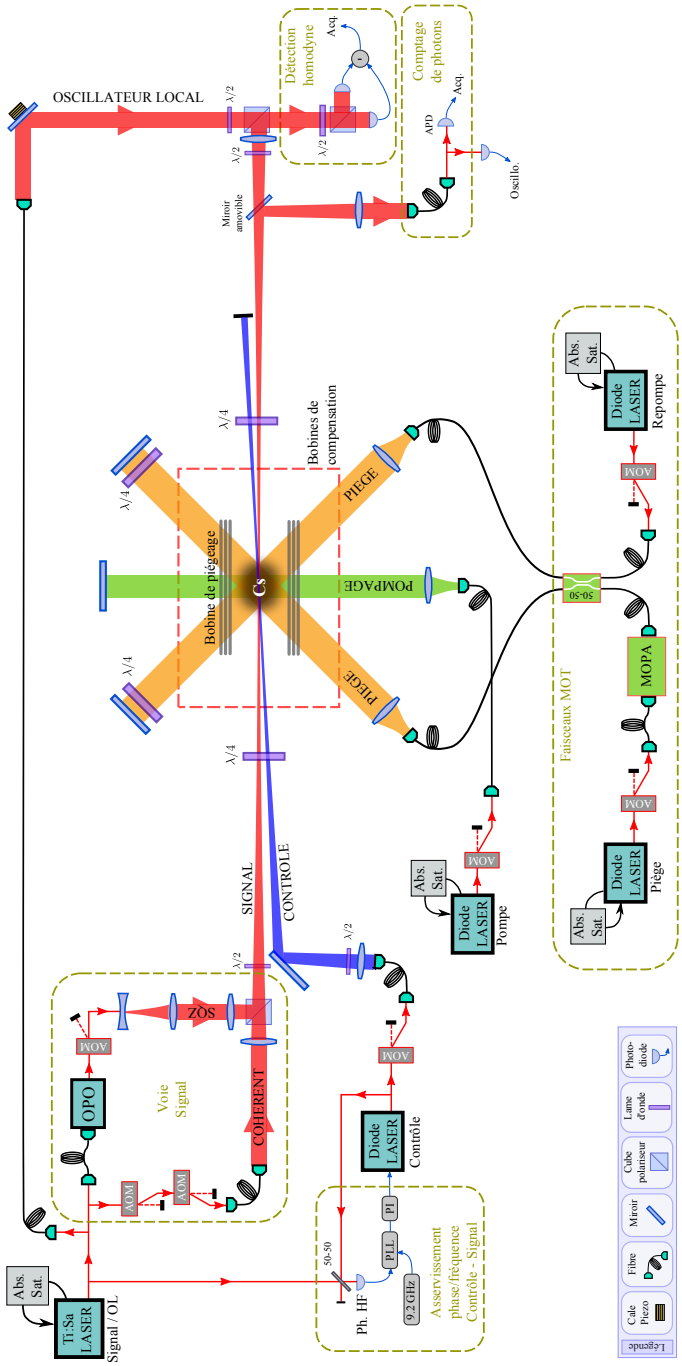


FIGURE 9.1 – Schéma expérimental de l'expérience de mémoire dans un nuage d'atomes de ^{133}Cs refroidis dans un piège magnéto-optique.

A.1 Champs de contrôle et signal

Cette section décrit la génération expérimentale des champs de contrôle et signal.

La figure 9.2 présente les transitions utilisées sur la raie D_2 du ^{133}Cs pour cette expérience. Les champs de contrôle et de signal couplent deux niveaux hyperfins de l'état fondamental $6S_{1/2}$, appelés respectivement $|s\rangle$ et $|g\rangle$, vers un état excité du niveau $6P_{3/2}$. $|s\rangle$ et $|g\rangle$ correspondent respectivement aux niveaux hyperfins $F = 3$ et $F = 4$. Ils sont séparés de 9.2 GHz.

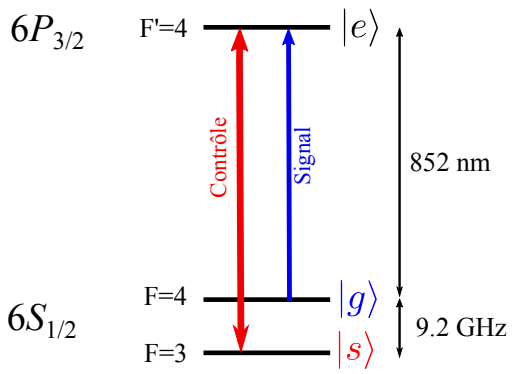


FIGURE 9.2 – Schéma atomique des transitions utilisées et fréquences des faisceaux de contrôle et signal

A.1.a Asservissement phase-fréquence

L'obtention des deux faisceaux de contrôle et signal est réalisée comme schématisé sur la figure 9.3. Les faisceaux contrôle et signal sont produits par deux laser indépendants. Le faisceau signal provient d'un laser Titane-Saphir commercial (Matisse) et le champ de contrôle par une diode laser montée dans une cavité externe à réseau.

Un asservissement phase-fréquence est réalisé entre ces deux sources. Pour ce faire, une fraction de chaque faisceau est prélevée et leur battement est détecté par une photodiode rapide Hamamatsu. Le signal obtenu est une oscillation à 8.992631770 GHz, qui correspond à l'écart en fréquence entre les deux niveaux hyperfins F=3 et F=4 du niveau fondamental $|6S_{1/2}\rangle$, auquel 200 MHz sont soustraits afin de compenser le décalage de +200 MHz que subit le faisceau signal après diffraction dans l'AOM placé sur le faisceau de contrôle. Ce battement est amplifié par un amplificateur Miteq LCA 0618 et mélangé à la modulation issue d'un générateur de fréquence HP 8672A réglé

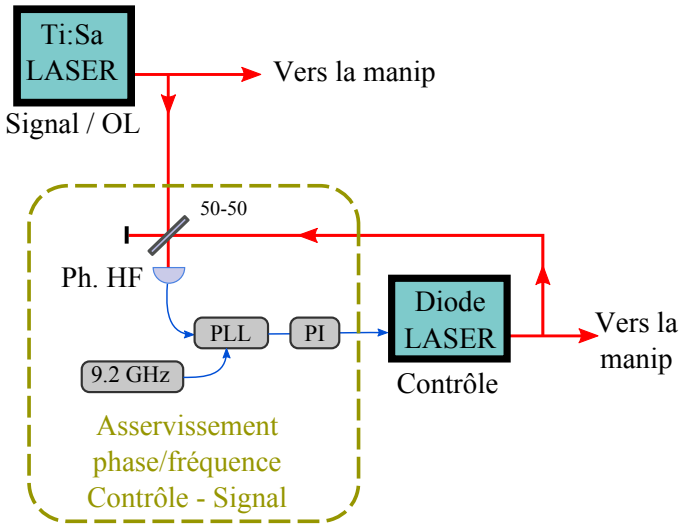


FIGURE 9.3 – Schéma expérimental de génération des faisceaux de contrôle et de signal. L'asservissement est réalisé au moyen d'une photodiode haute fréquence (Ph. HF.), d'un générateur de référence à 9.2 GHz, d'un montage électronique de boucle à verrouillage de phase (PLL) et d'un montage proportionnel intégrateur (PI).

sur 8.592631770 GHz. Le signal résultant est filtré et la composante basse fréquence est extraite. Il s'agit d'une modulation à 400 MHz. Elle est divisée par 4 avant d'être comparée à une oscillation à 100 MHz issue d'un générateur de fonction E4420B. L'électronique réalisant ces diverses opérations est détaillée dans la thèse de Sidney Burks [Burks, 2010]. Le signal d'erreur issu de la comparaison est amplifié et intégré puis directement injecté au niveau de l'alimententation en courant la diode laser contrôle. Un asservissement des deux fréquences au Hertz près est finalement obtenu. Il est stable sur plusieurs heures.

Précisons que les phases ne sont asservies qu'entre la lame de recombinaison et la photodiode utilisées pour l'asservissement phase/fréquence. Sur tout le restant de l'expérience, le faisceaux utilisent des chemins optiques complètement décorrélés et se propagent via des fibres différentes. Ils arrivent donc au niveau du milieu atomique avec une phase relative fluctuante. Ces fluctuations ne posent cependant pas de problème pour la mémoire car le temps de stockage de quelques microsecondes est très petit devant le temps caractéristique d'évolution de la phase ($\sim$100 ms). L'asservissement réalisé ici permet donc finalement d'asservir les fréquences des deux lasers, et de s'affranchir des variations rapides de la phase des deux lasers.

A.1.b Chemins optiques

Le faisceau de contrôle est diffracté par un AOM dont un interrupteur contrôle la modulation RF (200 MHz). L'ordre +1 est couplé à une fibre puis envoyé vers les atomes. Son waist au niveau des atomes vaut 100 μm. Il est choisi de dimension double à celle du faisceau signal, dont le waist vaut 50 μm au niveau du nuage atomique.

Deux entrées différentes sont possibles pour le faisceau signal : un état cohérent provenant directement du laser ou un état comprimé provenant de l'OPO décrit en première partie de cette thèse. Ces deux voies sont superposées de sorte que la visibilité des franges d'interférences obtenues en injectant simultanément une même source dans les deux voies excède 95%. Il est possible de passer d'une configuration à l'autre très facilement durant l'expérience. Cela permet entre autre d'optimiser les paramètres de la mémoire avec des états cohérents en régime de photons uniques avant de passer aux expériences plus compliquées de stockage de lumière comprimée.

Le faisceau cohérent est obtenu en atténuant très fortement un faisceau provenant du laser Ti-Sa commercial. Ce faisceau passe dans les ordres +1 et -1 de deux AOM afin de pouvoir le couper efficacement tout en conservant sa fréquence. Des impulsions contenant typiquement 0.1 photon en moyenne sont ainsi créées.

Le faisceau de lumière comprimée, dont la génération est décrite au chapitre 3, est émis en continu. Afin de réaliser les impulsions de lumière comprimée nécessaires à l'expérience, deux AOM ont été ajoutés en sortie d'OPO (un seul a été dessiné sur le schéma figure 9.3). Pour minimiser les pertes sur le faisceau comprimé, l'ordre 0 (non diffracté) des AOM est envoyé vers les atomes. L'AOM fonctionne alors comme un atténuateur : les ordres de diffraction supérieurs sont coupés et servent à atténuer le faisceau transmis lorsqu'il est en mode OFF. Chacun des deux AOM réalise seul une atténuation proche de 93% de la puissance incidente. Malheureusement, la combinaison des deux ne permet d'atteindre que des coupures de $\sim$ 97% du faisceau total. En effet, le mode transmis dans l'ordre 0 après diffraction par le premier AOM est très déformé et diffracte mal sur le second. On peut supposer que le mode transmis correspond à toutes les fréquences spatiales du mode transverse qui se couplent mal à l'onde acoustique diffractante dans le premier AOM et demeurent donc faiblement couplées dans le second AOM.

A.1.c Effet d'angle

Les faisceaux signal et contrôle se croisent au niveau du piège magnéto-optique avec un angle de quelques degrés. La minimisation de cet angle est

critique pour les performances de la mémoire.

En effet, lors de la phase d'écriture, la phase relative du contrôle par rapport au signal est bien définie en tout point du milieu atomique. Elle forme un réseau de franges de pas $i = \frac{\lambda}{2\sin(\theta)}$ ou θ est le demi angle entre les deux faisceaux. Ces phases sont inscrites par EIT dans les cohérences des atomes. Durant le temps de stockage, les atomes peuvent se déplacer au sein du nuage. Aussi s'ils se déplacent d'une distance de l'ordre d'un interfrange i, l'information de phase est perdue et, l'excitation collective, stimulée durant la relecture du milieu par le champ de contrôle donnera lieu à un phénomène d'interférence destructif plutôt que constructif. Il convient donc de faire en sorte que l'angle entre les deux faisceaux définisse un réseau de franges d'interférences dont le pas est de l'ordre de grandeur de la taille du nuage atomique ou alors, à angle fixé, de choisir un temps de mémoire petit devant le temps mis par les atomes pour se déplacer sur une distance i.

Dans notre cas expérimental, l'angle est de l'ordre du degré. Il définit donc un réseau de franges d'interférence de pas $i \sim 25$ μm. La température du nuage d'atomes piégé peut être estimée à partir d'une mesure d'absorption. Elle est effectuée en figure 9.4 en balayant la fréquence d'un faisceau laser autour de la résonance $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Un ajustement Lorentzien est tracé. Sa largeur est estimée à 5.6 MHz. Pour comparaison, une courbe limitée par la largeur homogène de la raie, $\gamma_e = 5.2$ MHz, est également tracée. La largeur de l'élargissement Doppler correspondant est donc de l'ordre de 400 kHz. Les atomes possèdent alors une vitesse quadratique moyenne de 35 cm/s. Ils parcourent donc les 8 μm d'interfrange en 23 μs. Ce temps correspond donc à la borne maximale espérée pour le temps de mémoire pour un tel angle entre les faisceaux de contrôle et signal. En pratique nos expériences se situent à des temps de mémoire de l'ordre de 10 μs, l'angle représente donc un facteur limitant certain et un travail pour diminuer sa valeur doit être entrepris.

A.2 Piège magnéto-optique

Les atomes sont refroidis à l'aide d'un piège magnéto optique (MOT). Ce dernier ne sera que peu détaillé dans ce manuscrit. Il sera décrit de manière plus exhaustive dans des thèses ultérieures.

A.2.a Chambre à ultravide

Les atomes sont confinés à l'intérieur d'une chambre à vide dont la photographie est donnée en figure 9.5. Elle est entièrement réalisée en verre afin de minimiser les courants de Foucault qui limitent le temps d'extinction du champ magnétique. Neuf hublots circulaires permettent un accès aisé à l'in-

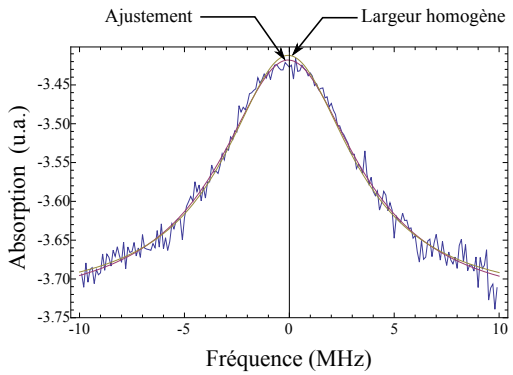


FIGURE 9.4 – Absorption mesurée en faisant varier la fréquence du champ signal autour de la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$. Son absorption est mesurée en prenant le logarithme de l'intensité mesurée. La mesure n'est pas normalisée à la puissance incidente, les unités de l'axe des ordonnées sont donc arbitraires. Deux ajustements Lorentziens sont tracés. Dans le premier, la largeur est fixée à $\gamma_e = 5.2$ MHz. Dans le second, la largeur est un paramètre ajustable qui est estimé à 5.6 MHz.

térieur de la chambre par des faisceaux optiques. Un vide de 10^{-9} mbar est réalisé en utilisant une pompe ionique Varian VacIon Plus 40 de type Starcell. La source d'atome est réalisée à l'aide de dispensers. Il s'agit de petits réservoirs à Cesium, qui libèrent des atomes lorsqu'un courant électrique de quelques ampères (typiquement 4A) les traverse et les chauffe.

A.2.b Faisceaux optiques

Le schéma expérimental du MOT est rappelé en figure 9.6.

La partie optique du MOT est formée de trois faisceaux qui se coupent au centre du piège et sont rétro-réfléchis à leur sortie de la chambre. Deux seulement sont représentés sur la figure, le troisième se trouvant dans le plan orthogonal. Ces faisceaux sont collimatés, et polarisés circulairement. Après réflexion sur des miroirs à 0°, leur direction de propagation est inversée alors que l'axe de quantification des atomes demeure inchangé. Afin que leur caractère $\sigma^{\pm}$ soit conservé, on utilise une lame $\lambda/4$ en double passage placée devant le miroir qui inverse le sens de rotation de la polarisation. Deux de ces faisceaux sont bi-chromatiques : ils contiennent les longueurs d'onde de piège et de repompe, recombinées au travers d'un coupleur 50-50 fibré de marque Canadian Instrumentation and Research Ltd. Le troisième (non représenté ici) contient uniquement un faisceau à la longueur d'onde de piège.

Les faisceaux de piégeage sont résonants avec la transition $F = 4 \leftrightarrow F' =$

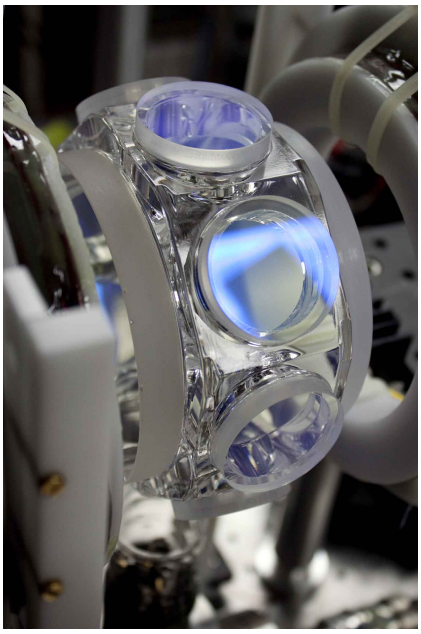


FIGURE 9.5 – chambre à vide en verre utilisée dans l'expérience.

5. Leur puissance est d'environ 25 mW. Un champ de repompe est utilisé sur la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ afin d'éviter l'accumulation d'atomes dans le niveau fondamental $F = 3$. Sa puissance est d'environ 1.5 mW. Les deux faisceaux sont issus de diodes laser placées en cavité étendue à filtre interférentiel (décrites chapitre 2). La puissance nécessaire à la création des trois faisceaux de piège est fournie en injectant un amplificateur optique de type MOPA (Toptica Boosta) qui fournit 300 mW de puissance pour 15 mW injectés. Ces faisceaux sont diffractés par des AOM dont l'ordre ± 1 est fibré. Des switchs Minicircuit ZASWA-2-50DR+ sont placés sur le trajet de la modulation RF venant exciter ces AOM afin de pouvoir réaliser un timing précis de ces faisceaux. Les signaux TTL gouvernant ces switchs sont générés par FPGA et contrôlés par ordinateur via un programme développé sous Labview par Sidney Burks durant sa thèse [Burks, 2010].

A.2.c Spectroscopie micro-onde

La spectroscopie micro-onde mise en place permet de mesurer la population des différents niveaux Zeeman ainsi que leur écartement par rapport au sous niveau de moment magnétique nul.

Son intérêt est donc double. La mesure de l'écartement entre sous niveaux Zeeman renseigne sur le champ magnétique local au niveau du MOT de manière extrêmement précise. Sa mesure en temps réel permet donc un réglage

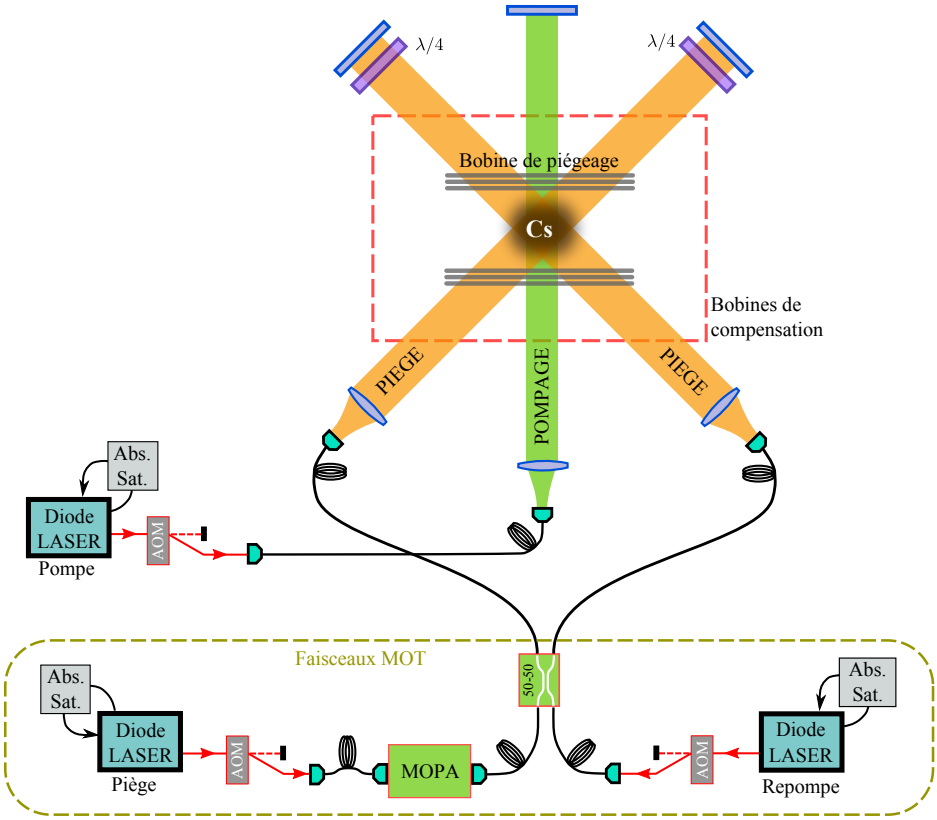


FIGURE 9.6 – Schéma expérimental du piège magnéto-optique et des sources servant à le réaliser.

simple des bobines de compensation et une annulation optimale du champ magnétique à l'endroit où aura lieu l'interaction lumière matière de stockage. De plus, il permet d'avoir accès aux populations atomiques de chaque niveau. Il est ainsi possible de mesurer l'efficacité des processus de pompage optique mis en oeuvre.

La figure 9.7 schématise la méthode utilisée pour réaliser la spectroscopie des sous-niveaux Zeeman du niveau fondamental $F = 4$. Il s'agit d'une méthode de type pompe-sonde : une impulsion de pompe vient dans un premier temps agir sur le milieu qu'une sonde vient lire dans un second temps (figure 9.7(a)). Comme indiqué en figure 9.7(b), la pompe est un champ micro-onde désaccordé de Δ par rapport à la transition $F = 3 \leftrightarrow F = 4$ et la sonde est un champ optique résonant avec la transition $F = 3 \leftrightarrow F' = 2$. Le niveau $F = 3$ a initialement été vidé par pompage optique. La mesure consiste à balayer le désaccord Δ et à mesurer l'absorption du faisceau sonde par le milieu. Lorsque l'impulsion pompe entre en résonance avec une transition

couplant deux sous niveaux Zeeman, elle réalise un transfert de population de $F = 4$ vers $F = 3$ et modifie l'épaisseur optique mesurée par la sonde. La méthode tire profit du fait que la largeur des transitions micro-ondes, qui couplent deux niveaux fondamentaux de longue durée de vie, est beaucoup plus fine que celles des transitions optiques.

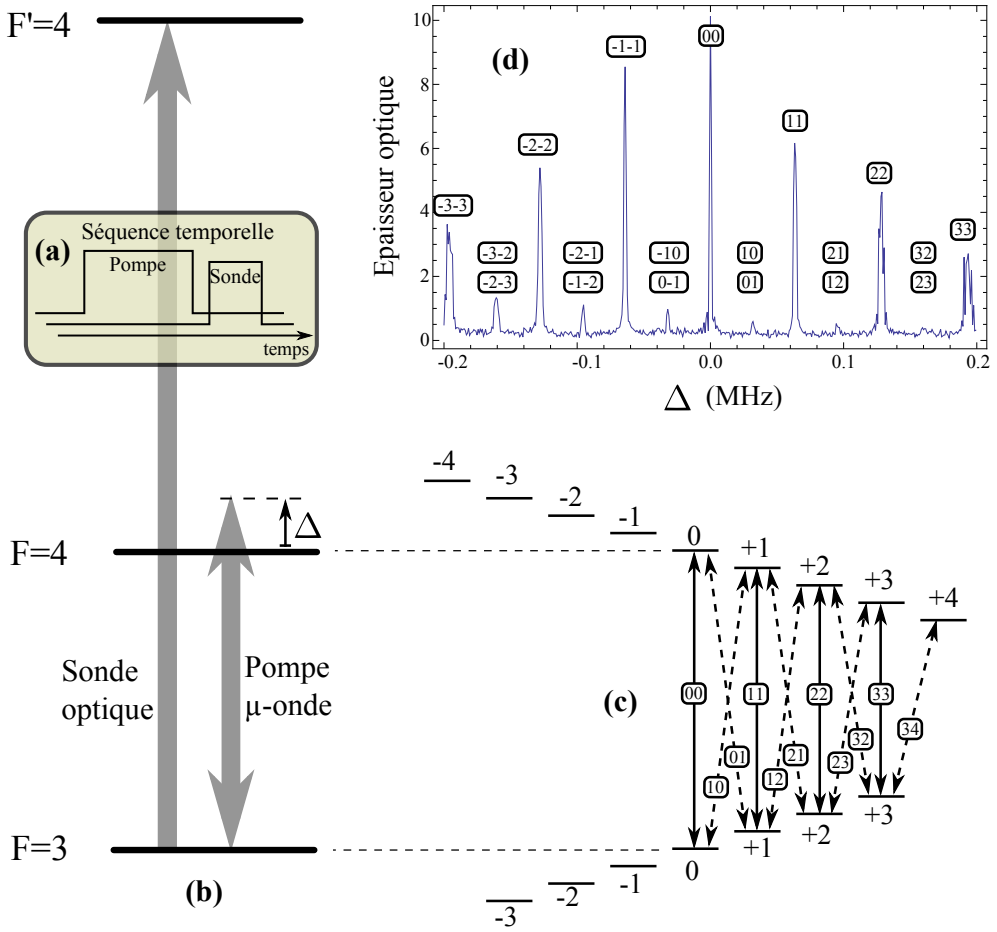


FIGURE 9.7 – Spectroscopie micro-onde de type pompe-sonde. (a) donne la séquence temporelle utilisée. (b) indique les fréquences des champs de pompe et de sonde. (c) décrit les transitions éventuellement excitées lorsque le désaccord Δ du champ de pompe avec la transition $|F = 3, m_F = 0\rangle \leftrightarrow |F = 4, m_F = 0\rangle$ est balayé. (d) donne l'épaisseur optique mesurée pour le faisceau de sonde en fonction du désaccord Δ du champ de pompe.

La figure 9.7(c) résume les transitions accessibles par le champ de pompe et la figure (d) les positionne sur la courbe issue d'un résultat typique de la mesure. Par souci de lisibilité, seule la moitié des transitions possibles a été

représentée en figure 9.7(c), elle concerne les niveaux de $m_F > 0$. L'antenne micro-onde est orientée de manière à réaliser des transitions de type π (en traits pleins dans la figure (c)). Notons cependant qu'elle réalise tout de même des transitions σ détectées avec une plus faible amplitude en figure (d).

L'impulsion micro-onde doit être d'aire égale à π afin de réaliser un transfert efficace de population depuis $F = 4$ vers $F = 3$. La puissance du générateur est donc mise au maximum (20 dBm) et la durée de l'impulsion est balayée afin de trouver celle qui maximise le transfert. Le résultat des oscillations de Rabi effectuées est représenté en figure 9.8. La figure (a) montre le résultat de la spectroscopie centrée sur le pic "00" lorsque la durée de l'impulsion μ-onde est modifiée par pas de 100 μs de sorte que l'aire de l'impulsion varie de 0 à 2π. Le transfert le plus efficace est réalisé pour une durée de 600 μs qui correspond à l'impulsion π recherchée.

Le pic mesuré possède manifestement une structure multi-lobes. Il s'agit de la transformée de Fourier de l'impulsion μ-onde utilisée. Elle est de forme carrée et possède donc un spectre en forme de sinus-cardinal. Ces lobes permettent de réaliser des transferts de populations lorsque le désaccord Δ les fait rentrer en résonance avec la transition "00". La forme du spectre de l'impulsion se retrouve donc sur le résultat de la spectroscopie. La largeur spectrale de l'impulsion qui sert à réaliser la mesure limite donc ici sa précision. La figure(b) montre notamment comment le profil du pic de spectroscopie micro-onde se contracte lorsque la durée de l'impulsion μ-onde augmente. La précision de la mesure est ainsi augmentée.

La courbe présentée figure 9.8 (c) donne l'épaisseur optique mesurée au centre du pic "00" en fonction de la durée de l'impulsion micro-onde. On réalise trois cycles de Rabi afin de déterminer plus précisément la durée de l'impulsion π qu'on évalue à 560 μs.

Cette méthode de spectroscopie donne finalement un accès rapide à l'occupation des différents sous-niveaux Zeeman du niveau F=4. Elle permet donc de quantifier efficacement les effets d'un éventuel pompage optique.

A.2.d Champ magnétique

Le champ magnétique du MOT est obtenu à l'aide de deux bobines circulaires de 12 cm de diamètre en configuration anti-Helmholtz. Chacune est constituée de 120 spires dans lesquelles circule un courant de 10 A. Un switch électrique permet de couper le courant électrique au sein de ces bobines en moins de 500 μs. Des bobines de compensations rectangulaires (taille : 20 x l22 x 40 cm) sont placées autour du MOT. Elles permettent d'annuler la composante DC et les gradients du champ magnétique présents au niveau du piège provenant du champ magnétique terrestre ainsi que des diverses in-

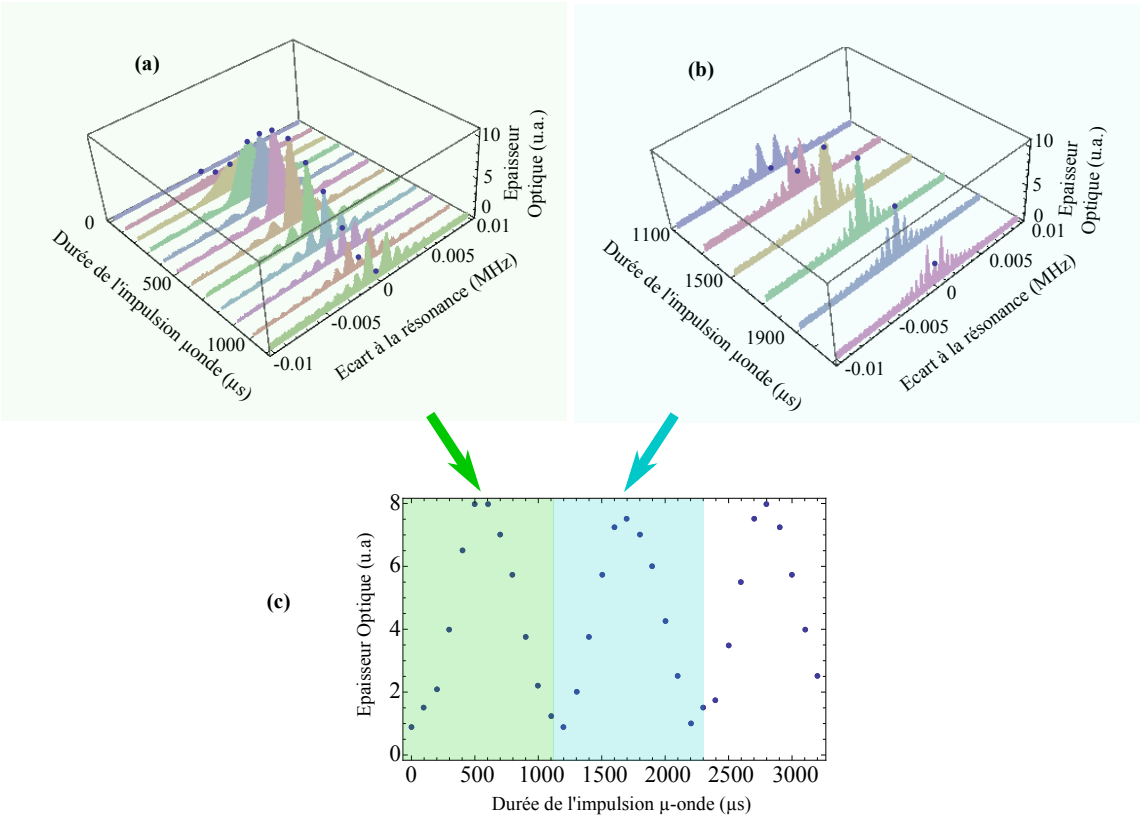


FIGURE 9.8 – Oscillations de Rabi des populations des niveaux fondamentaux $F = 3$ et $F = 4$ sous l'effet d'un champ μ-onde. Les graphes(a) et (b) donnent les résultats de la spectroscopie μ-onde centrée sur le pic "00" lorsque la durée de l'impulsion μ-onde varie respectivement entre 0 et 1100 μs et entre 1100 et 2100 μs. En ordonnée, est tracée l'épaisseur optique mesurée sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$. En abscisse on trace l'écart à la résonance $F = 3 \leftrightarrow F = 4$ de la fréquence μ-onde, ainsi que la durée de l'impulsion. La courbe (c) donne l'épaisseur optique mesurée sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 2$ pour une impulsion micro-onde résonante avec la transition $F = 3 \leftrightarrow F = 4$ lorsque la durée de l'impulsion varie.

fluences parasites à proximité du MOT (éléments aimantés, électronique...).

Leur objectif réside surtout dans l'uniformisation spatiale du champ magnétique sur la dimension du MOT. Leur intérêt est double. En premier lieu, supprimer un offset de champ magnétique présent uniformément sur le MOT permet de recentrer ce dernier par rapport au zéro du champ magnétique des bobines de piège. En second lieu, il s'agit de supprimer les gradients de champ magnétique existant sur l'extension spatiale du nuage atomique. En effet, les

cohérences créées par l'interaction EIT du signal avec les atomes évoluent dans le temps à une fréquence égale à la différence d'énergie entre les deux états fondamentaux considérés. Les inhomogénéités de champ magnétique, qui entraînent des décalages énergétiques entre les niveaux Zeeman de différentes zones du piège, se traduisent donc par des déphasages différents entre les cohérences des atomes de ces différentes zones. Lors de la relecture par le champ de contrôle, les multiples cohérences sont alors déphasées et interfèrent destructivement. Le temps de mémoire est donc limité par l'amplitude de ces inhomogénéités.

Leur amplitude est mesurée en réalisant la spectroscopie micro-onde décrite précédemment. La largeur des pics correspondant aux transition ± 1 permettent d'estimer l'amplitude des inhomogénéités magnétiques. Elles sont réduites de 10 kHz à 2 kHz par l'introduction des bobines de compensation. Elles limitent donc la mémoire à des temps de l'ordre de la centaine de micro-secondes. En effet, les cohérences entre les niveaux $m_F = \pm 1$ subissent des inhomogénéités de 2 kHz de largeur et sont donc brouillées au bout de ~ 250 μs. Les cohérences entre les niveaux $m_F = \pm 2$ quant-à-elles, subissent des inhomogénéités de 4 kHz de largeur et sont donc brouillées au bout de ~ 125 μs, etc...

Ces bobines de compensation ne permettent cependant pas de s'affranchir des fluctuations temporelles du champ magnétiques liées à des influences extérieures (électronique, autres laboratoires à proximité, métro...). Ainsi, le champ magnétique n'est compensé que jusqu'à une certaine limite donnée par l'amplitude des fluctuations temporelles. En pratique ces fluctuations se traduisent par un écartement fluctuant des niveaux Zeeman de l'ordre de 5 kHz, correspondant à un champ magnétique résiduel de 15 mG. L'annulation du champ magnétique est réalisée en regardant en temps réel le signal de spectroscopie Raman. Il est considéré comme optimisé quand tous les pics se confondent dans un amas d'environ 30 kHz de largeur. Les fluctuations se produisent à des échelles de temps longues (~ 10 Hz) et n'influent théoriquement pas sur les propriétés de la mémoire dont les temps de stockage sont ~ 10 μs.

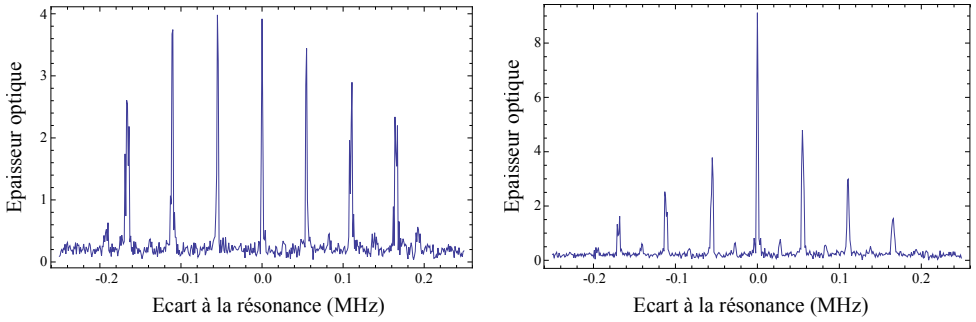
A.2.e Pompage optique

La préparation du milieu atomique dans un niveau particulier peut être réalisée optiquement via un accès indépendant au nuage atomique. Le faisceau provient d'une diode laser montée en cavité externe à filtre interférentiel. Il est de même diffracté par un AOM et l'ordre ± 1 est couplé à une fibre avant d'être envoyé vers les atomes. Après son passage dans le milieu atomique, un miroir à 0° est placé sur son trajet pour le renvoyer vers le nuage. En effet,

selon la puissance utilisée pour réaliser le pompage, la lumière peut pousser les atomes hors du piège. Le faisceau revenant en contra-propagatif permet de compenser en partie cet effet et conserver de fortes densités optiques.

Un pompage dans le sous niveau $m_F = 0$ est réalisé. Cet état est intéressant car il est insensible au champ magnétique et permet de s'affranchir de l'élargissement que ses inhomogénéités causent sur les autres états.

Pour cela, un champ de pompe résonant avec la transition $|F = 4\rangle \leftrightarrow |F' = 4\rangle$ est utilisé. Un champ magnétique constant est imposé dans la direction de propagation du faisceau signal, la pompe se propage donc orthogonalement. La pompe est polarisée linéaire et parallèle à l'axe de quantification de manière à réaliser ainsi une transition de type π. Le principe du pompage repose sur la nullité du coefficient de dipôle reliant des sous niveaux de moment magnétique nul et de même moment cinétique F : $d_{|F=4,m_F=0\rangle\leftrightarrow|F'=4,m_F=0\rangle} = 0$. Ainsi, les populations de tous les sous-niveaux Zeeman subissent l'excitation vers l'état $F' = 4$, excepté celle du sous niveau $m_F = 0$ qui n'est pas couplée au champ. Les atomes s'accumulent donc dans ce dernier niveau. Pour éviter l'accumulation des atomes dans $F = 3$, les faisceaux de repompe du MOT $F = 3 \leftrightarrow F' = 4$ sont utilisés.



(a) Sans pompage optique. (b) Avec pompage optique.

FIGURE 9.9 – Evaluation de l'efficacité du pompage optique réalisé. Une spectroscopie micro-onde est pour cela réalisée. L'épaisseur optique mesurée sur la transition $F = 3 \rightarrow F' = 4$ est ici tracée en fonction de l'écart à la résonance entre les niveaux fondamentaux $F = 3$ et $F = 4$ de l'impulsion micro-onde.

Les premiers résultats du pompage optique sont présentés sur la figure 9.9 où la distribution des populations dans les différents sous niveaux Zeeman du niveau hyperfin F=4 est comparée avec (courbe (b)) et sans (courbe (a)) pompage optique. Une accumulation des atomes dans le sous niveau $m_F = 0$ est bien observée. Cependant, les populations des autres niveaux demeurent non négligeables. Une optimisation de la polarisation du faisceau a été réalisée

sans succès. L'utilisation d'une repompe linéaire pourrait jouer un rôle qu'il faudrait étudier plus en détails expérimentalement.

L'effet du pompage optique dans sa forme actuelle ne donne pas de résultats clairs sur l'efficacité de la mémoire et doit encore être optimisé.

A.3 Mesure

Les paragraphes qui suivent sont consacrés aux méthodes de détection mises en place sur l'expérience. Deux voies différentes, représentées sur la figure 9.10, ont été construites. Elles sont adaptées aux deux type d'états envoyés par la voie signal : un état cohérent de très faible amplitude mesuré grâce à un détecteur à fort gain (photodiode classique ou de type APD), et un état comprimé dont la mesure nécessite une détection homodyne.

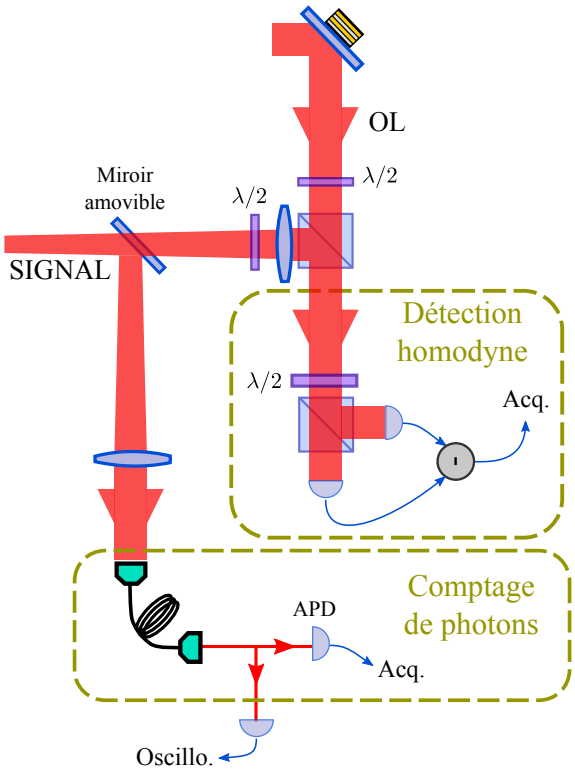


FIGURE 9.10 – Schéma expérimental des voies de détection proposées : un module de comptage de photons, et une détection homodyne.

A.3.a Photo-détection

Le premier mode de détection consiste en une détection d'intensité. La lumière provenant du mode signal est d'abord couplée à une fibre optique monomode afin de l'isoler le mieux possible des photons de contrôle, dont le nombre est supérieur de plusieurs ordres de grandeurs à ceux du champ signal. Le filtrage est ici réalisé grâce au petit angle que font les deux faisceaux l'un par rapport à l'autre.

Selon la puissance du faisceau signal utilisé, on utilise ensuite un détecteur adapté. Pour une puissance du champ signal comprise entre 10 et 100 nW ($\sim 10^{11}$ photons), on choisit une photodiode à très fort gain montée sur un circuit amplificateur réalisé au laboratoire. Pour un nombre de photon par impulsion signal de l'ordre de 1, une photodiode à avalanche (APD) de type Perkin Elmer (SPCM-AQR-14-FC) est utilisée. La sortie de cette dernière est reliée à une carte d'acquisition et les événements détectés sont comptés et accumulées tout au long des multiples répétitions de l'expérience. En divisant la fenêtre d'acquisition en quelques centaines d'intervalles, un histogramme des événements est réalisé. Il permet de reconstruire la forme de l'impulsion optique.

La photodiode à fort gain est par exemple utilisée pour mesurer la fenêtre de transparence, alors que les expériences de délai ou de mémoire sont réalisées avec l'APD. Un exemple de mesure de la fenêtre de transparence est donné en figure 9.11.

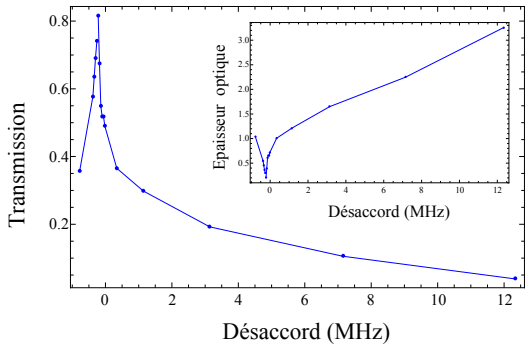


FIGURE 9.11 – Fenêtre de transparence expérimentale. La transmission du milieu est mesurée en fonction de l'écart à la résonance du faisceau de contrôle. En inséré, la transmission T est convertie en épaisseur optique en prenant $e = -Log(T)$. La puissance du faisceau de signal est $\sim$10 nW et celle du faisceau de contrôle de 2 mW.

A.3.b Détection homodyne

Le second mode de détection est une détection homodyne dont le principe a été décrit en première partie de la thèse. Elle est par exemple utilisée lorsque le signal est dans un état comprimé. La phase de l'OL peut être balayée à l'aide d'une cale piézo-électrique placée sur son trajet. Les modes spatiaux des deux faisceaux sont adaptés tels que la visibilité des franges d'interférences obtenues en éclairant simultanément les deux voies excède 90%. Des travaux sont toujours en cours pour améliorer ce recouvrement. En effet la détection homodyne étant sensible à l'amplitude, des pertes de 90% liés à sa réalisation se traduisent en nombre de photons par un facteur important de pertes de $0.9^2 = 0.81$.

B Résultats préliminaires

B.1 Transparence électromagnétiquement induite

B.1.a Influence de la puissance du champ de contrôle

Une impulsion carrée est envoyée dans le milieu en configuration EIT. En comparant le faisceau transmis à la référence obtenue sans atomes, la déformation de l'impulsion et son délai dus au caractère dispersif du milieu, apparaissent. Une atténuation de son énergie est aussi présente. Elle est due à la transparence expérimentale inférieure à l'unité ainsi qu'à la largeur spectrale finie de la fenêtre de transparence. La figure 9.12 résume les différentes caractéristiques des faisceaux transmis en fonction de la puissance du champ de contrôle.

L'énergie de l'impulsion transmise en fonction de la puissance de contrôle est tracée sur la courbe (b). Elle est obtenue en intégrant le nombre de coups mesurés par l'APD entre 2.7 et 4.5 μs. Sa division par l'énergie contenue dans l'impulsion initiale définit le coefficient de transmission en nombre de photons. Une croissance assez marquée de la transmission est observée lorsque l'intensité du champ de contrôle augmente. En effet, la largeur de la fenêtre de transparence augmente et permet de contenir une fraction plus grande du spectre de l'impulsion initiale. Cependant cela se traduit également par une diminution du caractère dispersif du milieu, et donc une diminution du délai.

Le délai, courbe (c), est mesuré en calculant le barycentre de l'impulsion (moyenne des temps pondérés du nombre de coups mesurés sur l'APD) et en le soustrayant à celui de l'impulsion initiale (au centre de l'impulsion, car de forme rectangulaire). Ce délai est normalisé en le divisant par la taille de l'impulsion initiale. Le délai maximal observé ici est de l'ordre de 0.4 fois

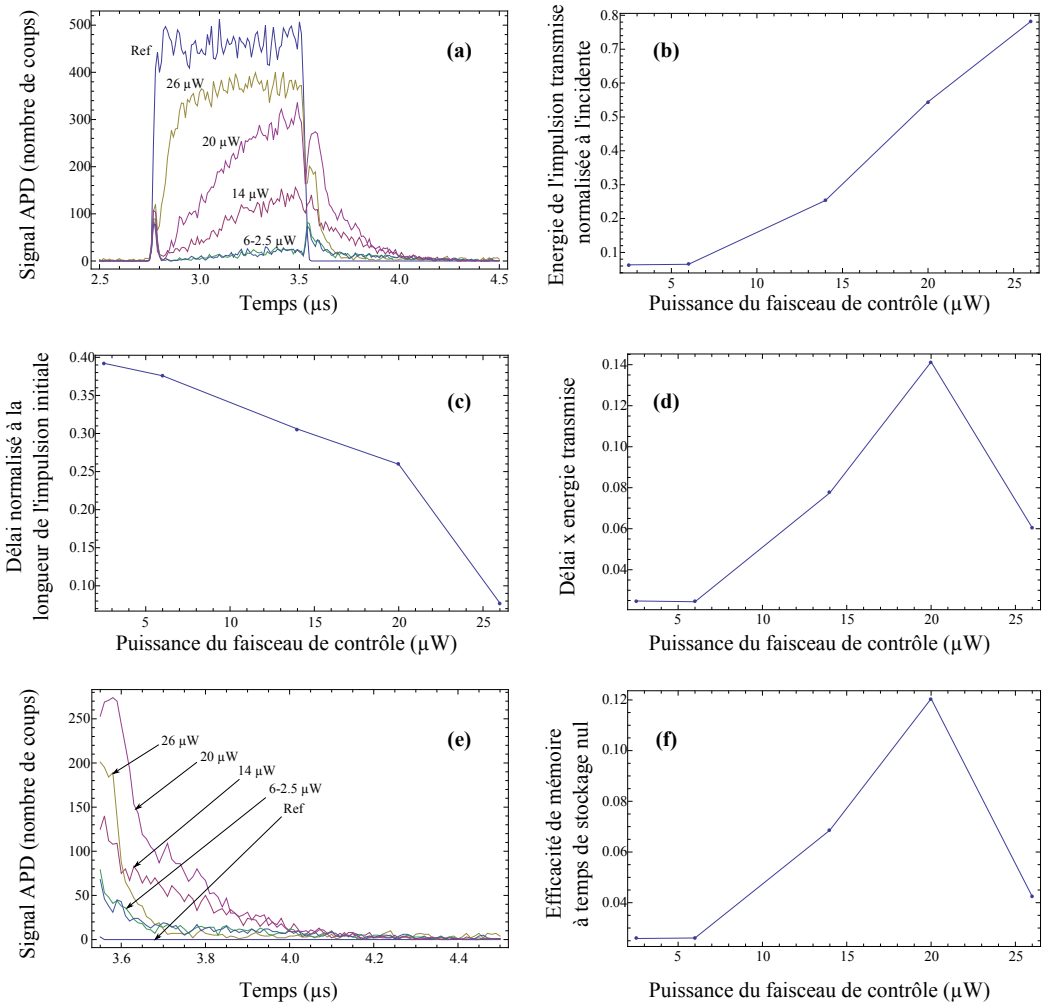


FIGURE 9.12 – Transmission d'une impulsion dans un milieu EIT en fonction de la puissance du champ de contrôle. La courbe (a) donne les mesures brutes. (b) s'interesse à l'énergie contenue dans l'impulsion transmise par rapport à l'énergie de l'impulsion initiale. (c) donne l'écart du barycentre de l'impulsion transmise à celui de l'impulsion initiale, rapporté à la largeur de l'impulsion initiale. (d) donne la valeur du produit délai x transmission en fonction de la puissance du contrôle. (e) reprend les courbes de (a) en zoomant sur la partie temporelle située après la fin de l'impulsion non retardée. (f) intègre les courbes tracées en (e) afin de tracer l'efficacité de la mémoire à temps de stockage nul en fonction de la puissance du champ de contrôle. Cette dernière courbe est à comparer à (d) : les deux paramètres donnent des estimations de la mémoire très comparables.

la largeur de l'impulsion. Mais des délais supérieurs ont toutefois pu être observés lors d'optimisations ultérieures (voir figure 9.13). Une diminution du délai est observée lorsque la puissance du champ de contrôle augmente. Cette diminution va de pair avec une meilleure préservation de la forme de l'impulsion au profil carré initial. Elle indique que la fraction transmise du spectre initial augmente en raison de l'augmentation de la largeur de la fenêtre EIT.

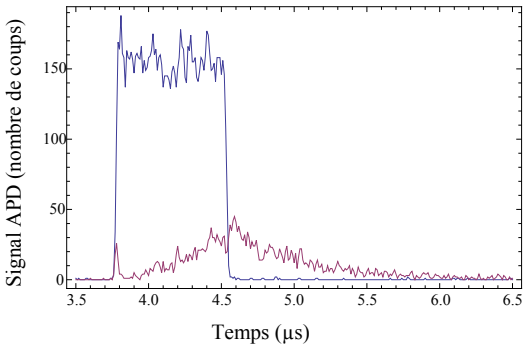


FIGURE 9.13 – Fort ralentissement observé après optimisation des paramètres de l'interaction lumière-matière (puissance de contrôle = quelques μW). Le signal est mesuré en accumulant les coups mesurés à l'APD sur plusieurs milliers de réalisations de l'expérience et un histogramme est tracé en fonction du temps. La courbe au profil rectangulaire donne le signal détecté en l'absence d'atomes. La seconde courbe donne le profil mesuré de l'impulsion retardée par le milieu en configuration d'EIT. Un délai de 73% de la largeur d'impulsion initiale est mesuré. Il correspond à une propagation dans un MOT de quelques millimètres avec une vitesse de groupe de $\sim$10000 m/s, c'est à dire une réduction d'un facteur 10^4 par rapport à la propagation libre dans le vide.

A faible puissance de contrôle, les mesures de délai et de transparence sont entachées d'une erreur non négligeable (estimée à 25%). En effet, la largeur spectrale de l'impulsion carrée est telle que certaines parties de son spectre sont situées au delà de la largeur de la résonance atomique et passent au travers du milieu sans être absorbées. Elles peuvent même interférer destructivement avec certaines parties ralenties de l'impulsion et donner lieu à des pics négatifs sur le profil de l'impulsion. Ces hautes fréquences sont produites au niveau des fronts montant et descendant de l'impulsion carré. Deux pics sont alors observés (voir figure 9.12(a)) qui ne subissent pas d'interaction avec le milieu. Ils augmentent artificiellement les valeurs de transmission et diminuent celles du délai.

Enfin, le produit Délai x Transmission est calculé pour chaque point et tracé sur la figure 9.12 courbe (d). Il donne en effet une bonne figure de mérite du potentiel de la mémoire. Un maximum assez prononcé est observé pour 20 μW de contrôle. C'est ici que l'on s'attend à effectuer le stockage le plus efficace pour l'impulsion que nous avons choisie. Ce point est par exemple adapté à la forme de notre impulsion. Si celle ci était modifiée, son spectre le serait également, et une fenêtre EIT plus réduite conviendrait certainement mieux.

La courbe (d) est comparée avec le résultat d'une mémoire à temps de stockage nul (figure (f)). Cette dernière est définie dans une expérience de délai comme l'énergie sortant du milieu après la fin de l'impulsion signal non retardée. Cette fraction de signal est représentée en figure 9.12(e). Elle est divisée par l'énergie de l'impulsion initiale pour obtenir une borne haute à l'efficacité de la mémoire. On trace ce résultat en fonction de la puissance du champ de contrôle en figure 9.12(f). La courbe corrobore bien les hypothèses faites à partir du paramètre délai x transmission tracé en (d). Les mesures de mémoires seront donc par la suite réalisées avec un champ de contrôle de l'ordre de 20 μW et on s'attend donc à des efficacités de mémoire de l'ordre de 10%.

B.1.b Influence de la durée de l'impulsion

La transmission du milieu semble dépendre de la puissance du champ de contrôle même avec des impulsions de signal très longues (non présentées ici), c'est-à-dire pour lesquelles les fronts montants et descendants représentent des fractions d'énergie négligeables, et dont le spectre est entièrement contenu dans la fenêtre EIT. Dans tous les cas de figure, les plus grandes puissances de contrôle donnent les meilleures transparences. Cette dernière est donc tout d'abord fixée à une valeur qui permet une transparence raisonnable ($> 50\%$).

Une fois la puissance du champ de contrôle fixée, l'influence de la durée de l'impulsion signal (donc de son spectre) sur l'efficacité potentielle de la mémoire est étudiée. La borne haute à l'efficacité est définie, comme à la section précédente, comme l'efficacité de stockage à temps de mémoire nulle. Elle est calculée comme précédemment en intégrant l'énergie de l'impulsion sortant du milieu après la fin de l'impulsion non retardée, divisée par l'énergie de l'impulsion initiale.

Cette étude est illustrée en figure 9.14. La courbe (a) montre les trois cas étudiés : les impulsions font 0.3, 0.5 et 0.8 μs. Les courbes (c), (d) et (e) montrent les intégrales calculées dans chacun des cas. Enfin la courbe (b) résume les mesures effectuées et donne l'évolution des efficacités à temps de mémoire nul mesurées. Elle met en évidence un optimum pour une du-

rée d'impulsion signal de 0.55 μs. L'erreur due à une accumulation finie du nombre de photons (9432, 15638 et 26565 évènements sont accumulés dans les mesures des références respectives (a), (b) et (c)) qui donne cet aspect bruité aux courbes, est estimée à 10%.

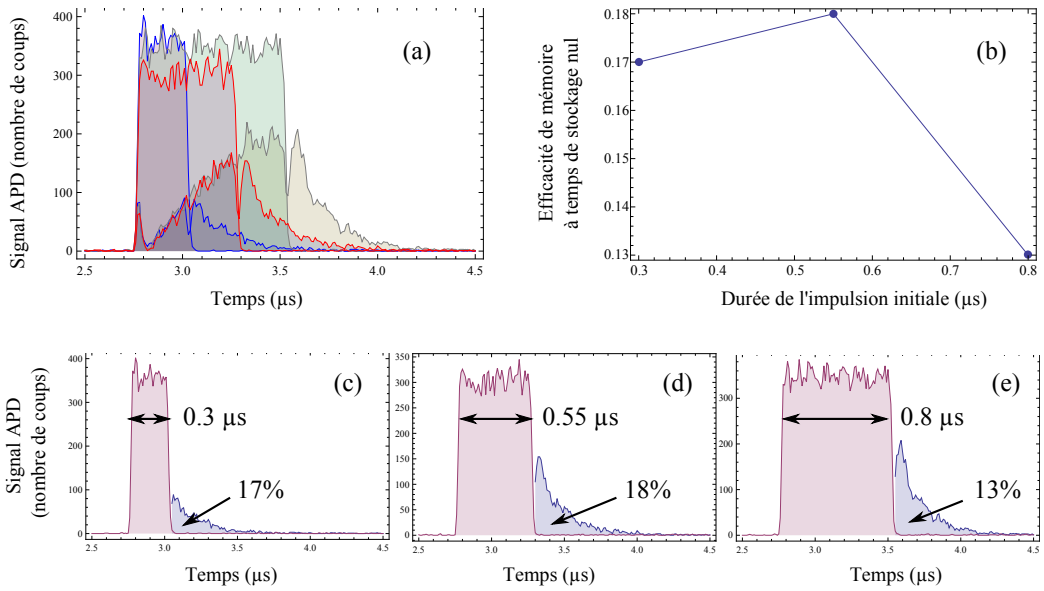


FIGURE 9.14 – Influence de la durée de l'impulsion sur l'efficacité de mémoire éventuelle. La figure (a) résume les trois expériences de délai réalisées : pour trois impulsions de durées différentes (0.3, 0.5 et 0.8 μs) le signal de référence sans atomes et l'impulsion retardée par EIT sont tracés. Il s'agit de l'histogramme des coups comptés par l'APD en fonction du temps sur plusieurs milliers de réalisations. La figure (b) résume les calculs d'efficacités décrits dans les figures (c), (d) et (e). L'efficacité à temps de mémoire nul consiste en l'intégration du nombre de photons extraits du milieu après la fin de l'impulsion non retardée divisé par le nombre de photons mesurés dans l'impulsion de référence. (b) met en évidence une situation optimale pour une impulsion de 0.5 μs

La forme de la courbe obtenue illustre l'influence contraire de la largeur de spectre et du délai relatif (délai rapporté à la longueur de l'impulsion). En effet, pour une puissance de champ de contrôle fixé, le délai introduit par le milieu atomique EIT sur l'impulsion signal est fixé. Réduire la durée de l'impulsion revient alors à augmenter le délai relatif. La fraction de signal sortant après la fin de l'impulsion non retardée augmente donc. Cependant, si la durée de l'impulsion diminue trop, son spectre s'élargit de sorte qu'il ne soit plus contenu dans la fenêtre de transparence et subisse de l'absorption. Ainsi

la fraction d'impulsion mesurée diminue. Cette optimisation est symétrique de celle réalisée à la section précédente où, à durée d'impulsion signal fixée, la puissance du champ de contrôle, donc le délai, varie.

B.2 Stockage de lumière

Les mesures qui suivent décrivent les résultats d'expérience de mémoire au sein du nuage d'atomes froids. Durant ces mesures, une attention particulière a été portée sur le nombre de photons par impulsion envoyés afin que les mesures d'efficacité ne soient pas faussées par le fonctionnement binaire de l'APD. En effet cette dernière ne sait pas discriminer le nombre de photons qu'elle détecte sur une fenêtre temporelle T : un "click" mesuré signifie la détection d'au moins un photon durant T, T étant le temps "mort" de l'APD, et vaut environ 50 ns dans notre cas. Il est donc souhaitable que l'arrivée de deux photons avec un écart temporel inférieur à T soit rendue très peu probable. Ceci implique d'utiliser un nombre de photons par impulsion extrêmement faible, et donc un nombre de répétition de l'expérience très important afin d'accumuler suffisamment d'échantillons pour retracer des profils suffisamment lisses. Généralement, des impulsions contenant en moyenne 0.1 photon sont utilisées afin de s'affranchir de toute erreur dans le comptage de photons. Une évaluation précise de l'erreur faite sur les mesures d'efficacité en fonction du nombre de photon est réalisée en annexe A. Elle est estimée dans notre cas à 1%. Pour un taux moyen de 1 photon/impulsion, l'erreur serait approximativement de 10%.

B.2.a Mémoire

Le résultat d'une expérience typique de mémoire est donnée en figure 9.15.

L'impulsion initiale est un créneau de largeur 600 ns. Elle est décrite sur la courbe "Référence". Une expérience de délai est tout d'abord réalisée (courbe "Délai"). L'impulsion retardée présente la forme caractéristique vue aux paragraphes précédents d'un retard à la montée et à la descente de l'impulsion lumineuse. Enfin, une expérience de stockage est illustrée sur la courbe "Mémoire".

Tant que le champ de contrôle est allumé, l'expérience de mémoire s'identifie à une expérience de délai. Certains photons signal fuient donc au travers du milieu atomique avant la coupure du champ de contrôle et limitent l'efficacité de la mémoire. Le champ de contrôle est coupé en $t = 4.4$ μs durant 1 μs. Les photons signal ne sont alors plus détectés par la photodiode jusqu'à ce que le champ de contrôle soit rallumé en $t = 5.4$ μs. Il s'agit en effet de la

phase de stockage où les cohérences atomiques excitées par les champs signal et de contrôle sont figées. Lorsque le champ de contrôle est rallumé, les photons signal sont alors ré-émis et détectés par l'APD. Le profil de l'impulsion ré-émise est le même que celui pris par l'impulsion retardée après le temps définissant la coupure de l'impulsion non retardée. Il traduit la relecture des cohérences atomiques du milieu par un champ de contrôle d'intensité constante (paragraphe B.1). L'évolution est donc celle d'une exponentielle décroissante.

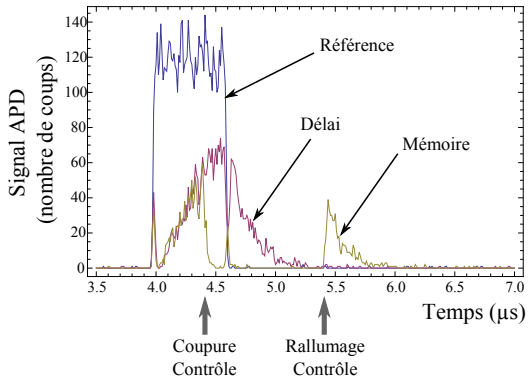


FIGURE 9.15 – Expérience de mémoire : histogramme du signal mesuré à l'APD en fonction du temps. L'impulsion "Référence" donne le profil temporel de l'impulsion envoyée. Elle est obtenue en l'absence d'atomes. La courbe "Délai" montre le profil préservé lorsque le champ de contrôle est maintenu durant toute la propagation de l'impulsion signal au travers du milieu atomique. La courbe "Mémoire" montre le résultat d'une expérience de stockage. Le champ de contrôle est coupé entre les deux temps marqués par des flèches. L'intervalle ainsi défini donne la durée de la mémoire réalisée.

B.2.b Influence du champ magnétique

La figure 9.16 montre l'importance de la compensation du champ magnétique. Une expérience de mémoire est réalisée avec et sans compensation du champ magnétique. Dans le cas du champ magnétique non compensé, rien n'est relu bien que le profil de l'impulsion entrante indique un délai quasi similaire. La perte de la mémoire provient donc bien du déphasage des cohérences entre elles durant le temps mémoire en raison des inhomogénéités du champ magnétique. Une fois compensés, les déphasages induits sont réduits de sorte que l'effet de mémoire est à nouveau observé pour le temps de stockage d'une micro-seconde ici utilisé.

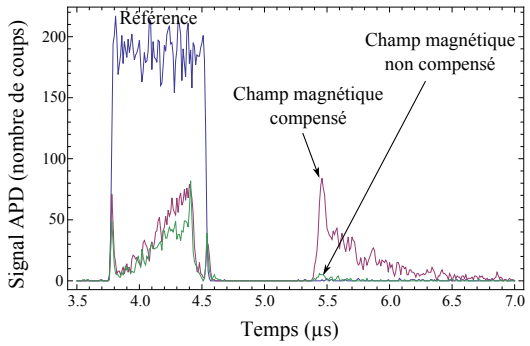


FIGURE 9.16 – Influence du champ magnétique. L'histogramme du signal mesuré à l'APD est donné en fonction du temps. L'expérience de mémoire est réalisée avec sans compensation du champ magnétique et montre l'importance de l'homogénéisation du champ magnétique sur le nuage atomique.

B.2.c Temps de stockage

La figure 9.17 montre l'influence du temps de stockage sur l'efficacité de la mémoire réalisée. Des temps de stockage égaux à une, cinq et dix fois la durée de l'impulsion ont été testés. Les efficacités mesurées varient de 16% à 4 %. Elles sont mesurées en intégrant le nombre de photons mesuré au niveau de l'impulsion relue et en divisant par le nombre de photons présent dans l'impulsion mesurée en l'absence d'atomes.

En considérant une décroissance exponentielle, le temps de mémoire peut être estimé à environ 6 μs. Cette valeur est petite devant le temps de relaxation des cohérences induit par les inhomogénéités de champ magnétique calculé à plusieurs dizaines de micro-secondes au paragraphe A.2.d. Elle parait plus proche du temps de vie de la cohérence induit par l'angle existant entre les faisceaux signal et contrôle qui apparaît donc comme le facteur limitant. Une étude plus approfondie doit cependant être menée pour déterminer la cause réelle de cette décroissance et s'en affranchir.

Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre la réalisation expérimentale d'une mémoire optique à l'échelle du photon unique dans un ensemble d'atomes de Cs refroidis au sein d'un MOT. Cette expérience est le fruit du travail de toute une équipe. Lambert Giner, Lucile Vessier, Adrien Nicolas, Itay Shomroni et moi même y avons tour à tour apporté notre contribution.

Un temps de mémoire de 6 μs et une efficacité de 14% après une durée d'une largeur d'impulsion ont été expérimentalement mesurées. Des optimi-

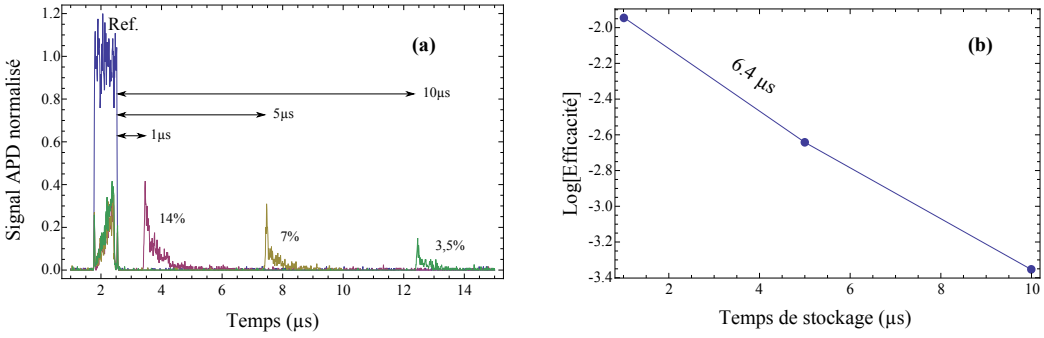


FIGURE 9.17 – Influence du temps de stockage sur l'efficacité de la mémoire. (a) histogramme du nombre de coups détectés sur l'APD mesurant les photons signal en fonction du temps. Quatres réalisations de la mesure sont effectuées. "Ref." donne le signal de référence mesuré en l'absence d'atomes : il s'agit d'un créneau de largeur 800 ns. Les trois autres mesures sont réalisées en présence d'atomes pour des temps de stockage de 1 μs, 5 μs et 10 μs. L'efficacité de la mémoire obtenue est inscrite dans chacun des cas à côté de la courbe expérimentale. La courbe (b) trace le logarithme de l'efficacité de la mémoire mesurée lors des expériences tracées en (a) en fonction du temps de stockage. Sa linéarité traduit la dépendance exponentielle de l'efficacité en fonction du temps de stockage dont le temps de vie s'évalue à partir de la courbe à 6.4 μs

sations expérimentales sont en cours pour améliorer ces valeurs. Des études théoriques sont également menées afin d'adapter efficacement la polarisation des faisceaux de signal et contrôle avec une préparation atomique adéquate. C'est dans ce dispositif expérimental que se poursuivront les expériences de stockage de lumière comprimée et d'intrication.

Conclusion

Les études présentées dans ce manuscrit ont permis d'aborder les aspects théoriques et techniques intervenant dans la réalisation d'une expérience de stockage d'intrication telle qu'elle est envisagée dans l'équipe d'optique quantique du laboratoire Kastler-Brossel.

Les ressources optiques expérimentales ont tout d'abord été décrites dans la première partie de cette thèse. Leur développement représente un travail préliminaire important. Il est nécessaire pour mener à bien le projet expérimental et représente un enjeu en soi. La réalisation de nouvelles diodes laser ultra-stables a ainsi permis d'adresser les multiples transitions atomiques nécessaires à la préparation et l'excitation des milieux atomiques. La production de lumière comprimée, nécessaire aux expériences futures de stockage de lumière non classique ou de démonstration d'intrication déterministe d'ensembles atomiques, a été développée. En particulier, l'asservissement de la mesure sur une quadrature fixe a été réalisé.

Dans la seconde partie, les effets de transparence induite électromagnétiquement ont été décrits dans une vapeur chaude de cesium. En particulier, l'influence de l'élargissement inhomogène dans le cas de structures à multiples niveaux excités a été détaillé. Des écarts importants ont été observés par rapport au modèle à trois niveaux en Λ usuellement utilisé pour décrire l'interaction. Dans le cas d'élargissement Doppler, l'existence de classes de vitesses nuisibles a été mis en évidence. Le dépeuplement sélectif de la distribution de vitesse atomique a permis de démontrer leur effet en obtenant la restauration des effets de transparence. L'augmentation du contraste EIT par un facteur 3.5 a été expérimentalement démontrée. La compréhension nouvelle de ces processus devrait ainsi permettre d'optimiser efficacement, dans des structures atomiques complexes, les multiples phénomènes qui utilisent la transparence EIT.

La troisième et dernière partie a traité d'un champ d'application de l'EIT en particulier. Il d'agit du domaine des mémoires quantiques dans des ensembles atomiques, qui est en plein essor actuellement afin d'ouvrir la voie au développement l'information quantique. La démonstration expérimentale du

stockage d'impulsions lumineuses dans un nuage de Cesium a été apportée via deux expériences différentes. La première a été réalisée dans une vapeur chaude de cesium. Un état cohérent d'une durée de quelques μs a pu y être stocké avec une efficacité inférieure au pourcent après une durée d'impulsion. Nous avons pu montrer que les limitations à cette dernière n'étaient pas dues à certaines contraintes techniques suggérées par les thèses précédentes, mais bien dans l'interaction lumière matière elle-même. Les protocoles issus de l'étude menée en deuxième partie et devant permettre l'amélioration de ses performances n'ont cependant pas montré les résultats escomptés. En effet, la thermalisation rapide de la distribution de vitesse a représenté un obstacle à leur application. La présence de gaz tampon parasite à l'origine de ces observations a alors pu être mise en évidence. L'expérience pourrait donc être tentée à nouveau dans une cellule saine afin de démontrer l'amélioration prévue des performances de la mémoire.

Enfin, une seconde expérience de mémoire a été réalisée dans un nuage d'atomes de cesium refroidis. Le stockage d'impulsions lumineuses microseconde en régime de photon unique a pu être démontré avec une efficacité d'environ 15 % après 1 μs de mémoire. Cette expérience en est encore à ses premiers résultats et le stockage de lumière comprimée devrait pouvoir y être démontré dans un futur proche. L'expérience de stockage déterministe d'intrication, qui est également en cours de construction autour de cette expérience de mémoire, s'inscrit dans la perspective plus large du développement des répéteurs quantiques. La réalisation de ce dernier fait l'objet de recherches extrêmement actives aujourd'hui avec l'émergence programmée des communications quantiques.

Annexes

Annexe A

Asservissements

Cette annexe décrit les trois méthodes pour obtenir des signaux d'erreur utilisées sur l'expérience. La première est la plus simple et la plus couramment utilisée : il s'agit d'une technique de modulation-démodulation qui se retrouve à divers endroits de l'expérience (diodes, laser Ti-Sa, asservissement de phases). La seconde méthode décrite est celle du Tilt Locking, utilisée pour asservir la cavité de doublement de fréquence. Enfin, la troisième technique décrite est celle de Pound-Drever-Hall qui est utilisée pour asservir la cavité OPO.

A Modulation-démodulation (Dither and Lock)

Objectif. L'objectif souhaité est l'asservissement d'un système, décrit par un paramètre z, autour d'une valeur z_0 de ce paramètre qui correspond par exemple à une résonance du système. Un signal $S(z)$ en forme de cloche centré sur z_0 caractérise cette résonance.

Signal d'erreur. Un signal d'erreur doit traduire de manière univoque le déplacement du système autour de z_0. Il doit donc valoir 0 en $z = z_0$ et prendre des valeurs non nulles et opposées de part et d'autre de z_0. La dérivée de $S(z)$ est un bon candidat pour réaliser un tel signal d'erreur : elle s'annule au centre du pic et change de signe en passant d'un côté à l'autre de la résonance.

Méthode. Le schéma de principe est donné en figure A.1. Il consiste à moduler à la fréquence ω_{mod} le paramètre z autour d'une position moyenne z_m puis démoduler le signal $S_{mod}(t)$ détecté à la même fréquence. La démodulation $D(z)$ donne accès à la pente locale de la courbe $S(z)$ qui constitue

une bonne approximation de la dérivée si l'amplitude de modulation n'est pas trop grande.

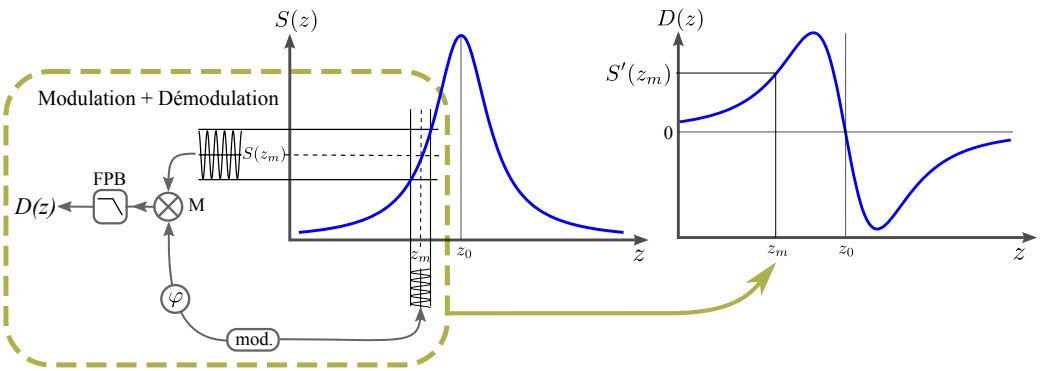


FIGURE A.1 – Illustration de la technique de modulation-démodulation. $S(z)$ représente le signal initial non modulé. Il s'agit d'une courbe en forme de cloche centrée sur z_0. $D(z)$ est le signal obtenu après modulation-démodulation. Il constitue une bonne approximation de la dérivée de $S(z)$. La méthode de modulation-démodulation est illustrée dans l'encadré. z_m est la position moyenne autour de laquelle est effectuée la modulation. "mod." fait référence à une modulation sinusoïdale de fréquence fixe. La vignette φ permet de déphaser ce signal de la quantité φ. M est un multiplicateur. FPB est un filtre passe-bas.

Le signal détecté en fonction du temps s'écrit :

$$S_{mod}(t) = S\left(z_m + z_A \ \sin(\omega_{mod} t + \varphi)\right) \tag{A.1}$$

où φ est le déphasage induit par le système qui crée le signal $S(z)$ par rapport à la modulation initiale. Le développement limité de cette S_{mod} au premier ordre en z_A/z_m donne :

$$S_{mod}(t) \simeq S(z_m) + z_A \ \sin(\omega_{mod} t + \varphi) \cdot S'(z_m) \tag{A.2}$$

où $S'(z_m)$ désigne la dérivée de $S(z)$ prise en z_m.

Comme indiqué figure A.1, la démodulation consiste en premier lieu à multiplier le signal mesuré par la modulation initiale déphasée de ϕ. Dans le cas $\varphi = \phi$, il s'écrit :

$$S_{\text{det.sync}}(t) = S(z_m) \ \sin(\omega_{mod} t + \varphi) + S'(z_m) \ z_A \ \sin(\omega_{mod} t + \varphi)^2 \tag{A.3}$$

$$S_{\text{det.sync}}(t) = \frac{z_A}{2} S'(z_m) + S(z_m) \ \sin(\omega_{mod} t + \varphi) + S'(z_m) \ z_A \ \cos(2\omega_{mod} t + 2\varphi) \tag{A.4}$$

Ce signal est envoyé dans un filtre passe bas dont on extrait la composante continue pour obtenir $D(z_m) \propto S'(z_m)$.

Les paramètres réglables de ce type de protocole expérimental sont :

- l'amplitude de modulation z_A qui doit être petite devant la largeur du pic dont on souhaite effectuer la dérivée. z_A définit la longueur du segment sur laquelle est calculée la pente locale, et donne donc la précision de la dérivée.
- le déphasage ϕ de la modulation initiale qui doit être aligné au mieux avec le déphasage φ introduit par le système permettant de générer $S(z)$ afin d'extraire efficacement $S'(z)$. En prenant $\phi = \varphi + \pi$, on obtient $D(z) = -S'(z)$.
- la fréquence de modulation ω_{mod}. Elle est choisie grande devant les temps typiques de fluctuations du paramètre z. Elle donne le temps avec lequel il est possible de calculer la dérivée (au moins une période).

Le signal d'erreur ainsi produit est directement utilisable dans une boucle de rétroaction. Cette méthode est par exemple utilisée sur l'expérience pour asservir la fréquence des diodes sur des résonances atomiques décrit au chapitre 2, paragraphe B.2. Il s'agit également de la méthode mise en oeuvre dans certaines configuration de l'asservissement de la quadrature lue de la lumière comprimée décrite au chapitre 3, paragraphe B.

B Tilt Locking

L'asservissement de la cavité du doubleur est obtenu par une méthode dite de "Tilt-Locking" dont la réalisation expérimentale est rappelée en figure A.2. Elle date d'une dizaine d'années et a été développée au cours de la thèse de D.A. Shaddock [Shaddock, 2000], [Shaddock et al., 1999].

B.1 Principe

Il s'agit d'une méthode sensible à la phase de l'onde réfléchie par la cavité. Elle utilise deux propriétés des cavités Fabry Perot. La première est la résonance non simultanée des différents modes de cavité. En effet la phase de Gouy $\phi_{m,n}$ accumulée au cours de la propagation selon un axe z d'un mode de Laguerre Gauss $TEM_{m,n}$ caractérisé par une longueur de Rayleigh z_0 s'exprime comme $\phi_{m,n}(z) = (1+m+n)\ \mathrm{Arctan}(z/z_0)$. Elle dépend intrinsèquement du mode considéré et conduit pour les différents modes à obtenir les résonances pour des longueurs de cavité différentes.

La seconde propriété utilisée est le profil de la courbe donnant la phase de l'onde réfléchie par rapport à l'onde incidente. Celle-ci est tracée en figure

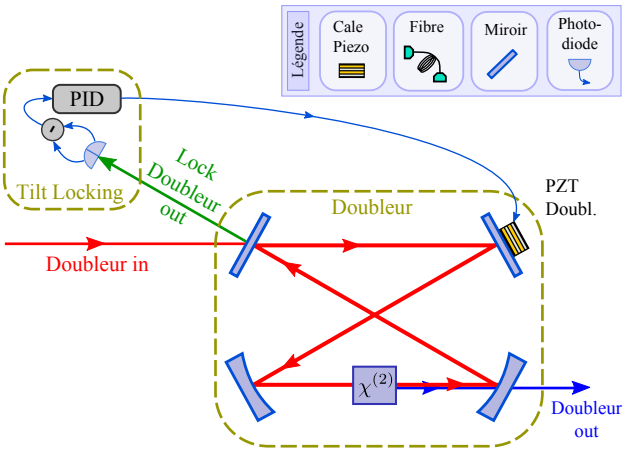


FIGURE A.2 – Schéma expérimental de l'asservissement de la cavité du doubleur à résonance par la méthode dite de "tilt-locking"

A.3 (b). Loin de la résonance du mode avec la cavité, l'onde est complètement réfléchie et subit un déphasage quasi constant de $\pm\pi$ (carrés placés sur les figures A.3 (a) et (b)). Cependant, au voisinage de la résonance du mode, la phase de l'onde réfléchie présente une variation très rapide, quasi-linéaire, et qui change de signe (ronds placés sur les figures A.3 (a) et (b)).

Le principe consiste alors à injecter dans la cavité deux modes transverses différents, par exemple TEM_{00} et TEM_{01} comme représenté sur la figure A.3. Les effets de la cavité sur la phase de leurs faisceaux réfléchis sont alors mesurés en les faisant interférer sur un détecteur. La cavité est supposée de finesse $\mathcal{F}$ grande devant 1, afin que l'écart de résonance entre les deux modes considérés soit grand devant la largeur des pics de résonance. Au voisinage de la résonance d'un des modes, la reflexion de ce mode sur la cavité subit un déphasage δ proportionnel à l'écart de la longueur de cavité à sa longueur à résonance. La reflexion du second mode est à l'inverse déphasée d'une valeur π constante autour de ce point qui se trouve loin de sa résonance propre. Il est alors possible d'extraire un signal d'erreur de l'interférence entre les deux modes.

Les figures A.3(a) et (b) donnent les amplitudes et phases des modes TEM_{00} et TEM_{01} après réflexion sur la cavité lorsqu'elle est placée à une longueur proche de la résonance pour le mode TEM_{00}. A résonance, les ronds et carrés pleins décrivent respectivement les situations des mode TEM_{00} et TEM_{01}. Au voisinage de la résonance, les ronds et carrés creux décrivent respectivement les situations des modes TEM_{00} et TEM_{01}. La figure (b) fait apparaître le déphasage δ subi par le mode TEM_{00} réfléchi au voisinage de la résonance.

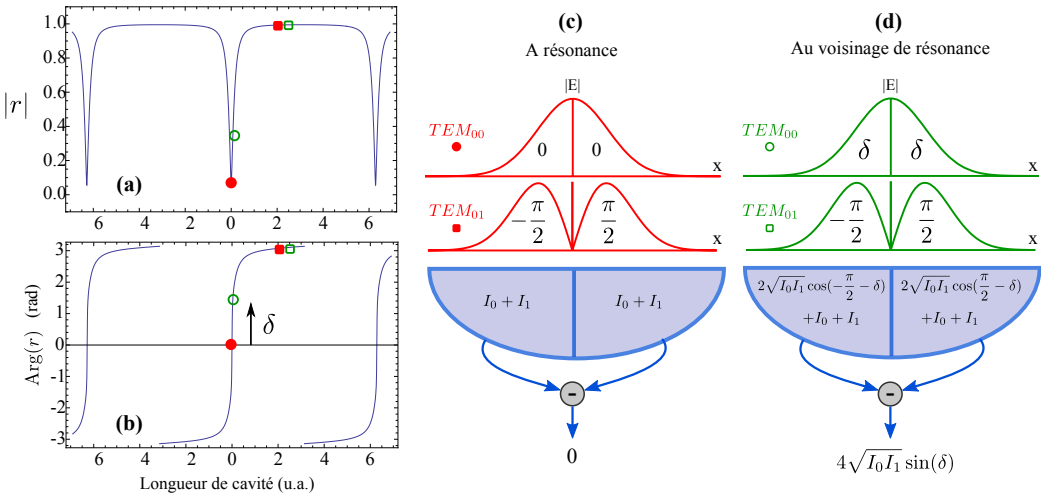


FIGURE A.3 – Principe d'extraction du signal d'erreur par la méthode du Tilt-Locking. (a) module et (b) argument du coefficient de réflexion en amplitude $r = \frac{E_r}{E_i}$ d'une cavité en anneau. Les signaux vus par chacun des quadrants de la photodiode sont donnés lorsque la longueur de la cavité est (c) mise à résonance pour le mode TEM_{00}, ou (d) pour un léger décalage autour de cette résonance. La photodiode est dessinée sous la forme de deux quadrants à l'intérieur desquels est écrit le signal d'interférence que chacun détecte. Au-dessus, sont dessinées les valeurs absolues des amplitudes des modes TEM_{00} et TEM_{01} réfléchis, en fonction de l'axe x compris dans le plan de la photodiode et orthogonal à l'interface entre les deux quadrants. A l'intérieur des différents lobes considérés, les valeurs de leurs phases sont inscrites. En-dessous de la photodiode, le résultat de la soustraction des deux quadrants est indiqué. On matérialise sur les courbes $|r|$ et $\mathrm{Arg}(r)$ les cas du mode TEM_{00} par des cercles, et du mode TEM_{01} par des carrés.

Il faut pour cela résoudre le problème de l'orthogonalité des modes transverses, en trouvant un détecteur qui permette de voir l'interférence entre ces derniers. En effet, les modes, tels que TEM_{01} ou d'ordres supérieurs, ont des figures à plusieurs lobes opposés en phase, ce qui a pour résultat de moyenner les effets d'interférence sur un détecteur unique. Dans le cas de l'interférence d'un mode TEM_{00} avec un mode TEM_{01}, d'intensités réfléchies I_0 et I_1 et de phase relative à l'entrée de la cavité $\varphi_{0/1}$, le choix d'un détecteur qui isole un lobe unique permet par exemple d'avoir accès au terme d'interférence $I_0 + I_1 + 2\sqrt{I_0 I_1}\cos(\varphi_{0/1} \pm \delta)$. Cependant, la détection réalisée ainsi demeure sensible à l'évolution des valeurs moyennes des champs réfléchis via les offsets $I_0 + I_1$, qui varient fortement au voisinage de la résonance de la cavité et masquent l'information sur la phase. La solution pertinente consiste

à isoler les différents lobes de phases opposées sur des détecteurs différents puis à soustraire les photocourants : les offsets des valeurs moyennes sont égaux et s'annulent. La détection est alors sensible aux variations de phase $2\sqrt{I_0 I_1}\cos\varphi_{0/1}$.

Il reste à choisir la bonne phase initiale entre les deux modes de manière à ce que l'interférence s'annule au niveau de la résonance de la cavité. Cela permet également de rendre ce point d'asservissement complètement insensible aux valeurs moyennes des champs réfléchis. Le mode que l'on souhaite asservir à résonance subit un déphasage à la réflection qui varie autour de zéro, tandis que le second mode réfléchi est déphasé d'une valeur constante égale à π. Il faut donc donner au second mode une phase initiale de $\pi/2$ par rapport à celle du mode à asservir pour que l'interférence entre les deux faisceaux donne un signal nul à résonance.

Les figures A.3 (c) et (d) décrivent la répartition spatiale de d'intensité des faisceaux TEM_{00} et TEM_{01} réfléchis par la cavité et détectés sur la photodiode à deux quadrants dans les cas (c) à résonance, et (d) au voisinage de la résonance du mode TEM_{00}. A l'intérieur des lobes décrivant l'intensité de chaque faisceau, la valeur de sa phase est indiquée. L'expression du signal d'interférence vu par chaque quadrant est également indiquée à l'intérieur de chacun d'entre eux.

Les deux photocourants sont soustraits pour obtenir le signal d'erreur. Un terme d'interférence proportionnel à $\cos(\pi/2-\delta) = sin(\delta)$ est obtenu sur un des lobes, et proportionnel à $\cos(-\pi/2-\delta) = -sin(\delta)$ sur l'autre lobe. La soustraction donne donc bien un terme proportionnel à $sin(\delta)$ qui est linéaire en δ au voisinage de la résonance (figure (d)). Il s'annule effectivement à résonance (figure (c)) puisque les ondes des deux modes sont en quadrature et n'interfèrent pas.

B.2 Couplage de modes transverses

En pratique, la cavité en anneau est injectée par un mode TEM_{00}. L'injection du mode TEM_{00} initial est alors volontairement désalignée de manière à coupler une partie du mode TEM_{01} de la cavité. Comme indiqué sur la figure A.4, une légère erreur d'excentrement d'un mode TEM_{00} peut se décrire au premier ordre comme l'ajout d'un mode TEM_{01} en phase avec le TEM_{00} initial. Une déviation angulaire (ou "tilt") se traduit par l'ajout d'un mode TEM_{01} en quadrature avec le TEM_{00} initial. La figure A.4 est inspirée de la thèse de Vincent Delaubert [Delaubert, 2007] où la décomposition d'un mode TEM_{00} excentré de d et dévié angulairement de θ est donnée quanti-

tativement à une dimension sur un axe x par :

$$E_{d,\theta}(x) \approx A_0[u_0(x) + (\frac{d}{w_0} + i\frac{\pi w_0 \theta}{\lambda})\ u_1(x)] \tag{A.5}$$

où $u_0(x)$ décrit l'amplitude et la phase du mode TEM_{00} selon l'axe x, $u_1(x)$ décrit le mode TEM_{01}. u_1 et u_0 vérifient $u_1(x) = x \cdot u_0(x)$. w_0 est le waist du faisceau et λ sa longueur d'onde.

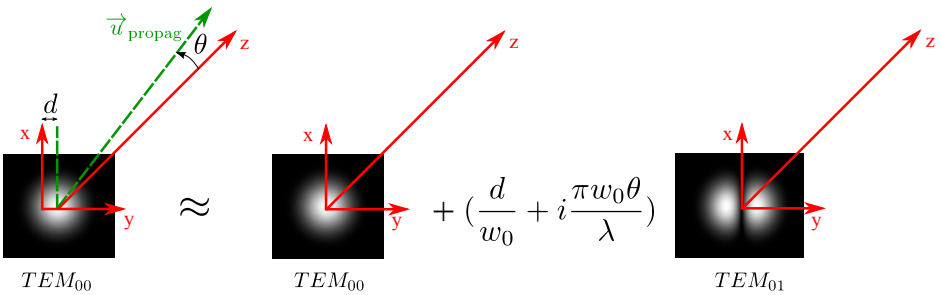


FIGURE A.4 – Effet d'un décalage d et d'une déviation angulaire θ sur la description d'un mode TEM_{00}. w_0 est le waist du faisceau et λ sa longueur d'onde.

D.A. Shaddock dans sa thèse [Shaddock, 2000] donne également une explication physique du déphasage de $\pi/2$ dans le cas d'une déviation angulaire. Une faible déviation angulaire traduit une inclinaison des fronts d'onde, c'est à dire une variation linéaire de la phase mesurée selon un axe orthogonal à la direction de propagation. C'est précisément ce que vient faire le mode TEM_{01} en quadrature. Le mode transverse peut effectivement s'écrire $u_{tot}(x) = u_0(x) + \alpha\ u_1(x)e^{i\pi/2} = u_0(1 + \beta\ ix)$. Son déphasage par rapport au TEM_{00} s'écrit $\text{Arctan}(\beta x) \sim \beta x$ si β petit, qui traduit donc bien un faible tilt du faisceau dans le plan xOz.

B.3 Réalisation expérimentale

Expérimentalement, le faisceau d'intérêt sur lequel la cavité doit être asservie est dans un mode transverse de type TEM_{00}. Il est dévié par rapport à l'axe de la cavité de manière à coupler quelques pour-cents de son intensité au mode TEM_{01} de la cavité. Un signal d'erreur est obtenu en soustrayant les deux signaux issus du photodétecteur à deux quadrants. Il est représenté sur la figure A.5. Un boîtier proportionnel integrateur (PI) commercial de type Servo-Controller LB1005 est utilisé afin d'adapter les constantes de temps de la rétroaction à celles des fluctuations. La rétroaction s'effectue sur la cale

piezo "PZT Doubleur" placée sur un miroir de cavité comme indiqué dans la figure A.2.

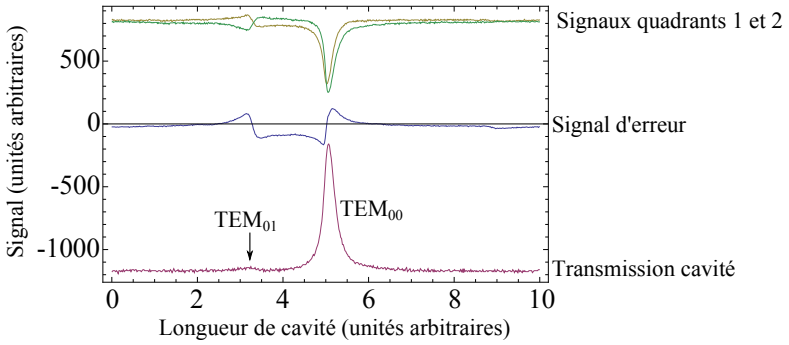


FIGURE A.5 – Signaux mesurés par la méthode "Tilt Locking". Les quatre signaux sont mesurés au même moment en variant la longueur de cavité en fonction du temps. "Transmission cavité" provient d'une photodiode placée en sortie de la cavité, elle permet de mesurer un ratio de l'ordre du pourcent entre les intensités des modes TEM_{00} et TEM_{01} injectés. Les signaux obtenus en reflection sur chacun des deux quadrants de la photodiode d'asservissement ("signaux quadrants 1 et 2") sont soustraits pour obtenir le "signal d'erreur" centré sur zéro.

L'intérêt de cette méthode est sa grande sensibilité alliée à une grande simplicité de mise en oeuvre. Elle ne nécessite en effet qu'une photodiode à deux quadrants et un soustracteur électronique. Elle ne fait appel à aucune modulation sur le faisceau d'intérêt ni aucun faisceau externe. La plage d'accrochage suffisamment grande rend l'asservissement facile à lancer.

C Pound-Drever-Hall

L'asservissement de la cavité OPO est obtenu par une méthode dite de "Pound-Drever-Hall" dont la réalisation expérimentale est rappelée en figure A.6.

Cette méthode, introduite il y a une trentaine d'années dans [Drever et al., 1983], est couramment utilisée pour asservir des cavités à résonance. Il s'agit encore d'une méthode sensible à la phase, qui fournit donc des signaux d'erreurs très étroits centrés sur la résonance. Son implémentation est plus coûteuse que celle du "Tilt-Locking". Elle fait en général appel à un faisceau externe, appelé faisceau de "lock", dont la phase est modulée à l'aide d'un modulateur électro- optique.

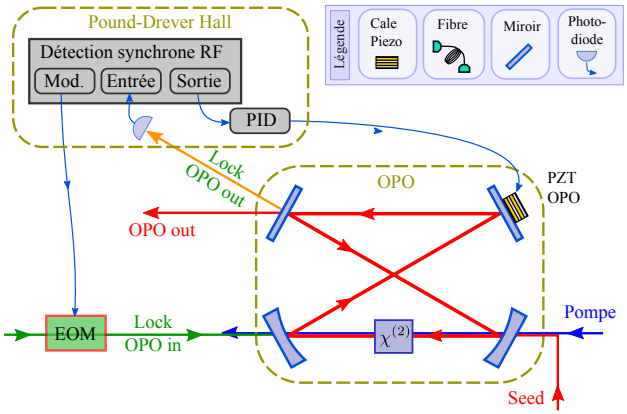


FIGURE A.6 – Schéma expérimental de l'asservissement de la cavité OPO à résonance par la méthode de "Pound-Drever-Hall-exp"

C.1 Modulation d'amplitude et de phase

Afin d'expliquer la méthode de génération du signal d'erreur, les effets d'une petite modulation d'amplitude ou de phase sur une porteuse optique sont dans un premier temps décrits graphiquement sur la figure A.7, inspirée de [Shaddock, 2000].

Pour une onde monochromatique à la fréquence ω, le champ complexe s'écrit $E = E_0\ e^{i\omega t}$. Il est représenté par un vecteur immobile d'amplitude E_0 (dessiné en vert en figure A.7) dans le référentiel complexe tournant avec le champ. Ce repère donne accès à la phase et l'amplitude du champ. Il est défini en figure A.7 dans le plan orthogonal à l'axe horizontal qui donne les fréquences des champs considérés.

Après avoir subi une modulation sinusoïdale de type cosinus en amplitude (AM), le champ s'écrit :

$$E' = E_0\,(1+\alpha\cos(\omega_0\,t))e^{i\ \omega t} = E_0\,e^{i\ \omega t}+\frac{\alpha E_0}{2}e^{i\ (\omega+\omega_0)t}+\frac{\alpha E_0}{2}e^{i\ (\omega-\omega_0)t} \quad \text{(A.6)}$$

Il est donc représenté dans le même repère que précédemment par un vecteur fixe à ω d'amplitude E_0 au centre de deux bandes latérales à $\omega \pm \omega_0$. Ces bandes latérales sont représentées par deux vecteurs d'amplitudes $\frac{\alpha E_0}{2}$ qui tournent à la fréquence $\pm\omega_0$, c'est-à-dire à la même vitesse mais dans des sens opposés. On choisit de représenter la situation à t=0, c'est-à-dire celle où les deux bandes latérales sont de phases identiques avec la porteuse. La modulation par un cosinus ou un sinus correspond au choix de l'origine des temps. Ainsi en remplaçant le cosinus par un sinus dans l'équation A.6, un terme en $\omega + \omega_0$ déphasé de $-\pi/2$ et un terme en $\omega - \omega_0$ déphasé de $+\pi/2$

seraient obtenus. Cette dernière configuration correspond bien à la situation décrite en figure A.7 après avoir laissé les vecteurs tourner de 3/4 de période.

Une modulation de phase sinusoïdale de type cosinus de faible amplitude $\alpha \ll 1$ s'écrit :

$$E' = E_0\ e^{i\ (\omega t + \alpha cos(\omega_0 t))} \tag{A.7}$$

$$\approx E_0\ e^{i\ \omega t}(1 + i\alpha cos(\omega_0 t)) \tag{A.8}$$

$$\approx E_0\ e^{i\ \omega t} + \frac{\alpha E_0}{2} e^{i\ (\omega+\omega_0)t+\frac{\pi}{2}} + \frac{\alpha E_0}{2} e^{i\ (\omega-\omega_0)t+\frac{\pi}{2}} \tag{A.9}$$

où l'exponentielle a été linéarisée grâce à l'hypothèse de faible modulation. Deux bandes latérales sont donc obtenues, déphasées de $\pi/2$ par rapport à la porteuse en t=0. Elles sont représentées dans le plan complexe, tournées de $+\pi/2$ comme indiqué en figure A.7.

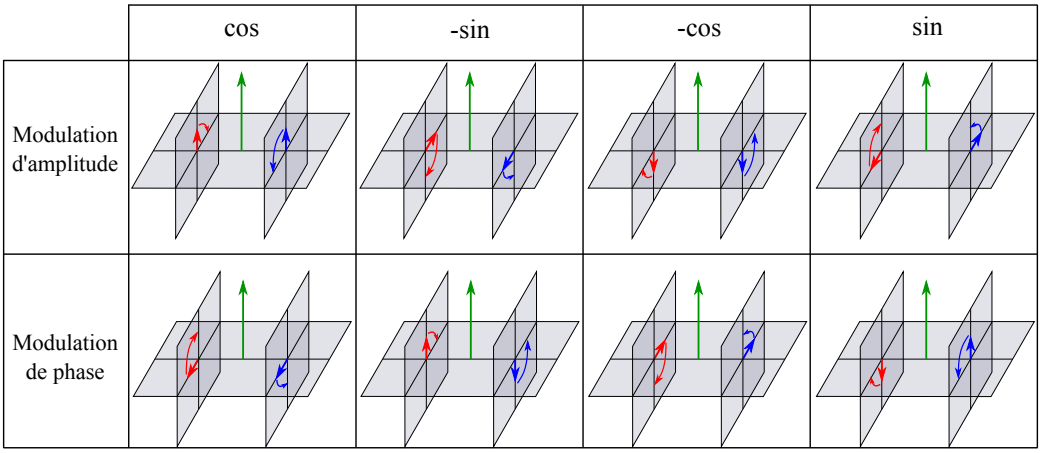


FIGURE A.7 – Effet d'une petite modulation à la fréquence ω_0 d'amplitude ou de phase sur une porteuse optique selon différents choix d'origine des temps. La composante à la fréquence de la porteuse ω est représentée en vert. La composante à $\omega - \omega_0$ est en rouge et la composante à $\omega + \omega_0$ en bleu. ω_0 est la fréquence de modulation. L'horizontale définit l'axe des fréquences. Les plans orthogonaux à l'axe horizontal définissent le repère de Fresnel tournant à la fréquence de la porteuse ω. Les flèches circulaires indiquent le sens de rotation des bandes latérales dans ce plan.

Ces deux modulations apparaissent de manière similaire sur les composantes spectrales du champ électromagnétique, mais se détectent de manière radicalement différentes. En effet, une photodiode n'est sensible qu'à l'intensité du champ électromagnétique et efface toute information de phase. Ainsi, seules les modulations d'amplitudes sont détectées et converties en photocourant que l'on peut ensuite analyser.

C.2 Signal d'erreur

Le principe de l'obtention d'un signal d'erreur par la méthode de Pound-Drever-Hall consiste alors à moduler en phase le faisceau de lock (invisible sur la photodiode) et à sonder les déphasages créés par la cavité via la modulation d'amplitude (détectable sur la photodiode) qu'ils induisent. Il est schématisé sur la figure A.8.

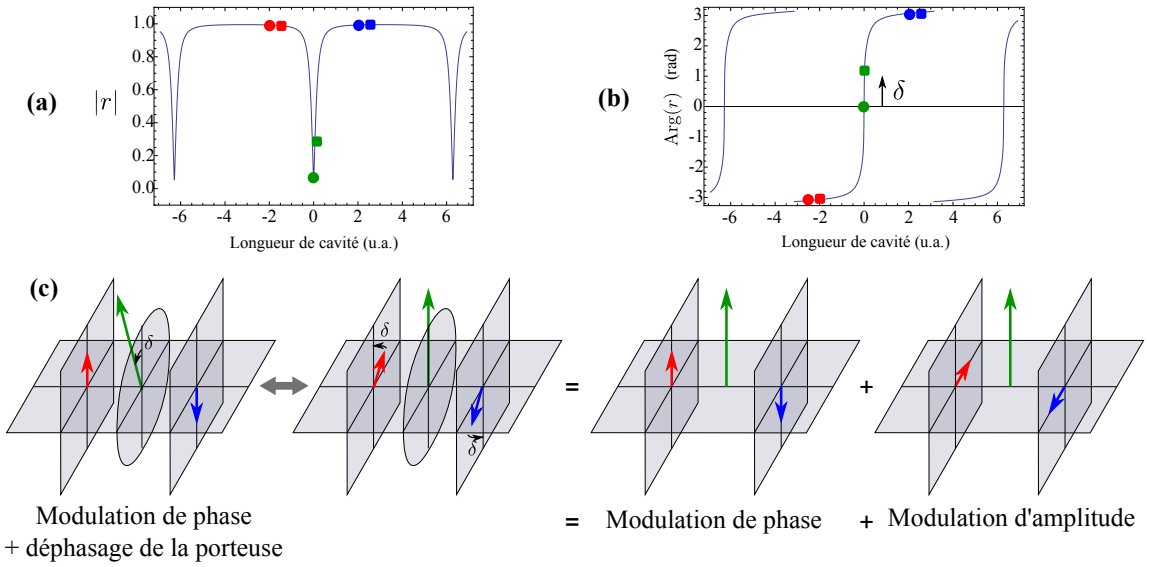


FIGURE A.8 – Obtention d'une modulation d'amplitude à partir d'une modulation de phase par la méthode Pound-Drever-Hall. Le coefficient de réflexion en amplitude subi par l'onde réfléchie sur la cavité est tracé en (a) et son déphasage en (b). Les points placés sur les courbes donnent les cas de la porteuse (en vert) et des deux bandes latérales (en rouge et bleu) lorsque la cavité est à résonance (ronds) pour la porteuse ou légèrement désaccordée par rapport à la résonance (carrés). Le schéma (c) montre comment l'effet d'un déphasage non nul sur la porteuse et nul sur les bandes latérales fait naître une modulation d'amplitude sur le faisceau initialement modulé en phase.

La fréquence de modulation est ici supposée grande devant la largeur du pic de cavité de sorte que, lorsque la cavité est placée au voisinage de la résonance, les bandes latérales créées soient totalement réfléchies. Autour de la résonance, ces dernières sont déphasées d'une valeur quasi-constante égale à π. A l'inverse, comme illustré par les figuree A.8 (a) et (b), la phase de la porteuse réfléchie est modifiée linéairement avec l'écart à la résonance de la longueur de cavité. Comme schématisé sur la figure A.8(c), ce déphasage de

la porteuse par rapport aux bandes latérales se traduit par une modulation d'amplitude proportionnelle à $|\delta|$ et dont la phase s'inverse à résonance. En démodulant ce signal détecté par la photodiode à la fréquence ω_0, un signal d'erreur peut être obtenu : ce dernier change de signe à résonance et varie linéairement avec la longueur de cavité à son voisinage. De plus amples détails sur les équations qui décrivent le processus peuvent être trouvés dans [Black, 2001] ou [Black, 1998].

C.3 Réalisation expérimentale

Expérimentalement, cet asservissement est réalisé à l'aide d'un faisceau auxiliaire, nommé "Lock OPO" sur la figure A.6. Il est envoyé dans la cavité dans le sens opposé au sens de rotation du seed afin qu'il prenne en sortie de cavité un angle différent du faisceau comprimé et ne perturbe pas sa mesure. Un modulateur electro-optique (EOM) module la phase du faisceau de lock à l'entrée de la cavité à 20 MHz. La sinusoïde est fournie par une détection synchrone développée dans l'atelier d'électronique du laboratoire. Elle est composée d'un générateur de fréquence variable autour de 20 MHz, d'un mélangeur et d'un filtre passe-bas. Le faisceau "Lock OPO" est détecté en sortie de cavité sur une photodiode rapide. Le photocourant est envoyé vers le mélangeur où il est mixé avec la modulation initiale. Le filtre passe-bas permet ensuite d'obtenir un signal qui, après passage par un PID commercial, fournit le signal d'erreur. Le PID utilisé est de type Stanford Research SRS SIM 960 Analog PID Controler. Du fait des fluctuations rapides observées ici, la fonction de différenciation s'avère primordiale pour obtenir un asservissement de qualité. Le signal d'erreur est utilisé pour rétroagir sur une céramique piézoélectrique (PZT OPO) placée sur un des miroirs de cavité.

Annexe B

Erreur commise sur la mesure d'efficacité de stockage en régime de comptage de photons

A Cas d'une mesure sans résolution temporelle d'un état cohérent

On considère un flux de corpuscules (photons) régi par une distribution de Poisson de paramètre λ arrivant sur un photodétecteur. La description est identique à celle présentée au chapitre 1, paragraphe B.2. Le calcul de l'erreur commise sur l'efficacité lors d'une expérience de mémoire optique, du type de celle réalisée au chapitre 9, est effectué dans les lignes qui suivent. L'origine de l'incertitude provenant sur la mesure d'efficacité provient du choix du détecteur. Il s'agit d'une photodiode à avalanche (APD) qui ne fournit que deux réponses : OFF si elle ne détecte aucun photon, et ON si elle en détecte au moins 1. Il s'en suit une différence entre le nombre de photons réels et le nombre de photons mesurés qu'il convient de quantifier.

Calculs préliminaires.

– Le nombre de coups comptés par l'APD entre t et $t+T$ vaut :

$$\begin{aligned} N_{C,T} &= \text{Proba}\{n \geq 1, \text{entre } t \text{ et } t+T\} \\ &= 1 - \text{Proba}\{n = 0, \text{entre } t \text{ et } t+T\} \\ &= 1 - e^{-\lambda T} \end{aligned}$$

– Le nombre de photons non comptés par l'APD entre t et $t+T$:

$$\begin{aligned}
N_{NC,T} &= \sum_{k=2}^{\infty}(k-1)\cdot \text{Proba}\{n=k, \text{entre } t \text{ et } t+T\} \\
&= \sum_{k=2}^{\infty}(k-1)\cdot \frac{(\lambda T)^k}{k!}e^{-\lambda T} \\
&= e^{-\lambda T}\left(\lambda T\sum_{k=2}^{\infty}\frac{(\lambda T)^{k-1}}{(k-1)!} - \sum_{k=2}^{\infty}\frac{(\lambda T)^k}{(k)!}\right) \\
&= e^{-\lambda T}\left(\lambda T(e^{\lambda T}-1) - (e^{\lambda T}-1-\lambda T)\right) \\
&= \lambda T - 1 + e^{-\lambda T}
\end{aligned}$$

– L'erreur commise sur la mesure du nombre de photons arrivés sur l'APD entre t et $t+T$ vaut :

$$\begin{aligned}
E &= \frac{\text{Nombre de photons non comptés}}{\text{Nombre de coups} + \text{Nombre de photons non comptés}} \\
&= \frac{\lambda T - 1 + e^{-\lambda T}}{1 - e^{-\lambda T} + \lambda T - 1 + e^{-\lambda T}} \\
&= \frac{\lambda T - 1 + e^{-\lambda T}}{\lambda T}
\end{aligned}$$

On retrouve que la somme des photons comptés et ceux non comptés par l'APD est égale à la valeur moyenne du nombre de photons durant le temps T

Mesure d'efficacité. On considère ici une distribution de photons de paramètre λ qui traverse une mémoire d'efficacité ξ puis est détectée par une APD d'efficacité quantique η. La mesure réalisée est ici un calcul d'efficacité de stockage d'une mémoire qui consiste à diviser l'énergie sortant de la mémoire par l'énergie entrante. La première est mesurée en réalisant une expérience de mémoire complète, tandis que la seconde est obtenue en mesurant un signal de référence lorsque le milieu atomique est enlevé. On a alors :

$$\begin{aligned}
\text{Quantité mesurée} &= \frac{\text{Nombre de photons mesurés par l'APD après la mémoire}}{\text{Nombre de photons mesurés par l'APD en mode référence}} \\
&= \frac{1 - e^{-\xi\eta\lambda T}}{1 - e^{-\eta\lambda T}}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{Quantité réelle} &= \frac{\text{Nombre de photons moyens arrivant sur l'APD après la mémoire}}{\text{Nombre de photons moyens arrivant sur l'APD en mode référence}} \\ &= \frac{\xi\eta\lambda T}{\eta\lambda T} = \xi\end{aligned}$$

$$\text{Erreur relative} = \frac{Q_{\text{mesurée}} - Q_{\text{réelle}}}{Q_{\text{réelle}}} = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{1 - e^{-\xi\eta\lambda T}}{1 - e^{-\eta\lambda T}} - 1$$

Le caractère physique de cette expression est mis en évidence en étudiant ses tendances en fonction des différents paramètres :

- Tendance de l'erreur pour un état avec très peu de photons :

$$E \underset{\lambda\to 0}{\longrightarrow} \frac{1}{\xi} \cdot \xi - 1 = 0$$

  Plus le flux de photons diminue, plus la mesure se rapproche de la valeur réelle.

- Tendance de l'erreur pour un état avec beaucoup de photons :

$$E \underset{\lambda\to\infty}{\longrightarrow} \frac{1}{\xi} - 1$$

  Quand le flux de photon incident est trop grand, l'APD sature. Elle détecte alors forcément un photon, quelle que soit l'efficacité de la mémoire et quelle que soit l'efficacité quantique du détecteur. La mesure donne donc la même quantité pour la référence et pour la mémoire : l'efficacité mesurée vaut 1 quelle que soit ξ. L'erreur relative vaut donc $\frac{1-\xi}{\xi} = \frac{1}{\xi} - 1$

- Tendance de l'erreur quand l'efficacité de la mémoire tend vers 1 :

$$E \underset{\xi\to 1}{\longrightarrow} \frac{1}{\xi} - 1 = 0$$

  Quand l'efficacité vaut 1, la même quantité est mesurée pour la référence et la mémoire. La mesure réalisée est donc entachée de la même erreur à chaque fois. Le quotient effectué dans le calcul de l'efficacité donne donc bien 1.

- Tendance de l'erreur quand l'efficacité de la mémoire tend vers 0 :

$$E \underset{\xi\to 0}{\longrightarrow} \frac{\eta\lambda T}{1 - e^{-\eta\lambda T}} - 1 (\underset{\lambda\to 0}{\longrightarrow} 0)$$

Quand l'efficacité est nulle, l'écart entre l'efficacité mesurée et l'efficacité réelle est nul. Cependant, l'écart tend vers 0 avec une dépendance linéaire en efficacité (linéarisation de l'exponentielle). L'erreur relative tend donc vers une constante.

La figure B.1 trace les profils d'évolution de l'erreur commise sur la mesure d'efficacité en fonction de l'efficacité du détecteur en (a), du nombre de photons par impulsion en (b), et de l'efficacité du processus de mémoire en (c) pour des valeurs réalistes des trois paramètres. Le cas expérimental présenté au chapitre 9 se situe au niveau de la courbe (b) avec un nombre de photon par impulsion inférieur à 1. L'erreur commise sur la mesure d'efficacité à cause du caractère binaire du détecteur APD est donc inférieur à 10 %. Ce n'est donc pas le facteur limitant la mesure ici. On a en effet pu voir que les profils des impulsions reconstituées était assez bruité à cause d'une accumulation d'image non suffisante. Ce bruit engendre des fluctuations du nombre de photons mesurés de l'ordre de la dizaine de pour-cent. La mesure est donc précise à ce pourcentage près.

B Cas d'une mesure avec résolution temporelle d'un état cohérent

Il est également intéressant de résoudre temporellement le signal lumineux sortant de la mémoire. Les impulsions utilisées sont de largeur temporelle typique égale à 1 μs. L'APD ayant un temps mort de l'ordre de 100 ns après la mesure d'un coup, une dizaine de coups sont mesurables dans la même impulsion. Nous essayons ici de comprendre si cela change l'incertitude sur la mesure d'efficacité réalisée.

Le caractère poissonien de la statistique ne dépend pas des temps t et t' entre lesquels on compte les photons. Il est donc possible de remplacer, dans les expressions de la section précédente, la durée T par $T' \neq T$. Le nombre moyen de photons sur une durée $T' = T/m$ vaut alors :

$$\langle N_{T'} \rangle = \lambda T' = |\alpha|^2 \cdot \frac{T'}{T} = \frac{|\alpha|^2}{m}$$

La description de l'impulsion sur une durée T' est donc celle d'un état cohérent d'amplitude $\frac{\alpha}{\sqrt{m}}$

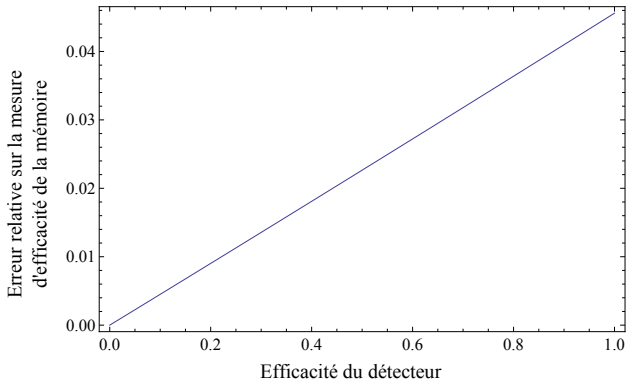
On s'interesse désormais au cas d'un détecteur qui résout temporellement la durée de l'impulsion en m segments de durée $T' = T/m$.Ces m segments sont ensuite sommés dans le calcul de l'efficacité qui prend en compte tous les photons contenus dans l'impulsion. Le calcul de l'erreur s'effectue alors comme suit :

$$\text{Quantité mesurée} = \frac{m(1-e^{-\xi\eta\lambda T'})}{m(1-e^{-\xi\lambda T'})} = \frac{1-e^{-\xi\eta\lambda\frac{T}{m}}}{1-e^{-\xi\lambda\frac{T}{m}}}$$

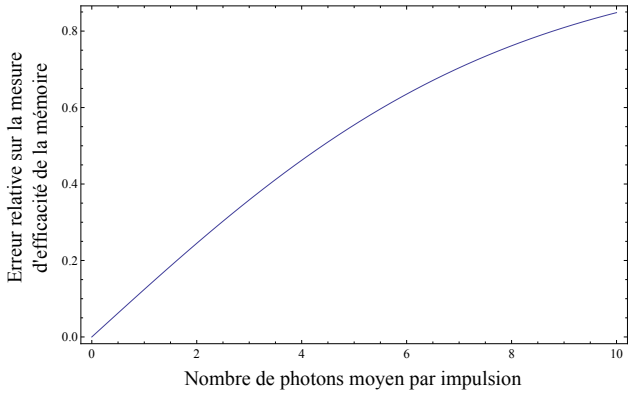
$$\text{Quantité réelle} = \xi$$

$$\text{Erreur relative} = \frac{1}{\xi}\cdot\frac{1-e^{-\xi\eta\lambda T/m}}{1-e^{-\eta\lambda T/m}} - 1$$

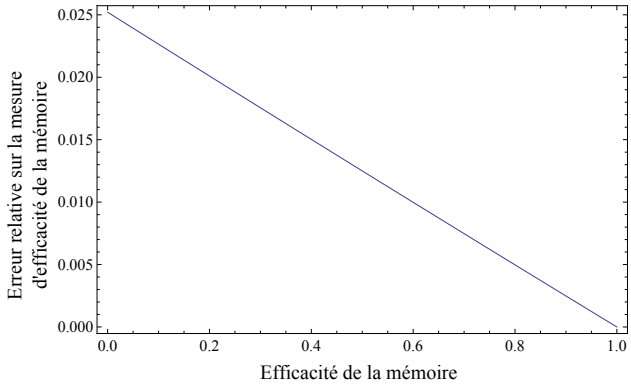
L'erreur réalisée correspond donc à celle qui est réalisée avec un état cohérent contenant en moyenne m fois moins de photons, c'est-à-dire d'amplitude $\frac{\alpha}{\sqrt{m}}$. La mesure est donc rendue plus précise.



(a) Erreur commise en fonction de l'efficacité du détecteur (0.1 photon par impulsion et efficacité mémoire ξ=0.1)



(b) Erreur commise en fonction du nombre de photons moyen par impulsion(efficacité quantique du détecteur =0.5 et efficacité mémoire =0.1)



(c) Erreur commise en fonction de l'efficacité de la mémoire (0.1 photon par impulsion et efficacité quantique du détecteur η=0.5)

FIGURE B.1 – Erreur commise sur la mesure de l'efficacité de la mémoire.

Annexe C

Construction de la diode en cavité étendue à filtre interférentiel

Le plan de montage s'effectue en plusieurs étapes décrites dans les figures qui suivent. Dans chacun des cas, le cercle vide indique la zone qui vient d'être posée et le cercle plein, blanc, indique le type réglage qu'il est possible d'effectuer (rotation/translation...). A la suite du plan de construction, figurent les plans de branchement électriques des différents connecteurs utilisés dans le montage.

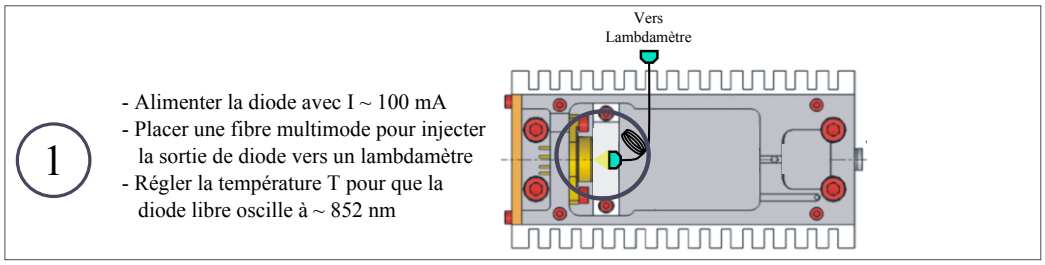


FIGURE C.1 – Etape 1 : Vérification de la longueur d'onde de la diode libre.

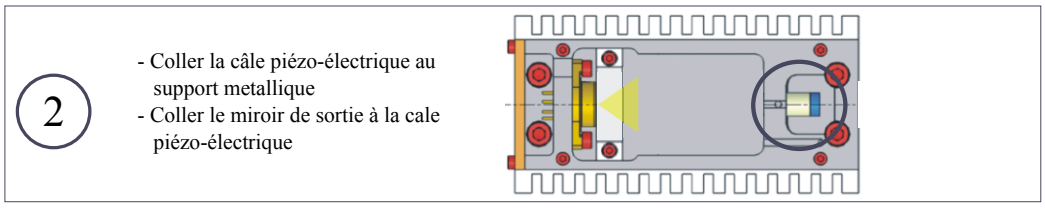


FIGURE C.2 – Etape 2 : Fixation de la cale piézo-électrique et du miroir de sortie de cavité externe.

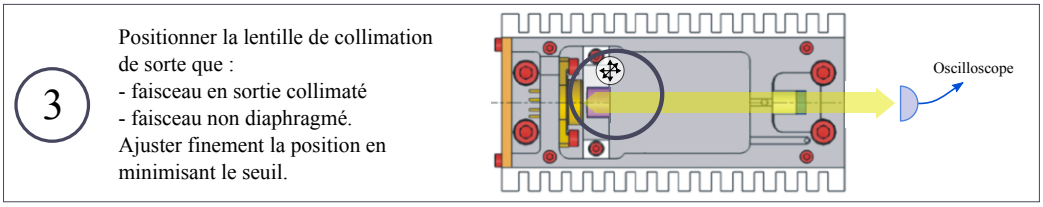


FIGURE C.3 – Etape 3 : Pose de la lentille de collimation.

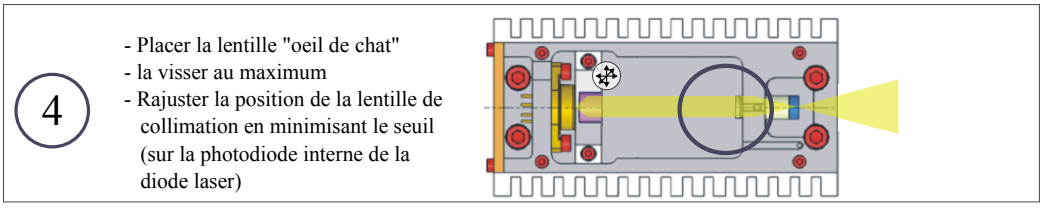


FIGURE C.4 – Etape 4 : Fixation de la lentille "oeil de chat".

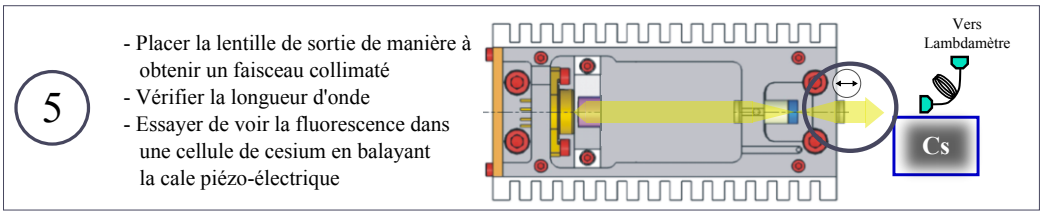


FIGURE C.5 – Etape 5 : Pose de la lentille de collimation externe.

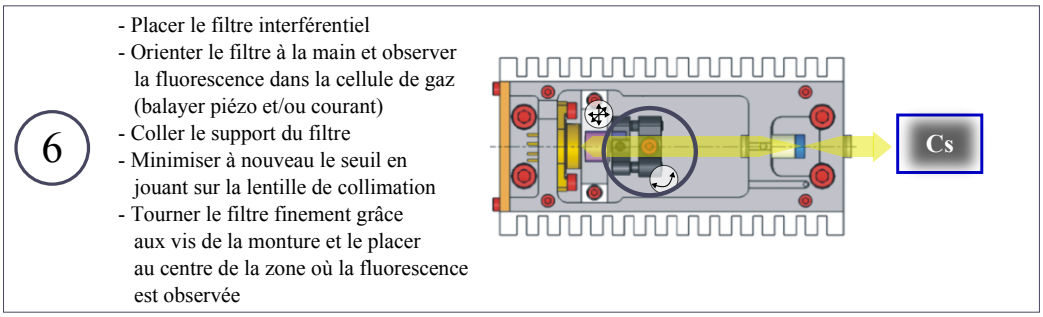


FIGURE C.6 – Etape 6 : Mise en place du filtre interférentiel.

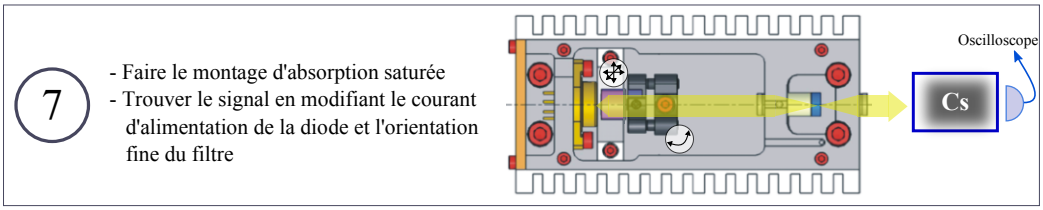


FIGURE C.7 – Etape 7 : Réglage fin du filtre et absorption saturée.

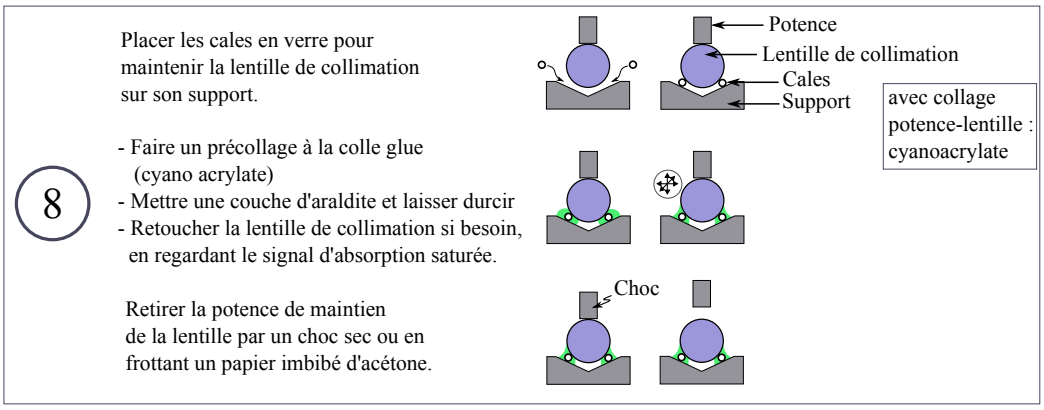


FIGURE C.8 – Etape 8 : Réglage et collage de la lentille de collimation.

Tableau de connexion des fils diode- DB15 F + BNC F diode

Nom fil diode	<--------->	Nom connexion fiche côté diode
TEC interne (+), rouge, pin 1	<--------->	DB15 F / pin 4
TEC interne (-), noir, pin 8	<--------->	DB15 F / pin 12
Thermistor interne, jaune, pin ???	<--------->	DB15 F / pin 5
Thermistor interne, jaune, pin ???	<--------->	DB15 F / pin 13
PhD interne anode, rouge, pin ???	<--------->	DB15 F / pin 2
PhD interne cathode, noir, pin ???	<--------->	DB15 F / pin 10
TEC(+) base, rouge	<--------->	DB15 F / pin 6
TEC(-) base, noir	<--------->	DB15 F / pin 14
Thermistor base, jaune	<--------->	DB15 F / pin 7
Thermistor base, jaune	<--------->	DB15 F / pin 15
Alim +, anode, noir, pin 5 masse !	<--------->	BNC F alim / gaine
Alim -, cathode, rouge, pin 6	<--------->	BNC F alim / cœur
PZT -, extérieur PZT, noir	<--------->	BNC F alim / gaine
PZT +, intérieur PZT, rouge	<--------->	BNC F alim / cœur

Tableau de connexion des fils DB15 F <---> DB15 M + PhD côté contrôle

Numéro pins DB15 M côté diode	<---->	Couleur fil	<---->	Nom connexions fiches côté contrôle
	<---->		<---->	
DB15 M / pin 7	<---->	blanc	<---->	DB15 M contrôle température base / pin 2 (Thermistance)
DB15 M / pin 15	<---->	jaune	<---->	DB15 M contrôle température base / pin 10 (Thermistance)
DB15 M / pin 6	<---->	marron	<---->	DB15 M contrôle température base / pin 3 (Peltier +)
DB15 M / pin 14	<---->	bleu	<---->	DB15 M contrôle température base / pin 11 (Peltier -)
	<---->		<---->	
DB15 M / pin 5	<---->	blanc	<---->	DB15 M contrôle température diode / pin 2 (Thermistance)
DB15 M / pin 13	<---->	jaune	<---->	DB15 M contrôle température diode / pin 10 (Thermistance)
DB15 M / pin 4	<---->	marron	<---->	DB15 M contrôle température diode / pin 3 (Peltier +)
DB15 M / pin 12	<---->	bleu	<---->	DB15 M contrôle température diode / pin 11 (Peltier -)
	<---->		<---->	
DB15 M / pin 2	<---->	noir	<---->	BNC sortie PhD interne - / gaine
DB15 M / pin 10	<---->	rouge	<---->	BNC sortie PhD interne + / cœur

Attention : les numéros des pins DB15 dépendent du type de prise (M ou F), et du sens dans lequel on les regarde !

Vu côté face (broches ou trous) :

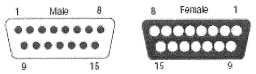


FIGURE C.9 – Connecteurs des diodes et branchements.

Schéma général des câbles de connexion reliant la diode aux différents boîtiers de contrôle :

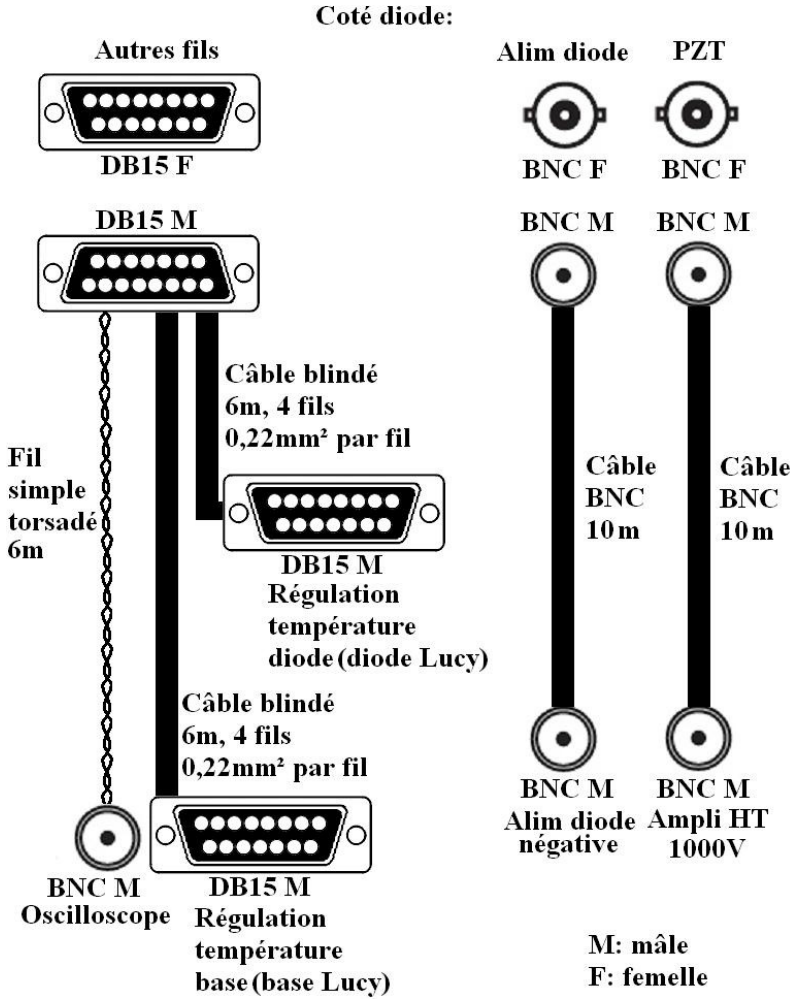


FIGURE C.10 – Schéma de cablage.

Bibliographie

[Afzelius et al., 2010] Afzelius, M., Usmani, I., Amari, A., Lauritzen, B., Walther, A., Simon, C., Sangouard, N., Minar, J., de Riedmatten, H., Gisin, N., and Kroll, S. (2010). Demonstration of atomic frequency comb memory for light with spin-wave storage. *Physical Review Letters*, 104 :040503.

[Agarwal and Nayak, 1986] Agarwal, G. S. and Nayak, N. (1986). Effects of long-lived incoherences on coherent population trapping. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics.*, 19 :3375–3384.

[Agha et al., 2010] Agha, I. H., Messin, G., and Grangier, P. (2010). Generation of pulsed and continuous-wave squeezed light with rb vapor. *Optical Society of America*, 18 :3375–3384.

[Akamatsu et al., 2007] Akamatsu, D., Yokoi, Y., Arikawa, M., Nagatsuka, S., Tanimura, T., Furusawa, A., and Kozuma, M. (2007). Ultraslow propagation of squeezed vacuum pulses with electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 99 :153602.

[Alexander et al., 2006] Alexander, A., Longdell, J., Sellars, M., and Manson, N. (2006). Photon echoes produced by switching electric fields. *Physical review Letters*, 96 :043602.

[Alzetta et al., 1976] Alzetta, G., Gozzini, G. A., Moi, L., and Orriols, G. (1976). An experimental method for the observation of rf transitions and laser beat resonances in oriented na vapour. *Nuevo Cimento Soc. Ital. Fis. B*, 36 :5.

[Andalkar and Warrington, 2002] Andalkar, A. and Warrington, R. (2002). High-resolution measurement of the pressure broadening and shift of the cs d_1 and d_2 lines by n_2 and he buffer gases. *Physical review A*, 65 :032708.

[Appel et al., 2008] Appel, J., Figueroa, E., Korystov, D., Lobino, M., and Lvovsky, A. (2008). Quantum memory for squeezed light. *Physical Review Letters*, 100 :093602.

[Arikawa et al., 2007] Arikawa, M., Honda, K., , Akamatsu, D., Yokoi, Y., Akiba, K., Nagatsuka, S., Furusawa, A., and Kozuma, M. (2007). Obser-

vation of electromagnetically induced transparency for a squeezed vacuum with the time domain method. *optics Express*, 15.

[Arikawa et al., 2010] Arikawa, M., Honda, K., Akamatsu, D., Nagatsuka, S., Akiba, K., Furusawa, A., and Kozuma, M. (2010). Quantum memory of a squeezed vacuum for arbitrary frequency sidebands. *Physical Review A*, 81 :021605.

[Arimondo and Orriols, 1976] Arimondo, E. and Orriols, G. (1976). Non absorbing coherences by coherent two-photon transitions in a three-level optical pumping. *Lettere al nuovo cimento*, 17 :333.

[Autler and Townes, 1955] Autler, S. H. and Townes, C. H. (1955). Stark effect in rapidly varying fields. *Phys. Rev.*, 100 :703–722.

[Baillard et al., 2006] Baillard, X., Gauguet, A., Bize, S., Lemonde, P., Laurent, P., Clairon, A., and Rosenbusch, P. (2006). Interference-filter-stabilized external-cavity diode lasers. *Optics Communications*, 266 :609–613.

[Bennett and Brassard, 1984] Bennett, C. H. and Brassard, G. (1984). Quantum cryptography : public key distribution and coin tossing. *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India, 1984*, page 175.

[Black, 1998] Black, E. (1998). Notes on the pound-drever-hall technique. *Internal working note on the LIGO project.*

[Black, 2001] Black, E. (2001). An introduction to pound-drever-hall laser frequency stabilization. *American Journal of Physics*, 69 :79–87.

[Boller et al., 1991] Boller, K., Imamoglu, A., and Harris, S. (1991). Observation of electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 66 :2593.

[Bramati et al., 2000] Bramati, A., Hermier, J., Jost, V., and Giacobino, E. (2000). Feedback control and non linear intensity noise of nd :yvo4 microchip lasers. *Physical Review A*, 62 :043806.

[Briegel et al., 1998] Briegel, H., Dur, W., Cirac, J., and Zoller, P. (1998). Quantum repeaters : the role of imperfect local operations in quantum communication. *Physical Review Letters*, 81 :5932.

[Buchler et al., 2010] Buchler, B., Hosseini, M., Hetet, G., Sparkes, B., and Lam, P. (2010). precision spectral manipulation of optical pulses using a coherent photon echo memory. *Optics Letters*, 35 :1091.

[Burks, 2010] Burks, S. (2010). *Toward a quantum memory for non-classical light with cold atomic ensembles.* PhD thesis, Universite Pierre et Marie Curie.

[Burks et al., 2009] Burks, S., Ortalo, J., Chiummo, A., Jia, X., Villa, F., Bramati, A., Laurat, J., and Giacobino, E. (2009). Vacuum squeezed light for atomic memories at the d2 cesium line. *American Journal of Physics*, 69 :79–87.

[Cerboneschi and Arimondo, 1995] Cerboneschi, E. and Arimondo, E. (1995). Transparency and dressing for optical pulse pairs through a double-lambda absorbing medium. *Physical Review A*, 52 :1823.

[Cerboneschi and Arimondo, 1996] Cerboneschi, E. and Arimondo, E. (1996). Propagation and amplitude correlation of pairs of intense pulses interacting with double-lambda system. *Physical Review A*, 54 :5400.

[Chakrabarti et al., 2005] Chakrabarti, S., Pradhan, A., Ray, B., and Ghosh, P. N. (2005). Velocity selective optical pumping effects and electromagnetically induces transparency for d2 transitions in rubidium. *Journal of Physics B*, 38 :4321–4327.

[Chaneliere et al., 2005] Chaneliere, T., Matsukevitch, D., Jenkins, S., Lan, S., Kennedy, T., and Kuzmich, A. (2005). Storage and retrieval of single photons transmitted between remote quantum memories. *Nature*, 438 :833.

[Chen et al., 2009] Chen, Y., Wei, X. G., and Ham, B. S. (2009). Detuned slow light in the doppler broadened multi level d2 line of rubidium. *Optics Express*, 17 :1781.

[Choi et al., 2008] Choi, K., Deng, H., Laurat, J., and Kimble, H. (2008). Mapping photonic entanglement into and out of a quantum memory. *Nature*, 452 :67.

[Clausen et al., 2011] Clausen, C., Usmani, I., Bussieres, F., Sangouard, N., Afzelius, M., de Riedmatten, H., and Gisin, N. (2011). Quantum storage of photonic entanglement in a cristal. *Nature*, 469 :509.

[Cviklinski, 2008] Cviklinski, J. (2008). *Interface quantique atomes-champs en regime de variables continues.* PhD thesis, Universite Pierre et Marie Curie.

[Cviklinski et al., 2008] Cviklinski, J., Ortalo, J., Laurat, J., Pinard, M., and Giacobino, E. (2008). Reversible quantum interface for tunable single-sideband modulation. *Physical Review Letters*, 101 :133601.

[Dalibard et al., 1987] Dalibard, J., Reynaud, S., and Cohen Tannoudji, C. (1987). *Interaction of light with matter, a volume in honour of Adriano Gozzini. La cascade radiative de l'atome habillÃ©*. Scuola Normale Superiore.

[Dalton et al., 1985] Dalton, B. J., McDuff, R., and Knight, P. L. (1985). Coherent population trapping. two unequal phase fluctuating laser fields. *Optica Acta*, 20 :1234–1243.

[Dantan, 2005] Dantan, A. (2005). *Generation, stockage et manipulation d'etats non classiques pour des ensembles atomiques et des champs electromagnetiques*. PhD thesis, UPMC.

[Dantan and Pinard, 2004] Dantan, A. and Pinard, M. (2004). Quantum-state transfer between fields and atoms in electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*, 69 :043810.

[Delaubert, 2007] Delaubert, V. (2007). *Imagerie quantique a petit nombre de modes transverses*. PhD thesis, UPMC.

[Deng et al., 2001] Deng, L., Payne, M., and Hagley, E. (2001). Propagation of light pulse in an ultra-cold atomic vaport : mechanism for the loss of the prof field. *Optics Communications*, 198 :129–133.

[Deutsch, 1985] Deutsch, D. (1985). Quantum theory, the church-turing principle and the universal quantum computer. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 400 :97.

[DiVincenzo, 2000] DiVincenzo, D. P. (2000). The physical implementation of quantum computation. *Fortschr. Phys.*, 48 :771–783.

[Donati et al., 1973] Donati, O., Missiroli, G., and Pozzi, G. (1973). An experiment on electron interference. *American Journal of Physics*, 41 :639.

[Drever et al., 1983] Drever, R., Hall, J., Kowalski, F., Hough, J., Ford, G., Munley, A., and Ward, H. (1983). Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator. *Applied Physics B*, 31 :97.

[E. Figueroa, 2006] E. Figueroa, F. Vewinger, J. A. A. L. (2006). On decoherence of electromagnetically-induced transparency in atomic vapor. *Optics Letters*, 31 :2625–2627.

[Einstein et al., 1935] Einstein, A., Podolsky, B., and Rosen, N. (1935). Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete ? *Phys. Rev.*, 47 :777–780.

[Eisaman et al., 2005] Eisaman, M. D., Andre, A., Massou, F., Fleischhauer, M., Zibrov, A. S., and Lukin, M. (2005). Electromagnetically induced transparency with tunable single photon pulses. *Nature*, 438 :837–841.

[Ekert, 1991] Ekert, A. K. (1991). Quantum cryptography based on bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.*, 67 :661–663.

[Estermann et al., 1947] Estermann, I., Fonner, S. N., and Stern, O. (1947). The mean free paths of cesium atoms in helium, nitrogen and cesium vapor. *Physical Review*, 71 :250.

[Fleischhauer et al., 2005] Fleischhauer, M., Imamoglu, A., and Marangos, J. (2005). Electromagnetically induced transparency : Optics in coherent media. *Reviews of Modern Physics*, 77(2) :633–673.

[Fleischhauer and Lukin, 2000] Fleischhauer, M. and Lukin, M. (2000). Dark-state polaritons in electromagnetically induced transparency. *Physical review letters*, 84(22) :5094–7.

[Fleischhauer and Lukin, 2002] Fleischhauer, M. and Lukin, M. D. (2002). Quantum memory for photons : Dark-state polaritons. *Physical Review A*, 65 :022314.

[Fulton et al., 1995] Fulton, D. J., Shepherd, S., Moseley, R. R., Sinclair, B. D., and Dunn, M. H. (1995). Continuous-wave electromagnetically induced transparency : A comparison of v, λ, and cascade systems. *Phys. Rev. A*, 52 :2302–2311.

[Gaubatz et al., 1990] Gaubatz, U., Rudecki, P., Schiermann, S., and Bergmann, K. (1990). Population transfer between molecular vibrational levels by stimulated raman scattering with partially overlapping laser fields. a new concept and experimental results. *The Journal of Chemical Physics*, 92(9) :5363.

[Ghosh et al., 2010] Ghosh, J., Goldfarb, F., Le Gouet, J.-L., Bretenaker, F., and Ghosh, R. (2010). Electromagnetically-induced transparency and slow light in room temperature 4he. *Laser Physics*, 32 :61–70.

[Glauber, 1963] Glauber, R. J. (1963). Coherent and incoherent states of the radiation field. *Physical Review*, 131 :2766.

[Gorshkov et al., 2007] Gorshkov, A. V., Andre, A., Lukin, M. D., and Sorensen, A. S. (2007). Photon storage in lambda-type optically dense atomic media. ii. free space model. *Physical Review A*, 76 :033805.

[Gray et al., 1978] Gray, H., Whitley, R., and Stroud, C. J. (1978). Coherent trapping of atomic populations. *Optics Letters*, 3 :218.

[Hadjar, 1998] Hadjar, Y. (1998). *Etude du couplage opto-mecanique dans une cavite de grande finesse. observation du mouvement Brownien d'un miroir.* PhD thesis, UPMC.

[Haffner et al., 2005] Haffner, H., Hansel, W., Roos, C., Benhelm, J., Chek-al kar, D., Chwalla, M., Korber, T., Rapol, U., Riebe, M., Schmidt, P., Becher, C., Guhne, O., Dur, W., and Blatt, R. (2005). Scalable multiparticle entanglement of trapped ions. *Nature*, 438 :643.

[Hakuta et al., 1991] Hakuta, K., Marmet, L., and Stoicheff, B. P. (1991). Electric-field-induced second-harmonic generation with reduced absorption in atomic hydrogen. *Phys. Rev. Lett.*, 66 :596–599.

[Hald et al., 1999] Hald, J., Sorensen, J., Schori, C., and Polzik, E. (1999). Spin squeezed atoms : a macroscopic entanglemed ensemble created by light. *Physical Review Letters*, 83 :7.

[Hammerer et al., 2010] Hammerer, K., Sorensen, A. S., and Polzik, E. S. (2010). Quantum interface between light and atomic ensembles. *Reviews of Modern Physics*, 8 :1041.

[Harris, 1997] Harris, S. (1997). Electromagnetically induced transparency. *Physics Today*, 50 :36.

[Harris et al., 1990] Harris, S., Field, J., and Imamoglu, A. (1990). Non linear optical processes using electromagnetically induced transparency. *Physical Review Letters*, 64 :1107.

[Harris and Luo, 1995] Harris, S. and Luo, Z.-F. (1995). Preparation energy for electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*, 52 (2) :R928.

[Hau et al., 1999] Hau, L. V., Harris, S., Dutton, Z., and Behroozi, C. H. (1999). Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397 :594.

[Hedges et al., 2010] Hedges, M. P., Longdell, J. J., Li, Y., and Sellars, M. (2010). Efficient quantum memory for light. *Nature*, 465 :1052–1056.

[Heinze et al., 2010] Heinze, G., Rudolf, A., Beil, F., and Halfmann, T. (2010). Storage of images in atomic coherences in a rare-earth-ion-doped solid. *Phys. Rev. A*, 81 :011401.

[Hemmer et al., 1994] Hemmer, P., Cheng, K., Kierstead, J., Shahiar, M., and Kim, M. (1994). Time-domain optical data storage by use of raman coherent population trapping. *Optics Letters*, 19 :296.

[Hemmer et al., 1995] Hemmer, P., Katz, D., Donoghue, J., Cronin-Golomb, M., Shahiar, M., and Kumar, P. (1995). Efficient low-intensity optical phase conjugation based on coherent population trapping in sodium. *Optics Letters*, 20 :982.

[Hetet et al., 2008a] Hetet, G., Buchker, B., Glockl, O., Hsu, M., Akulshin, A., Bachor, H., and Lam, P. (2008a). Delay of squeezing and entanglement using electromagnetically induced transparency. *Optics Express*, 16 :7369.

[Hetet et al., 2008b] Hetet, G., Peng, A., Johnsson, M., Hope, J., and Lam, P. (2008b). Characterization of electromagnetically-induced-transparency-based continuous-variable quantum memories. *Physical Review A*, 77 :012323.

[Honda et al., 2008] Honda, K., Akamatsu, D., Arikawa, M., Yokoi, Y., Akiba, K., Nagatsuka, S., Tanimura, T., Furusawa, A., and Kozuma, M. (2008). Storage and retrieval of a squeezed vacuum. *Physical Review Letters*, 100 :093601.

[Hosseini et al., 2011a] Hosseini, M., Campbell, G., Sparkes, B., Lam, P., and Buchler, B. (2011a). Unconditional room-temperature quantum memory. *Nature Physics*, 7 :794.

[Hosseini et al., 2011b] Hosseini, M., Sparkes, B., Campbell, G., Lam, P., and Buchler, B. (2011b). High efficiency coherent optical memory with warm rubidium vapor. *Nature communications*, 2 :174.

[Hosseini et al., 2009] Hosseini, M., Sparkes, B., Hetet, G., Longdell, J. J., Lam, P., and Buchler, B. (2009). Coherent optical pulse sequencer for quantum applications. *Nature*, 461 :241.

[Josse, 2003] Josse, V. (2003). *Reduction du bruit de polarisation et intrication quantique en variables continues avec un nuage d'atomes froids*. PhD thesis, UPMC.

[Josse et al., 2003] Josse, V., Dantan, A., Vernac, L., Bramati, A., Pinard, M., and Elisabeth, G. (2003). Polarization sqeezing with cold atoms. *Physical Review Letters*, 91 :103601.

[Julsgaard et al., 2004] Julsgaard, B., Sherson, B., Sorensen, J., and Polzik, E. (2004). Characterizing the spin state of an atomic ensemble using the magneto-optical resonance method. *Journal of Optics B.*, 6 :5–14.

[Kasevich and Chu, 1991] Kasevich, M. and Chu, S. (1991). Atomic interferometry using stimulated raman transitions. *Physycal Review Letters*, 67 :181–184.

[Kastler, 1950] Kastler, A. (1950). Quelques suggestions concernant la production optique et la detection optique d'une inegalite de population des niveaux de quantification spatiale des atomes. application Ã l'experience de stern et gerlach et Ã la resonance manetique. *J. Phys. Radium*, 11 :255–265.

[Kilper et al., 1996] Kilper, D., Steel, D., Craig, R., and Scifres, D. (1996). Polarization dependant noise in photon-number squeezed light generated by quantum-well lasers. *Optics Letters*, 21 :1283.

[Kitching et al., 2000] Kitching, J., Knappe, S., Vukicevic, N., Hollberg, L., Wynands, R., and Weidmann, W. (2000). A microwave frequency reference based on vcsel driven dark line resonances in cs vapor. *IEEE Transactions on intrumentation and measurement*, 49 :1313.

[Korsunsky et al., 1999] Korsunsky, E. A., Leinfellner, N., Huss, A., Baluschev, S., and Windholz, L. (1999). Phase-dependent electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. A*, 59 :2302–2305.

[Kosachiov et al., 1991] Kosachiov, D., Matisov, B., and Rozhdestvensky, Y. (1991). Coherent population trapping : sensitivity of an atomic system to

the relative phase of exciting fields. *Optics Communications*, 85(2-3) :209 – 212.

[Kozuma et al., 2002] Kozuma, M., Akamatsu, D., Deng, L., Hagley, E., and Payne, M. (2002). Steep optical-wave group velocity reduction and "storage" of light without on resonance electromagnetically induced transparency. *Physical Review A*, 66 :031801.

[Kuklinski et al., 1989] Kuklinski, J., Gaubatz, U., Hioe, F., and Bergmann, K. (1989). Adiabatic population transfer in a three level system driven by delayed laser pulses. *Physical Review A*, 40 :6741.

[Kurnit et al., 1964] Kurnit, N., Abella, I., and Hartmann, S. (1964). Observation of photon echo. *Physical Review Letters*, 13 :567.

[Kuzmich et al., 1997] Kuzmich, A., Mølmer, K., and Polzik, E. S. (1997). Spin squeezing in an ensemble of atoms illuminated with squeezed light. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :4782–4785.

[Lauro, 2010] Lauro, R. (2010). *Protocoles adiabatiques pour le ralentissement et le stockage de la lumiere dans un cristal de TmYAG*. PhD thesis, Universite Paris XI d'Orsay.

[Lazoudis et al., 2011] Lazoudis, A., Kirova, T., Ahmed, E. H., Qi, P., Huennekens, J., and Lyyra, A. M. (2011). Electromagnetically induced transparency in an open v-type molecular system. *Phys. Rev. A*, 83 :063419.

[Ling et al., 1996] Ling, H. Y., Li, Y.-Q., and Xiao, M. (1996). Coherent population trapping and electromagnetically induced transparency in muiltizeeman-sublevel atoms. *Physical Review A*, 53 :1014.

[Liu et al., 2001] Liu, C., Dutton, Z., Behroozi, C. H., and Hau, L. V. (2001). Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409 :490.

[Longdell et al., 2005] Longdell, J., Fraval, E., Sellars, M., and Manson, N. (2005). Stopped light with storage times greater than one second using electromagnetically induced transparency in a solid. *Physical Review Letters*, 95 :063601.

[Lukin, 2003] Lukin, M. (2003). Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles. *Reviews of Modern Physics*, 75 :457.

[Lukin and Imamoğlu, 2000] Lukin, M. D. and Imamoğlu, A. (2000). Nonlinear optics and quantum entanglement of ultraslow single photons. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1419–1422.

[Lukin et al., 2000] Lukin, M. D., Yelin, S., and Fleischhauer, M. (2000). Entanglement of atomic ensembles by trapping correlated photon states. *Physical Review Letters*, 84(18) :4232.

[Mair et al., 2002] Mair, A., Hager, J., Phillips, D., Walsworth, R., and Lukin, M. (2002). Phase coherence and control of stored photonic information. *Physical Review A*, 65 :031802.

[Merriam et al., 2000] Merriam, A. J., Sharpe, S. J., Shverdin, M., Manuszak, D., Yin, G. Y., and Harris, S. E. (2000). Efficient nonlinear frequency conversion in an all-resonant double-λ system. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :5308–5311.

[Miller et al., 2005] Miller, R., Northup, T., Birnbaum, K. M., Boca, A., Boozer, A. D., and Kimble, H. (2005). Trapped atoms in cavity qed : coupling quantized light and matter. *Journal of physics B*, 38 :S551–S565.

[Mishina et al., 2010] Mishina, O., Sheremet, A., Larionov, N., and Kupriyanov, D. (2010). Autler townes effect in hyperfine structure of alkali-atom d1 line. *Optics and spectroscopy*, 108 :313–318.

[Mishina et al., 2011] Mishina, O. S., Scherman, M., Lombardi, P., Ortalo, J., Felinto, D., Sheremet, A. S., Bramati, A., Kupriyanov, D., Laurat, J., and Giacobino, E. (2011). Electromagnetically induced transparency in an homogeneously broadened transition with multiple excited levels. *Physical Review A*, 83 :053809.

[Moretti et al., 2009] Moretti, D., Felinto, D., and Tabosa, J. (2009). Collapses and revivals of stored orbital angular momentum of light in a cold-atom ensemble. *Physical Review A*, 79 :023825.

[Novikova et al., 2008] Novikova, I., Phillips, N. B., and Gorshkov, A. V. (2008). Optimal light storagewith full pulse shape control. *Physical Review A*, 78 :021802.

[Ortalo, 2009] Ortalo, J. (2009). *Transparence induite electromagnetiquement et memoire quantique dans une vapeur de cesium.* PhD thesis, Universite Pierre et Marie Curie.

[Ortalo et al., 2009] Ortalo, J., Cviklinski, J., Lombardi, P., Laurat, J., Bramati, A., Pinard, M., and Giacobino, E. (2009). Atomic ensemble based quantum memory for sideband modulations. *Journal of Physics B.*, 42 :114010.

[Padmabandu et al., 1996] Padmabandu, G. G., Welch, G. R., Shubin, I. N., Fry, E. S., Nikonov, D. E., Lukin, M. D., and Scully, M. O. (1996). Laser oscillation without population inversion in a sodium atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 76 :2053–2056.

[Petrosyan and Kurizki, 2002] Petrosyan, D. and Kurizki, G. (2002). Symmetric photon-photon coupling by atoms with zeeman-split sublevels. *Phys. Rev. A*, 65 :033833.

[Phillips et al., 2001] Phillips, D., Fleischhauer, A., Mair, A., and Walsworth, R. (2001). Storage of light in atomic vapor. *Physical Review Letters*, 86 :783.

[Phillips et al., 2008] Phillips, N. B., Gorshkov, A. V., and Novikova, I. (2008). Optimal light storage in atomic vapor. *Physical Review A*, 78 :023801.

[Pugatch et al., 2007] Pugatch, R., Shuker, M., Firstenberg, O., Ron, A., and Davidson, N. (2007). Topological stability of stored optical vortices. *Physical Review Letters*, 98 :203601.

[Reim et al., 2011] Reim, K., Michelberger, P., Lee, K., Nunn, J., Langford, N., and Walmsley, I. (2011). Single photon level quantum memory at room temperature. *Physical Review Letters*, 107 :053603.

[Removille, 2009] Removille, S. (2009). *Vers une memoire quantique dans des ions pieges*. PhD thesis, Universite Paris Diderot.

[Ruggiero et al., 2009] Ruggiero, J., Le Gouet, J.-L., Simon, C., and Chaneliere, T. (2009). Why the two-pulse photon echo is not a good quantum memory protocol. *Physical Review A*, 79 :053851.

[Sabooni et al., 2010] Sabooni, M., Beauboin, F., Walther, A., Lin, N., Amari, A., Huang, M., and Kroll, S. (2010). Storage and recall of weak coherent optical pulses with an efficiency of 25 %. *Physical Review Letters*, 105 :060501.

[Scully et al., 1989] Scully, M. O., Zhu, S.-Y., and Gavrielides, A. (1989). Degenerate quantum-beat laser : Lasing without inversion and inversion without lasing. *Phys. Rev. Lett.*, 62 :2813–2816.

[Scully and Fleischhauer, 1992] Scully, O. and Fleischhauer, M. (1992). High sensitivity magnetometer based on index-enhanced media. *Physical Review Letters*, 69 :1360.

[Shaddock et al., 1999] Shaddock, D., Gray, M., and McClelland, D. (1999). Frequency locking an laser to an optical cavity by use of spatial mode interference. *Optics Letters*, 24 :55.

[Shaddock, 2000] Shaddock, D. A. (2000). *Advanced interferometry for gravitational wave detection*. PhD thesis, Australian National University.

[Shahriar and Hemmer, 1990] Shahriar, M. S. and Hemmer, P. R. (1990). Direct excitation of microwave-spin dressed states using a laser-excited resonance raman interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 65 :1865–1868.

[Shor, 1999] Shor, P. W. (1999). Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM Review*, 41 (2) :303–332.

[Shuker et al., 2008] Shuker, M., Firstenberg, O., Pugatch, R., Ron, A., and Davidson, N. (2008). Storing images in warm atomic vapors. *Physical Review Letters*, 100 :223601.

[Simon et al., 2010] Simon, C., Afzelius, M., Appel, J., Boyer de la Giroday, N., Dewhurst, S., Gisin, N., Hu, C., Jelezko, F., Kroll, S., Muller, J., Nunn, J., Polzik, E., Rarity, J., De Riedmatten, H., Rosenfeld, W., Shields, A., Skold, N., Stevenson, R., Thew, R., Walmsley, I., Weber, M., Weinfurter, H., Wrachtrup, J., and Young, R. (2010). Quantum memories. *The European Physical Journal D*, 58 :1–22.

[Stahler et al., 2002] Stahler, M., Wynands, R., Knappe, S., Kitching, J., Hollberg, L., Taichenachev, A., and Yudin, V. (2002). Coherent population trapping resonances in thermal ^{85}rb vapor : d_1 versus d_2 line excitation. *Optics Letters*, 27 :1472.

[Steck, 2008] Steck, D. A. (2008). Cesium d line data.

[Tanji-Suzuki et al., 2011] Tanji-Suzuki, H., Chen, W., Landig, R., Simon, J., and Vuletic, V. (2011). Vacuum induced transparency. *Science*, page 1126.

[Udem et al., 2002] Udem, T., Holzwarth, R., and Hansch, T. (2002). Review article optical frequency metrology. *Nature*, 416 :233–237.

[Vandersypen et al., 2001] Vandersypen, L. M., Steffen, M., Breyta, G., Yannoni, C. S., Sherwood, M. H., and Chuang, I. L. (2001). Experimental realization of shor's quantum factoring algorithm using nuclear magnetic resonance. *Nature*, 414 :883.

[Vernac, 2001] Vernac, L. (2001). *Etude expérimentale et théorique des fluctuations quantiques de champs et d'atomes couples en cavité*. PhD thesis, Universite Piette et Marie Curie.

[Viola, 2004] Viola, L. (2004). Advances in decoherence control. *Journal of modern optics*, 51 :2357–2367.

[Wang et al., 2004] Wang, J., Kong, L., Tu, X., Jiang, K., Li, K., Xiong, H., Zhu, Y., and Zhan, M. (2004). Electromagnetically induced transparency in multi-level cascade scheme of cold rubidium atoms. *Physics Letters A*, 328(6) :437 – 443.

[Welch et al., 1998] Welch, G. R., Padmabandu, G., Fry, E. S., Lukin, M. D., Nikonov, D. E., Sander, F., Scully, M. O., Weis, A., and Tittel, F. K. (1998). Observation of v-type electromagnetically induced transparency in a sodium atomic beam. *Foundations of Physics*, 28 :621.

[Xia et al., 1997] Xia, H., Sharpe, S., Merriam, A., and Harris, S. (1997). Electromagnetically induced transparency in atoms with hyperfine structure. *Physical Review A*, 56 :3362.

[Yamamoto et al., 1986] Yamamoto, Y., Machida, S., and Nilsson, O. (1986). Amplitude squeezing in a pump noise suppressed laser oscillator. *Physical Review A*, 34 :4025.

[Yang et al., 2011] Yang, B., Gao, J., Zhang, T., and Wang, J. (2011). Electromagnetically induced transparency without a doppler background in a multilevel ladder-type cesium atomic system. *Phys. Rev. A*, 83 :013818.

[Zibrov et al., 1999] Zibrov, A. S., Lukin, M. D., and Scully, M. O. (1999). Nondegenerate parametric self-oscillation via multiwave mixing in coherent atomic media. *Phys. Rev. Lett.*, 83 :4049–4052.

Transparence induite électromagnétiquement et mémoires quantiques sur la raie D_2 du césium : effet de l'élargissement inhomogène dans une structure atomique multi-niveaux.

Résumé : Parce qu'il permet une interaction lumière-matière forte, contrôlable, et cohérente, le phénomène de transparence induite électromagnétiquement (EIT) trouve aujourd'hui des applications dans un champ très large de la physique. Cependant, sur la raie D_2 du ^{133}Cs, la transparence expérimentalement mesurée est très faible en présence d'élargissement inhomogène. Nous menons donc une étude théorique qui prend en compte les multiples niveaux excités de la raie et précise leur influence sur l'EIT. Elle conclut à l'existence de classes de vitesses atomiques particulières, responsables de la diminution de la transparence. Nous proposons alors une méthode originale permettant de restaurer l'EIT en creusant localement la distribution de vitesses. L'augmentation ainsi prévue de la transparence est ensuite vérifiée expérimentalement.

Deux expériences de mémoire par EIT sont ensuite présentées. Dans la première, deux quadratures orthogonales d'une bande latérale unique sont stockées dans une vapeur chaude de cesium, puis relues sans mesurer d'excès de bruit. Dans la seconde, le stockage d'un état cohérent en régime de photon unique est obtenu dans un nuage d'atomes froids. Afin de préparer le stockage de lumière non classique, l'asservissement de la mesure d'un état comprimé sur une quadrature fixe a été réalisé. Ce montage doit permettre de démontrer l'intrication déterministe de deux ensembles atomiques.

Mots Clés : optique quantique, transparence induite électromagnétiquement, mémoire quantique, cesium, élargissement inhomogène, structure atomique multi-niveaux, lumière comprimée.

Electromagnetically induced transparency and quantum memories in the cesium D_2 line : effect of the inhomogeneous broadening in a multilevel atomic structure.

Abstract : Because it allows a strong, controllable, and coherent light-matter interaction, electromagnetically induced transparency (EIT) is nowadays used in a wide range of physical phenomena. However, in the D_2 line of ^{133}Cs, and in the presence of inhomogeneous broadening, the experimentally measured transparency is very weak. We thus investigate theoretically a model that takes into account the multiple excited levels of the line and identify the influence of each of them on the EIT. The study concludes that some particular velocity classes of atoms are responsible for the loss of the EIT. We then propose an original method that permits to restore the transparency by velocity distribution shaping. Finally, the expected increase of the transparency is experimentally demonstrated.

Then, two EIT-based quantum memory experiments are presented. In the first one, two orthogonal quadratures of a single-sideband were stored without excess noise in a hot vapor of Cs. In the second one, the storage of a coherent state in the single photon regime in a cloud of cold atoms is obtained. In order to prepare the storage of non classical light, the lock of the homodyne measurement in a fixed quadrature of a squeezed state is realized. This experiment should lead to the demonstration of on demand entanglement of two atomic ensembles.

Key Words : quantum optics, electromagnetically induced transparency, quantum memories, cesium, inhomogeneous broadening, multilevel atomic structure, squeezed light.

Equipe d'Optique Quantique du Laboratoire Kastler Brossel,
Université Pierre et Marie Curie, tour 13-23, Case courier 74,
4 Place Jussieu 75252 Paris cedex 05