



HAL
open science

Initialisation de spin et rotation de polarisation dans une boîte quantique en microcavité

Justin Demory

► **To cite this version:**

Justin Demory. Initialisation de spin et rotation de polarisation dans une boîte quantique en microcavité. Physique Quantique [quant-ph]. Université Paris Saclay (COmUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLS006 . tel-01359181

HAL Id: tel-01359181

<https://theses.hal.science/tel-01359181v1>

Submitted on 2 Sep 2016

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.

NNT : 2016SACLS006

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
préparée à l'Université Paris Sud

ECOLE DOCTORALE N° 572
Onde et Matière (EDOM)

Spécialité de doctorat OPTIQUE ET PHOTONIQUE

Par

M. Justin DEMORY

Initialisation de spin et rotation de polarisation
Dans une boîte quantique en microcavité

Thèse soutenue publiquement le 18 Janvier 2016 à Marcoussis :

Composition du Jury :

M. SAUVAGE Sébastien	Président
Mme. VLADIMIROVA Masha	Rapporteur
M. GAYRAL Bruno	Rapporteur
M. AMAND Thierry	Examineur
Mme. SENELLART Pascale	Directeur de thèse
M. LANCO Loïc	Encadrant de thèse

Titre : Initialisation de spin et rotation de polarisation dans une boîte quantique en microcavité

Mots clés : spin, boîte quantique, rotation de polarisation, micropilier, réflectivité, électrodynamique quantique en cavité

Résumé : Les photons uniques sont des candidats idéaux pour transporter l'information quantique et l'un des défis majeurs est de pouvoir faire interagir ces photons entre eux via une interface lumière-matière efficace. Dans ce contexte, de nombreux travaux de recherche ont visé à implémenter une interface spin-photon, c'est-à-dire une interface entre les qubits volants (photons) et un qubit stationnaire (spin d'un porteur de charge confiné dans un dispositif à l'état solide). Des possibilités prometteuses ont en particulier été ouvertes suite à la démonstration du phénomène de rotation de polarisation induite par un spin unique. Cette rotation Faraday/Kerr, phénomène magnéto-optique bien connu mais appliqué ici à l'interaction avec un spin unique, permet en principe de transférer l'état quantique d'un spin sur l'état quantique des photons transmis/réfléchis. Néanmoins, ces observations de rotation de polarisation induite par un spin unique étaient restées limitées à des angles de rotation de l'ordre de quelques millidegrés. Pendant cette thèse, j'ai démontré qu'une exaltation géante de l'interaction spin-photon peut être obtenue en exploitant les effets de l'électrodynamique quantique en cavité. Le système étudié est constitué d'une boîte quantique semiconductrice (InAs/GaAs) couplée de façon déterministe à une microcavité optique de type micropilier : cette géométrie de cavité constitue une des interfaces les plus efficaces entre un faisceau incident et un système quantique confiné.

De plus, la boîte quantique utilisée ici contient un porteur de charge résident dont le spin peut-être initialisé et mesuré optiquement. Durant cette thèse, j'ai réalisé un montage expérimental permettant d'initialiser l'état de spin confiné à l'intérieur de la boîte quantique et d'analyser la rotation de polarisation induite par ce spin. J'ai pu ainsi démontrer qu'il était possible d'initialiser l'état de spin à l'intérieur de la boîte quantique grâce à un faisceau polarisé circulairement. Ayant un état de spin initialisé, j'ai pu ensuite observer la rotation de polarisation induite par le spin confiné d'environ $\pm 6^\circ$. Cette rotation macroscopique de la polarisation constitue trois ordres de grandeurs par rapport à l'état de l'art précédent. En parallèle des travaux expérimentaux, j'ai étudié théoriquement le phénomène d'initialisation et de rotation de polarisation dans nos systèmes boîte quantique en microcavité. J'ai pu développer des modèles analytiques permettant d'analyser et de prédire les expériences d'excitation résonante et de rotation de polarisation. Ces travaux théoriques ont notamment permis de déterminer des paramètres réalistes pour laquelle la rotation de polarisation optimale est atteinte permettant d'obtenir une interface spin-photon efficace. Cette nouvelle interface entre photon et mémoire quantique ouvre la voie à un large panel d'expériences pour l'information quantique et la communication quantique longue distance.



Title : Spin initialisation and polarization rotation in quantum dot in microcavity

Keywords : spin, quantum dot, polarization rotation, micropillar, réflectivity; CQED

Abstract : Single photons are ideal candidates to carry quantum information and the major challenge that optical quantum computing must face is to engineer photon-matter interaction. A promising way to do so is to implement an efficient spin-photon interface making use of the polarization rotation (so-called Faraday or Kerr rotation) induced by a single spin. Thanks to the polarization rotation, it is possible to transfer the spin state into a polarization state. However, observations of Kerr rotation induced by a single spin were reported only recently, with rotation angles in the few 10^{-3} degree range. Cavity-QED effects are used to demonstrate a giant exaltation of the spin-photon interaction. The device is a single semiconductor quantum dot spin inserted inside a micropillar, a geometry which currently constitutes the most efficient photonic interface between an external laser beam and a confined cavity mode. Further, quantum dots confine a spin state of charge carrier which can be initialized and optically measured. In this thesis, I realized an experimental setup used to initialize a spin state confined in the quantum dot and to analyze the polarization rotation induced by this spin state.

I demonstrated that it was possible to initialize the spin state confined in quantum dot with a circularly polarized beam. Having a well-known spin state, I observed the polarization rotation of $\pm 6^\circ$ induced by a single spin. This macroscopic polarization rotation is three orders of magnitude higher than the previous state of art. In parallel of this experimental work, I studied theoretically spin initialization and polarization rotation phenomenon in our systems. I developed analytical models to characterize and predict the resonant excitation and polarization rotation experiences. Thanks to this theoretical work, I determined realistic parameters for the device to realize an optimal spin-photon interface. This novel way of interfacing a flying qubit and a solid-state quantum memory opens the road for a wide range of applications for quantum information processing and long-distance quantum communication.



Remerciements

Que de bons moments passés au sein de cette équipe des GOSS! Une thèse, c'est une aventure scientifique où l'on rencontre des gens brillants et fort sympathique et durant ces trois années, j'en ai rencontré pas mal. Dans les méandres de l'obscur salle d'expérience et entre quelques mystérieuses équations, j'ai de nombreuses personnes à remercier.

Je remercie Dominique Mailly, directeur du Laboratoire de Photonique et Nanostructures de m'avoir accueilli au laboratoire pendant ces trois années de thèse. Je remercie également le service informatique, toujours disponible, le service administratif acceptant les bons de commande à demi-rempli, l'atelier mécanique avec qui j'ai développé de nouveaux porte-échantillon ainsi que le personnel de la salle blanche. Je remercie en particulier Aristide Lemaître, Carmen Gomez et Isabelle Sagnes qui outre leur bonne humeur, ont permis l'élaboration de ces magnifiques petites choses que sont les boîtes quantiques en microcavité.

Je tiens à remercier les membres de mon jury : Masha Vladimirova, Bruno Gayral, Thierry Amand, Sébastien Sauvage qui ont lu avec attention mon manuscrit malgré les 200 pages qui aurait pu en répugner plus d'un.

Je remercie Paul Voisin, animateur de l'équipe GOSS, toujours chaleureux, généreux en conseils et grand organisateur des fameuses journées des gosses.

Je remercie chaleureusement Pascale Senellart, ma directrice de thèse de m'avoir accepté en thèse et de m'avoir donné l'opportunité de faire mon stage à Copenhague. Son soutien, sa rigueur intellectuelle et ses conseils avisés ne m'ont jamais fait défaut, du début jusqu'à la fin.

Je souhaite remercier sincèrement Loïc Lanco, mon encadrant de thèse pour sa disponibilité malgré un emploi du temps chargé, sa confiance et son dynamisme. Tu représente certainement l'idéal de l'encadrant : investie, légitime, attentionné, et une véritable envie de transmettre. Aucun mot ne pourra me permettre d'exprimer toute la reconnaissance que je te porte et nos multiples discussions me manqueront indéniablement.

Je remercie Olivier Krebs qui est toujours disponible pour prodiguer des conseils.

Merci Daniel Kimura, pour son enthousiasme sans borne et son soutien.

Un remerciement à Jacqueline Bloch et Alberto Amo, pour leur bonne humeur et je m'excuse pour les perturbations auditives dans leur bureau suite aux discussions bruyantes avec Loïc.

Je me dois de remercier Christophe Arnold, compagnon de bureau pendant ma première année, avec qui j'ai passé de nombreuses heures dans l'obscurité à faire la danse du spin et avec qui j'ai pu développer le projet Z qui est à ce jour, encore secrètement gardé dans un placard de la salle de manip.

Je remercie Nicolò Somaschi et Carlos Anton avec qui j'ai passé plusieurs journées autour du cryostat. Je vous dédicace ces quelques mots célèbres d'une artiste espagnol « vamos a la playa, a mi me gusta bailar, el ritmo de la noche, sounds of fiesta »

Remerciements

Dans la lignée des grands Post-doc de cette équipe, je remercie également Simone Luca Portalupi, Anna Nowak, Emanuel Baudin, Thibault Jacqmin, Chris Sturm, Hai son Nguyen, Florent Baboux, Said Rodriguez, Peristera Andreakou, Christian Kessler.

Je remercie également mes amis thésards par ordre d'ancienneté : Vivien loo qui m'a légué son super montage, Olivier Gazzano aux milles et surtout un photon, Dimitrii Tanese et Vera sala aux grandes connaissances polaritonesques. Egalement, mon frère d'arme, Valerian Giesz, mes compères italiens Lorenzo de Santis et Fabrice Lamberti ainsi que Félix Marsault pour les discussions sur l'e-sport et la chaleureuse Marijana Milicevic. Ajoutons enfin trois jeunes padawan thésard Valentin Goblot, Paul Hilaire et Guillaume Coppola. Un merci également à Saami Smaili, stagiaire fort agréable qui a réussi l'exploit d'éclaircir mes programmes.

Je remercie profondément ma famille : mes parents Robert et Régine qui m'ont donné goût à la science et qui m'ont toujours soutenu. Je remercie également ma petite soeur, Pauline et Aurélien, mon petit frère .

Ma vie de doctorant au sein du LPN s'est accompagnée d'une vie en collocation très active. Pour tous ces bons moments, je remercie mes quatre colocataires Pierro, Michou, Ricardo et Nils.

Un grand merci à mes amis qui ont toujours du mal à comprendre que non la téléportation quantique ce n'est pas la téléportation de Star Trek. Je remercie donc Nathalie, Clémence, Marion, Cédric, Valérian, Magalie, Martin, Diane, Antoine, MT, Sylvain, Aurélie, Michaël, Loïc, Clément, Steve, Diana.

BREF, un grand merci à tout le monde pour ces trois merveilleuses années !

Table des matières

Remerciements	5
Introduction	15
1. Boîtes quantiques semiconductrices et microcavités optiques : principaux concepts	19
1.1. Confinement et spin des porteurs de charge dans une boîte quantique semi-conductrice	19
1.1.1. La boîte quantique semiconductrice	19
1.1.1.1. Du matériau massif vers un système quantique	19
1.1.1.2. Croissance des boîtes quantiques	20
1.1.1.3. Structure énergétique des boîtes quantiques	21
1.1.1.4. Excitation optique des boîtes quantiques	21
1.1.1.5. La boîte quantique comme un système à deux niveaux	24
1.1.1.6. Différents types de transition dans les boîtes quantiques	25
1.1.2. La physique du spin,	26
1.1.2.1. Différents états de spin	26
1.1.2.2. Règles de sélection optiques	26
1.1.3. Temps de cohérence du spin	29
1.1.3.1. Mécanismes de relaxation du spin de l'électron	29
1.1.3.2. Méthode d'inhibition de l'interaction hyperfine entre le spin de l'électron et les spins nucléaires	30
1.1.3.3. Mécanismes de relaxation du spin du trou	31
1.1.4. Confinement de charges dans des boîtes quantiques	32
1.2. Manipulation de l'état de spin	32
1.2.1. Initialisation de l'état de spin	32
1.2.1.1. Initialisation du spin de l'électron	33
1.2.1.2. Initialisation du spin du trou	36
1.2.1.3. Initialisation d'une précession de spin	38
1.2.2. Contrôle optique cohérent du spin	39
1.2.2.1. Contrôle cohérent du spin de l'électron	40
1.2.2.2. Contrôle cohérent du spin du trou	41
1.2.3. Lecture de l'état de spin	42
1.2.3.1. La rotation de polarisation	43
1.2.3.2. Réalisations expérimentales	43
1.2.3.3. Vers la mesure non destructive parfaite	46

1.2.4.	Intrication avec le spin	47
1.2.4.1.	Génération de l'intrication entre l'énergie du photon et l'état de spin	47
1.2.4.2.	Mesure de l'intrication entre l'état de spin et l'état du photon	49
1.2.4.3.	Expériences se basant sur l'intrication spin photon	51
1.2.4.4.	Intrication d'un spin avec un photon de source extérieure : vers une interface spin-photon idéale	53
1.3.	Electrodynamique quantique en cavité	53
1.3.1.	Principe de l'électrodynamique quantique en cavité	53
1.3.2.	Les cavités optiques	59
1.3.3.	Excitation résonante et non linéarité optique des boîtes quantiques en micropilier	66
1.3.3.1.	L'excitation résonante de boîtes quantiques	66
1.3.3.2.	Démonstrations expérimentales	68
1.3.3.3.	Effet de non linéarité optique	72
1.4.	Conclusion	75
2.	Modélisation des boîtes quantiques en microcavité : non linéarité optique et initialisation de spin.	77
2.1.	Introduction	77
2.1.1.	Hamiltonien d'un système isolé	77
2.1.2.	Description des processus dissipatifs d'un système	78
2.1.3.	Simulation numérique	79
2.2.	Modélisation d'une cavité optique	79
2.2.1.	Opérateur hamiltonien d'une cavité	79
2.2.2.	Modélisation des pertes dans la cavité	82
2.2.3.	Description analytique semiclassique de la cavité	82
2.2.4.	Spectres de réflectivité et influence des paramètres de cavité	84
2.3.	Modélisation d'une boîte quantique neutre en microcavité	86
2.3.1.	Hamiltonien d'une boîte quantique neutre en cavité	86
2.3.2.	Processus incohérents dans le système à deux niveaux	88
2.3.3.	Description semi-classique de la boîte quantique neutre en microcavité dans l'approximation basse puissance	89
2.3.4.	Influence des paramètres du système dans l'approximation basse puissance	93
2.3.5.	Modèle analytique général de la boîte quantique neutre en microcavité	94
2.4.	Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité sans fluctuations de spin	98
2.4.1.	Hamiltonien d'une boîte quantique chargée	98
2.4.2.	Modélisation des processus dissipatifs	100
2.4.3.	Description analytique de la réponse optique : matrice M_{\uparrow} et M_{\downarrow}	101
2.4.4.	Spectre de réflectivité et non linéarité	102
2.4.4.1.	Cas d'une polarisation incidente circulaire droite	102
2.4.4.2.	Cas d'une polarisation incidente circulaire gauche	102

2.4.4.3.	Cas d'une polarisation incidente linéaire	103
2.4.4.4.	Cas général et non linéarité optique	104
2.5.	Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité avec fluctuations de spin	105
2.5.1.	Modélisation des processus de saut de spin	105
2.5.2.	Description analytique : cas d'un spin fluctuant	106
2.5.3.	Boîtes quantiques neutres et boîtes quantiques chargés : comparaison des réponses optiques	108
2.5.4.	Processus d'initialisation de spin	109
2.6.	Conclusion	114
3.	Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité	115
3.1.	Présentation du montage expérimental	115
3.1.1.	Schéma de principe de la spectroscopie résonante	115
3.1.2.	Préparation du faisceau	116
3.1.3.	Mise en forme du faisceau, alignement, éclairage et visualisation	119
3.1.4.	Analyses et mesures	122
3.1.5.	Cryostat et porte-échantillon	123
3.2.	Caractérisation d'une boîte quantique en micropilier dans le régime de couplage faible	124
3.2.1.	Description de l'échantillon utilisé	125
3.2.2.	Mesures en photoluminescence	126
3.2.3.	Spectroscopie résonante	129
3.2.4.	Non linéarité optique de la boîte quantique	132
3.3.	Démonstration expérimentale de l'initialisation optique du spin	135
3.3.1.	Mise en évidence du pompage optique de spin	135
3.3.2.	Non-linéarité optique due à l'initialisation de spin	136
3.3.3.	Etude des populations du système	138
3.4.	Conclusion	139
4.	Rotation de polarisation et paramètres de Stokes	141
4.1.	Analyse de l'état de polarisation de la lumière	141
4.1.1.	Les paramètres de Stokes	141
4.1.2.	Représentation graphique de l'état de polarisation	144
4.1.3.	Représentation de l'état de polarisation dans la sphère de Poincaré	144
4.2.	Introduction à la rotation de polarisation	146
4.2.1.	Phénomène de rotation de polarisation	146
4.2.2.	Description de la rotation de polarisation par les paramètres de Stokes et la sphère de Poincaré	149
4.2.3.	Vers une interface spin-photon parfaite	150
4.2.4.	Conditions d'orthogonalité des états de polarisation	152
4.3.	Calcul analytique et numérique des paramètres de Stokes	153
4.3.1.	Expression générale analytique des paramètres de Stokes	153
4.3.2.	Evaluation des paramètres de Stokes par méthode numérique	159

4.3.3.	Dépendance des paramètres de Stokes en fonction de l'énergie de la boîte quantique et de l'énergie de la cavité	160
4.3.4.	Influence des paramètres caractéristiques du dispositif : C et η_{top}	161
4.4.	Les paramètres de Stokes pour un pilier elliptique	165
4.4.1.	Expression analytique des paramètres de Stokes pour un pilier elliptique	167
4.4.2.	Influence de l'ellipticité sur les paramètres de Stokes	169
4.4.3.	Interface parfaite avec un pilier anisotrope	170
4.5.	Conclusion	171
5.	Démonstration expérimentale de la rotation de polarisation macroscopique induite par un spin unique	173
5.1.	Description du montage expérimental de rotation de polarisation	174
5.1.1.	Principe de la mesure de rotation de polarisation	174
5.1.2.	Ajout d'un faisceau de pompage	174
5.1.3.	Calibration du faisceau de pompe et du faisceau de sonde.	176
5.1.4.	Calibration des mesures d'analyse de la polarisation	177
5.2.	Mesure de la rotation de polarisation	179
5.2.1.	Mesure de l'intensité totale réfléchie	179
5.2.2.	Mesure du paramètre s_{DA} : observation d'une rotation de polarisation macroscopique	179
5.2.3.	Mesure des paramètre s_{HV} et s_{LR}	183
5.3.	Analyse théorique et discussion	186
5.3.1.	Analyse de l'intensité totale et du paramètre de Stokes s_{DA}	186
5.3.2.	Analyse de s_{HV} - Etude de la dépolarisation résiduelle	189
5.4.	Conclusion	190
6.	Travaux en cours et perspectives	193
6.1.	Développements technologiques en cours : vers une interface spin-photon idéale	194
6.1.1.	Micropiliers contactés électriquement : résultats récents et perspectives	194
6.1.2.	Amélioration de l'efficacité d'extraction et de la coopérativité	194
6.1.3.	Amélioration de la mesure des paramètres de Stokes	198
6.2.	Vers l'observation optique des fluctuations de spin	198
6.2.1.	Mesures des sauts de spin en temps réel	198
6.2.2.	Implémentation d'un champ magnétique en configuration Faraday	199
6.2.3.	La mesure parfaite de l'état du spin	202
6.3.	Contrôle cohérent et précession de spin en champ magnétique transverse	203
6.3.1.	Initialisation et contrôle cohérent du spin	204
6.3.2.	Initialisation d'une précession de spin	204
6.3.3.	Mesures faibles et mesures fortes : vers l'observation de l'effet Zenon quantique	206
6.4.	Vers l'intrication spin-photon	208
6.4.1.	Intrication spin photon basé sur la rotation de polarisation	208
6.4.2.	Intrication multiphotons	209
6.4.3.	Intrication entre deux spins distants	210

Conclusion générale	213
A. ANNEXE 1 : Système à trois niveaux et anisotropie d'échange de la boîte quantique	215
B. ANNEXE 2 : Modélisation d'un système à quatre niveaux avec ellipticité de la cavité	219
C. ANNEXE 3 : Relation entre réflectivité théorique et réflectivité expérimentale	223
Bibliographie	225

Introduction

Un des défis du *XXI^{ème}* siècle est le développement de l'information quantique avec notamment l'élaboration d'un ordinateur quantique [1] et la mise en place d'un réseau de communication quantique [2] : l'ordinateur quantique est très prometteur pour la résolution de problèmes trop complexes pour les ordinateurs classiques d'aujourd'hui. Il a notamment été démontré théoriquement qu'un ordinateur quantique était supérieur à l'ordinateur classique sur les problèmes de factorisation de grands nombres, comme démontré par Peter Shor en 1994 [3], ou la recherche dans des bases de données, démontré par Lov Grover en 1996 [4]. La communication quantique et la cryptographie quantique promettent également des communications sécurisées [5, 6] inviolables sur des distances de plusieurs centaines de kilomètres [7, 8].

La brique de base de l'information quantique et de communication quantique est le bit quantique ou qubit, qui est décrit comme un état :

$$|\Psi\rangle = \alpha |0\rangle + \beta |1\rangle$$

où $|0\rangle$ et $|1\rangle$ sont les états de base du bit quantique et sont équivalents au 0 et 1 des bits classiques. Contrairement à l'ordinateur classique où le bit classique est soit 0 soit 1, le bit quantique peut être dans une superposition cohérente des états $|0\rangle$ et $|1\rangle$ où α et β sont des nombres complexes respectant la condition $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Ces superpositions d'états sont la clé de l'information quantique.

Les bits quantiques à l'état solide sont des candidats prometteurs pour stocker et traiter l'information quantique. Malheureusement, ce type de qubit est difficilement transportable et n'est donc pas adapté pour la communication quantique longue distance. Les bits quantiques photoniques sont bien mieux adaptés pour transporter l'information quantique, puisqu'ils peuvent parcourir des centaines de kilomètres sans interagir avec leur environnement. La communication quantique nécessite cependant des bits quantiques à l'état solide appelés répéteurs quantiques, afin de propager l'information quantique sur de plus grandes distances et il est donc souhaitable d'avoir une interface entre les bits quantiques à l'état solide et les bits quantiques photoniques.

En 2000, DiVincenzo énonce cinq critères à remplir pour qu'un système physique puisse être exploité en tant que bit quantique [9] :

- le système doit être bien décrit et cascadable, c'est à dire qu'il faut être capable de rajouter autant de bits quantiques que l'on souhaite.
- le système doit pouvoir être initialisé dans un état donné.
- des opérations logiques quantiques de type CNOT[10] doivent pouvoir être implementées entre les différents qubits.
- le système doit avoir un temps de cohérence suffisamment long pour que de nombreuses opérations quantiques puissent être effectuées durant ce temps de cohérence.

- l'état du système doit pouvoir être mesuré.

DiVincenzo a étendu ces critères à la communication quantique en ajoutant deux autres critères :

- la possibilité de convertir un bit quantique stationnaire en bit quantique messenger volant et inversement
- la possibilité de transférer un bit quantique volant sur de longues distances.

Il existe différents systèmes exploitables en tant que bits quantiques stationnaires tels que les ensembles d'atomes [7], les ions piégés [11, 12], les qubits supraconducteurs basés sur les jonctions Josephsons [13, 14, 15], les centres NV¹ [16, 17], ou le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique [18, 19]. Une charge (électron ou trou) confinée dans une boîte quantique semiconductrice est un candidat intéressant en tant que bit quantique à l'état solide [20] : il est possible d'initialiser [21, 22], de contrôler [23, 24] et de lire l'état de spin [25, 26] ainsi que d'intriquer l'état de spin avec un état photonique [27, 19, 28]. Ce système peut démontrer des temps de cohérence de l'ordre de la microseconde [29, 23]. Par ailleurs, il est possible d'intégrer les boîtes quantiques dans des cavités optiques permettant, une excellente interaction de la lumière avec celle ci comme prédit par le groupe de John Rarity à Bristol [30].

Les boîtes quantiques en microcavité ont déjà démontré leur potentiel que ce soit en tant que sources ou en tant qu'interfaces lumière-matière. En effet, les boîtes quantiques sont d'excellentes sources de photons uniques [31] et indiscernables [32], efficaces en tant que bits quantiques transportables. L'utilisation d'une cavité optique permet de grandement améliorer le rendement des sources grâce à l'effet Purcell [33]. Les boîtes quantiques en microcavité sont également idéales pour interagir avec les photons : des expériences ont démontré le couplage fort [34, 35, 36] avec l'observation des états mixtes lumière matière dans ces systèmes.

Dans l'équipe de Pascale Senellart, une grande expertise en électrodynamique quantique en cavité a été développée grâce notamment au développement de la technique de lithographie in-situ [37] qui permet de coupler de manière déterministe une boîte quantique avec une cavité micropilier. Ces dispositifs ont démontré leur efficacité en temps que sources brillantes de photons uniques indiscernables [38, 39] indispensables à la communication quantique et la cryptographie quantique. Parallèlement, des expériences en excitation résonante ont permis d'observer le couplage fort entre la boîte quantique et la cavité micropilier [40] et de démontrer un seuil de non linéarité à 8 photons incidents dans nos systèmes [41].

Cette thèse s'est déroulée dans le groupe de Pascale Senellart au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN), et a été encadrée par Loïc Lanco. Se basant sur les travaux théoriques de John Rarity à Bristol [30], l'idée générale de ma thèse était d'élaborer une interface spin-photon optimale en associant la technologie des boîtes quantiques en microcavité avec les techniques de manipulation de spin. J'ai ainsi étudié une boîte quantique en micropilier dans laquelle est confiné le spin d'un trou. Dans les premiers temps, j'ai étudié ce dispositif en excitation résonante et ai pu observer la transition chargée de la boîte quantique en couplage faible avec le micropilier. J'ai pu ensuite démontrer qu'il était possible d'initialiser l'état de spin à l'intérieur de la boîte quantique grâce à un faisceau polarisé circulairement. Ayant un état de spin initialisé, j'ai pu ensuite observer la rotation de polarisation induite

1. Défaut d'azote dans le diamant associé à une lacune

par le spin confiné. Cette rotation macroscopique de la polarisation d'environ $\pm 6^\circ$ constitue trois ordres de grandeurs supérieur par rapport à l'état de l'art précédent [42].

En parallèle des travaux expérimentaux, j'ai étudié théoriquement le phénomène d'initialisation et de rotation de polarisation dans nos systèmes boîte quantique en microcavité. J'ai pu développer des modèles analytiques permettant d'analyser et de prédire les expériences d'excitation résonante et de rotation de polarisation. Ces travaux théoriques ont notamment permis de déterminer des paramètres réalistes pour laquelle la rotation de polarisation optimale est atteinte permettant d'obtenir une interface spin-photon efficace.

Ce mémoire se découpe en six chapitres :

Le chapitre 1 expose les principaux concepts sur la physique des boîtes quantiques et la physique du spin dans les boîtes quantiques. Nous présenterons différentes expériences démontrant l'initialisation, le contrôle cohérent, et la lecture d'un bit quantique basé sur un spin confiné dans une boîte quantique. La dernière partie présentera l'intérêt d'intégrer une boîte quantique dans une microcavité et nous présenterons également plusieurs expériences d'excitation résonante dans ces systèmes.

Le chapitre 2 introduit un modèle analytique semi-classique permettant de prédire et d'interpréter les spectres de spectroscopie résonante dans le cas d'une boîte quantique sans charge puis dans le cas d'une boîte quantique avec une charge confinée. Nous comparerons ce modèle analytique avec un modèle numérique exact et nous analyserons le phénomène d'initialisation d'un état de spin sous excitation résonante.

Le chapitre 3 décrit dans une première section le montage expérimental développé, et les mesures de spectroscopie résonante réalisées sur une boîte quantique en couplage faible avec la microcavité seront présentées dans la deuxième section. Enfin dans la dernière section, nous démontrerons l'initialisation de l'état de spin à l'intérieur d'une boîte quantique en micropilier.

Le chapitre 4 présente un modèle analytique prédisant la rotation de polarisation induite par un spin confiné dans une boîte quantique en micropilier et nous démontrerons qu'il est possible d'obtenir une interface spin-photon optimale avec un dispositif réaliste. Le chapitre se décompose en quatre parties : la première section introduira les bases permettant de décrire un état de polarisation de la lumière et la seconde section décrira phénoménologiquement et formellement le phénomène de rotation de polarisation. Le modèle analytique est décrit pour des piliers parfaitement symétriques dans la troisième section et des piliers anisotropes dans la dernière section. Là encore, nous comparerons le modèle analytique au modèle numérique exact.

Le chapitre 5 est consacré à la démonstration expérimentale de la rotation de polarisation induite par un spin unique. Nous montrerons que le spin peut induire une rotation de polarisation macroscopique de $\pm 6^\circ$ dans nos systèmes soit trois ordres de grandeur au-dessus de l'état de l'art précédent. La première section décrira le montage expérimental permettant la mesure de rotation de polarisation. L'ensemble des mesures de rotation de polarisation sont réunies dans la deuxième section et nous comparerons la théorie et l'expérience dans la dernière section.

Le chapitre 6 expose les développements technologiques et expérimentaux qui ont suivi la démonstration de la rotation de polarisation : nous présenterons un nouveau type de micropilier permettant le contrôle électrique de nos dispositifs. Nous verrons que ce dispositif

Introduction

a des caractéristiques très favorables pour réaliser une interface spin-photon optimale. La deuxième section de ce chapitre décrit l'implémentation d'un champ magnétique dans le cryostat et propose une expérience pour mesurer les sauts quantiques de spin. La troisième section décrit les perspectives de ce travail en ce qui concerne le contrôle cohérent du spin et son implémentation dans une cavité micropilier. L'intrication déterministe spin-photon et ses applications seront décrites dans la dernière section.

1. Boîtes quantiques semiconductrices et microcavités optiques : principaux concepts

Le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique est un système prometteur pouvant être utilisé comme bit quantique stationnaire pour l'information quantique et la communication quantique [43, 44]. Parallèlement, de nombreuses expériences d'électrodynamique quantique en cavité ont mis en évidence une forte interaction entre la lumière et les boîtes quantiques en cavité. Dans ce manuscrit, nous étudions un spin confiné dans une boîte quantique en cavité micropilier qui permet de réaliser des expériences d'optique quantique sur le spin en bénéficiant des avantages de l'électrodynamique en cavité. Ce chapitre a pour objectif d'introduire les concepts physiques permettant la compréhension des expériences présentées dans les chapitres suivants, et présentera l'état de l'art des expériences d'optique quantique sur un spin confiné dans une boîte quantique d'une part, et sur des systèmes boîtes quantiques en cavité d'autre part.

La première section de ce chapitre introduira les propriétés physiques d'une boîte quantique et d'un spin confiné. La deuxième section de ce chapitre présentera plusieurs expériences de manipulation optique de spin dans des boîtes quantiques uniques ; nous décrirons également quelques travaux sur l'intrication de l'état de spin avec l'état du photon. La dernière section mettra en avant les avantages de coupler une boîte quantique à une cavité optique : dans cette section, nous développerons le concept d'électrodynamique quantique en cavité et nous décrirons la cavité micropilier. La fin de cette section s'attachera à détailler les expériences d'excitation résonante et de non linéarité optique sur des boîtes quantiques en microcavité.

1.1. Confinement et spin des porteurs de charge dans une boîte quantique semiconductrice

1.1.1. La boîte quantique semiconductrice

1.1.1.1. Du matériau massif vers un système quantique

Dans un matériau massif semiconducteur, les électrons sont répartis sur des bandes d'énergie séparées par des bandes interdites. La densité d'états qui décrit les états électroniques pour une énergie donnée est une fonction continue de l'énergie proportionnelle à $\sqrt{E - E_g}$ représentée sur la figure 1.1.a . En réduisant une dimension de ce matériau massif à quelques nanomètres, on forme une structure appelée puits quantique qui confine les porteurs dans une dimension de l'espace à l'intérieur des sous-bandes et la densité d'états est modifiée et

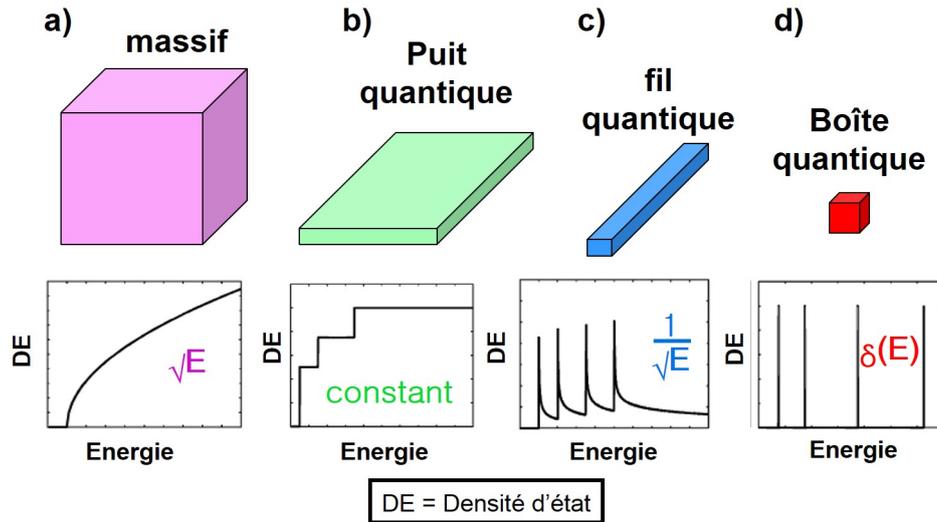


FIGURE 1.1. – Représentation de la densité d'état pour a) un matériau massif b) un puit quantique c) un fil quantique et d) une boîte quantique [45]

constante pour n'importe quelle énergie (Fig1.1.b). En réduisant une deuxième dimension à quelques nanomètres, on forme une structure appelée fil quantique qui confine les électrons et les trous dans deux dimensions et la densité d'états à une dimension est proportionnelle à $\frac{1}{\sqrt{E}}$ (Fig1.1.c). Enfin, si les trois dimensions du matériau sont réduites à quelques nanomètres, les charges sont confinées dans les trois directions de l'espace et la densité d'états devient alors discrète avec l'apparition de niveaux d'énergie discrets (Fig1.1.d).

Découverte dans les années 80 [46], cette structure appelée boîte quantique semiconductrice est un agrégat de milliers d'atomes qui a des propriétés similaires à un atome de par sa densité d'état discrétisée [47]. Les boîtes quantiques peuvent être réalisées de différentes manières telles que la synthèse chimique colloïdale [48], le dépôt chimique en phase vapeur [49] ou l'épitaxie par jet moléculaire (MBE¹) [50]. Découverte en 1985 par L. Goldstein et al [51], la croissance des boîtes quantiques semiconductrices réalisée par MBE est la méthode utilisée pour synthétiser des boîtes quantiques semiconductrices en InAs/GaAs auto-assemblées sur substrat de GaAs.

1.1.1.2. Croissance des boîtes quantiques

L'épitaxie par jet moléculaire est une technique de croissance cristalline qui dépose les atomes couche après couche sur un substrat sous ultraviolet. Il existe différents modes de croissance des boîtes quantiques utilisant l'épitaxie par jet moléculaire ou MBE, comme l'épitaxie par gouttelette [52] ou par la méthode de croissance de type Stranski-Krastanov [51]. Les boîtes quantiques utilisées dans nos expériences sont obtenues par la méthode de croissance de type Stranski-Krastanov et une image de microscopie électronique d'une boîte quantique est représentée sur la figure 1.2.a : on dépose quelques couches atomiques d'Arseniure d'Indium (InAs) sur un substrat d'Arseniure de Gallium (GaAs). L'InAs est un matériau qui a un paramètre de maille légèrement plus grand (6.06Å) que le GaAs (5.65 Å), ce

1. Molecular Beam Epitaxy

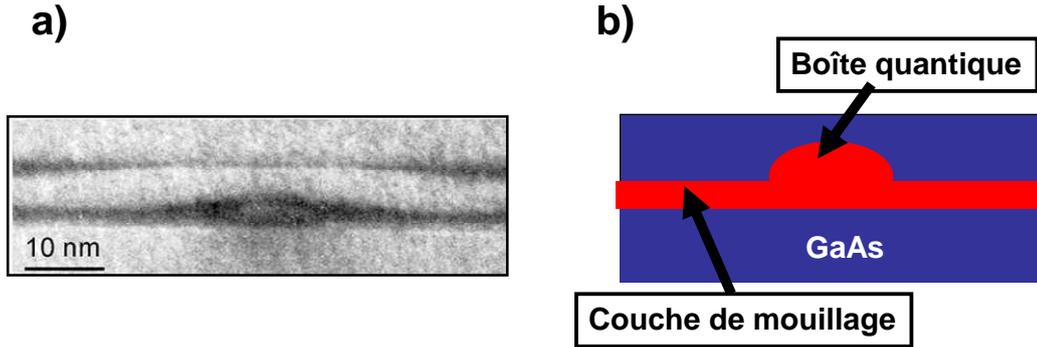


FIGURE 1.2. – a) Image de microscopie électronique à transmission réalisée par Gilles Patriarche (LPN). b) Schéma d’une boîte quantique semiconductrice en InAs dans une matrice de GaAs

qui engendre des contraintes sur la couche de InAs. A mesure que la couche de InAs va croître, le matériau va relaxer ces contraintes en formant des îlots à la surface [53]. Ces îlots sont appelés boîtes quantiques et ont une hauteur de quelques nanomètres dans l’axe de croissance ainsi qu’une longueur et une largeur d’une vingtaine de nanomètres dans les directions du plan des couches. Sous les inclusions repose une fine couche d’InAs qu’on appelle “couche de mouillage” qui confine également les porteurs de charges, représentée sur la figure 1.2.b. Grâce à cette technique, on génère entre une dizaine et un millier de boîtes quantiques par μm^2 réparties aléatoirement sur l’échantillon. Une dizaine de boîtes quantiques par μm^2 représente notamment une faible densité de boîtes quantiques à la surface, très intéressante pour les expériences sur boîte quantique unique. La densité et la géométrie des boîtes quantiques sont contrôlées en modifiant les conditions de croissance telles que la température ou la vitesse de déposition [54]. On recouvre ensuite les îlots d’une couche de GaAs.

1.1.1.3. Structure énergétique des boîtes quantiques

Sur la figure 1.3, nous avons représenté le profil de potentiel d’une boîte quantique de InGaAs dans une matrice de GaAs. Les porteurs de charge peuvent occuper les états du continuum du substrat de GaAs, du continuum de la couche de mouillage ou les états discrets de la boîte quantique. La largeur de bande interdite de la couche de mouillage (1.42 eV à 4K) est plus faible que la largeur de bande interdite du GaAs (1.53 eV à 4K) [55]. Le GaAs va donc se comporter comme barrière de potentiel pour les porteurs de la bande de conduction et de la bande de valence de la boîte quantique et de la couche de mouillage. La couche de mouillage est considérée comme un puits quantique où les charges sont réparties sur un continuum d’énergie tandis que les boîtes quantiques confinent ces charges dans les trois directions spatiales les répartissant sur des niveaux d’énergie discrets.

1.1.1.4. Excitation optique des boîtes quantiques

La boîte quantique peut être excitée de manière résonante ou de manière non résonante. Les boîtes quantiques semiconductrices auto-assemblées ont été mises en évidence pour la première fois par des mesures de photoluminescence, c’est à dire par excitation non résonante

1. Boîtes quantiques semiconductrices et microcavités optiques : principaux concepts

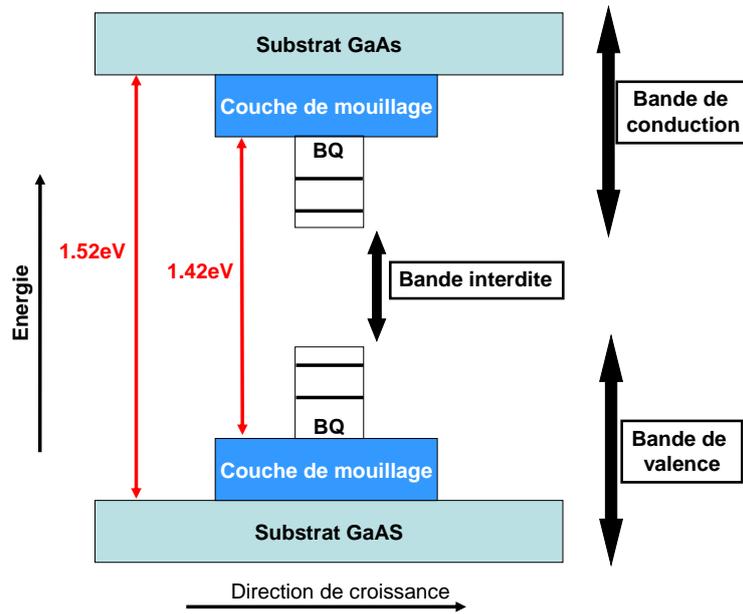


FIGURE 1.3. – Représentation du profil de potentiel de la boîte quantique dans une matrice de GaAs à 4K

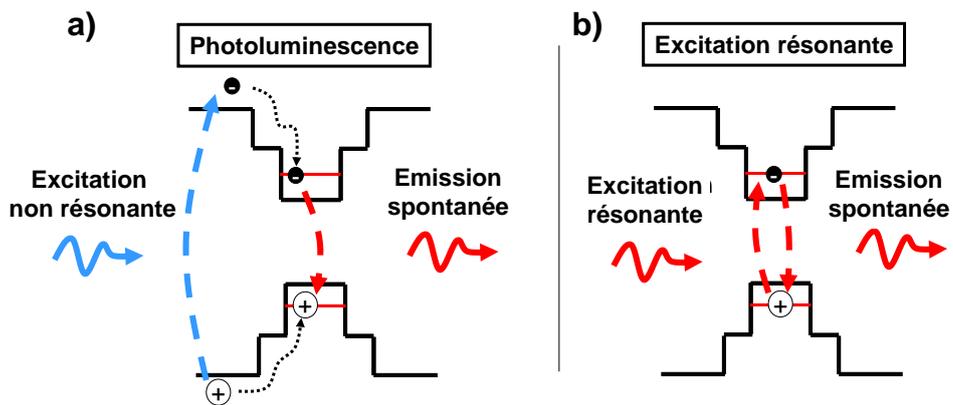


FIGURE 1.4. – Schéma de principe de la photoluminescence à gauche et de l'excitation résonante à droite.

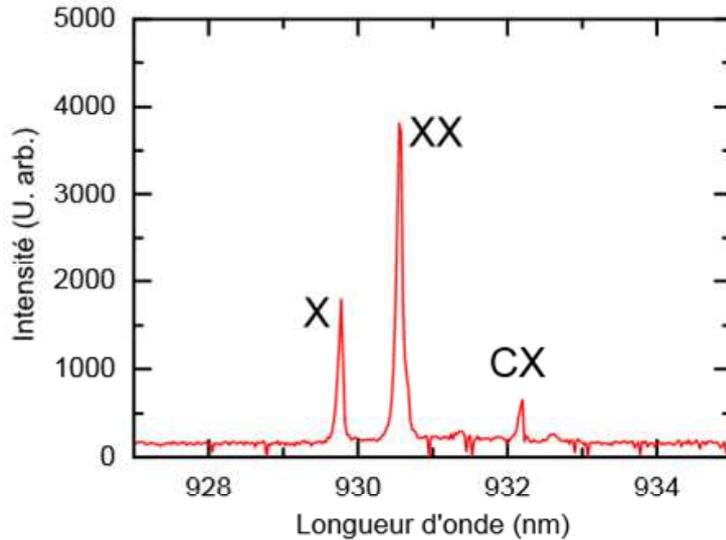


FIGURE 1.5. – Spectre de photoluminescence extrait de la thèse d’Olivier Gazzano [60]. On peut voir apparaître sur ce spectre les différentes transitions de la boîte quantique : X pour exciton, XX pour biexciton et CX pour trion, c’est à dire, la création d’un exciton en présence d’une charge résidente dans la boîte quantique à l’état fondamental. Chaque transition a une énergie (ou longueur d’onde) bien définie et différente de celles des autres transitions comme décrit dans la section 1.1.1.6.

[51, 56]. L’excitation non résonante schématisée sur la figure 1.4.a consiste à exciter un électron de la bande de valence du substrat ou de la couche de mouillage via un photon d’énergie supérieure à la bande interdite du GaAs ou de l’InAs. L’électron va alors migrer vers la bande de conduction et l’ensemble des états de valence privé de cet électron va être modélisé par une quasi-particule appelée “trou”. Le trou est caractérisé par une masse effective, une charge positive et un état de spin. Les électrons et les trous relaxent et sont piégés dans les différents niveaux discrets de la boîte quantique en un court laps de temps (quelques dizaines de picosecondes). La recombinaison d’une paire électron-trou conduit ensuite à l’émission d’un photon par émission spontanée d’énergie égale à l’énergie de la transition. Cette méthode permet de visualiser l’ensemble des transitions de la boîte quantique comme le montre la figure 1.5. Sur cette figure, X, XX et CX représentent respectivement les transitions de l’exciton, du biexciton et du trion, commentées un peu plus loin dans cette section. On observe sur ce spectre de photoluminescence que chaque transition de la boîte quantique a une énergie bien distincte de celle des autres transitions.

Représentée sur la figure 1.4.b, l’excitation résonante qui nous intéressera plus particulièrement ici, consiste à exciter directement une transition de la boîte quantique avec un photon d’énergie égale à l’énergie de la transition [57, 58, 59]. La recombinaison par émission spontanée entraîne une émission d’un photon de même énergie. Dans la section 3.3 de ce chapitre, nous présenterons les expériences d’excitation résonante faites sur des boîtes quantiques en micropilier, notamment celles réalisées dans l’équipe du LPN.

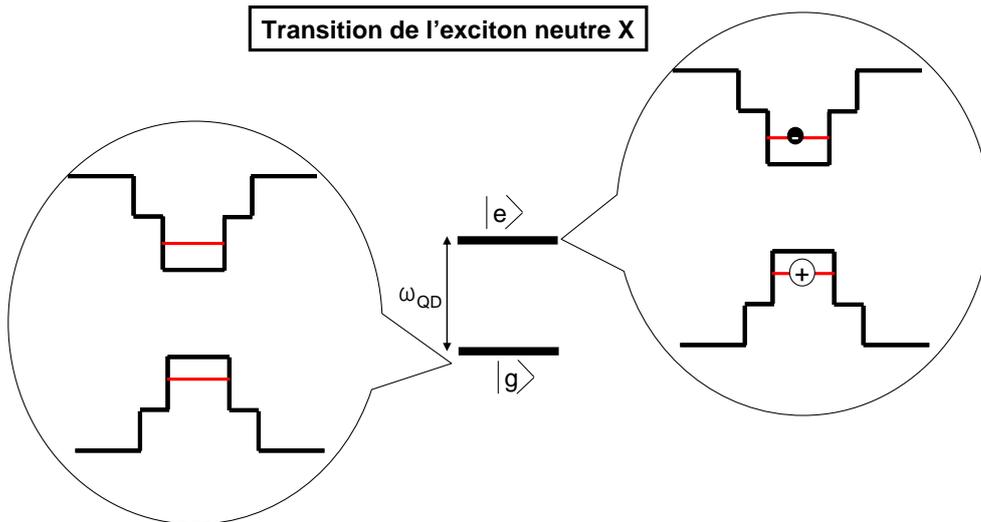


FIGURE 1.6. – Modélisation de la boîte quantique comme un système à deux niveaux : $|g\rangle$ est l'état fondamental de la boîte quantique correspondant à une boîte quantique neutre (la bande de valence est rempli et la bande de conduction vide). $|e\rangle$ est l'état excité de la boîte quantique correspondant à une paire électron trou confinée à l'intérieur de la boîte quantique.

1.1.1.5. La boîte quantique comme un système à deux niveaux

Le couple électron trou généré lors de l'excitation résonante ou non résonante est une quasi-particule que nous appellerons exciton dans ce manuscrit ².

Il est commode de représenter la boîte quantique comme un système à deux niveaux (schématisé sur la figure 1.6.a) avec un état fondamental noté $|g\rangle$ et un état excité noté $|e\rangle$ correspondant à un état composé d'une paire électron-trou dans la boîte quantique. La transition de l'état $|g\rangle$ vers un état $|e\rangle$ se fait soit par absorption d'un photon de même énergie que la différence d'énergie ω_{QD} entre les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$ ³ (en excitation résonante) soit par capture des porteurs (en excitation non résonante).

De par le couplage entre l'état excité $|e\rangle$ et les fluctuations de l'état du vide, l'état $|e\rangle$ est un état instable. La transition de l'état $|e\rangle$ vers $|g\rangle$ se fait par recombinaison de l'électron avec le trou avec émission d'un photon. Ce processus appelé émission spontanée est caractérisé par un temps de vie radiatif T_1 de l'ordre de la nanoseconde. Ce temps correspond à la durée entre la création de l'exciton et la recombinaison radiative de la paire electron-trou.

En général, la boîte quantique va interagir avec l'environnement, ce qui va perturber l'état excité $|e\rangle$. L'interaction de l'exciton avec les phonons optiques et acoustiques [61, 62] (modes vibrationnels du réseau cristallin) ainsi qu'avec l'environnement électrostatique fluctuant [62] peuvent faire perdre la cohérence de l'état excité avec l'état fondamental. Ces processus sont partiellement inhibés à basse température et les expériences sur les boîtes quantiques sont donc réalisées dans ces conditions. La phase de l'exciton va être perturbée après un temps

2. La paire électron-trou n'est pas un exciton à proprement parler car l'appariement spatial de l'électron et du trou est dû principalement au puits de potentiel de la boîte quantique plutôt qu'à l'interaction coulombienne comme c'est le cas dans les matériaux massifs

3. Notons que ω_{QD} dépend non seulement des énergies des états discrets de la bande de conduction et de la bande de valence, mais également l'énergie d'interaction coulombienne entre l'électron et le trou.

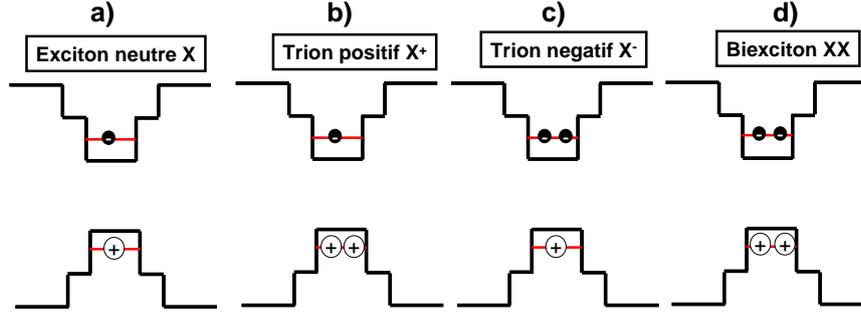


FIGURE 1.7. – Représentation des différentes transitions d'une boîte quantique. Les ronds noirs correspondent aux électrons et les ronds vides aux trous.

de déphasage pur noté T_2^* ⁴. On peut définir ainsi le temps de cohérence de l'exciton T_2 pendant lequel l'exciton conserve sa cohérence. Il est défini par le temps de vie et le temps de déphasage pur par la relation [63] :

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}$$

Dans le cas idéal où la boîte quantique est isolée, on atteint la limite radiative où $T_2 = 2T_1$ où seule l'émission spontanée est le mécanisme de relaxation du système. Suivant l'inégalité temporelle d'Heisenberg, ces temps de vie peuvent être associés à des largeurs en énergie. On définit ainsi γ_{rad} , la largeur spectrale associée au temps de vie radiatif T_1 , γ^* , le taux de déphasage pur et γ , le taux de décohérence du système, reliés par la relation :

$$\gamma = \frac{\gamma_{rad}}{2} + \gamma^*$$

Nous manipulerons généralement ces différents taux en termes d'énergie (γ est un taux et $\hbar\gamma$ est une énergie). Ces énergies sont de l'ordre de quelques μeV . Tout au long de ce manuscrit, nous manipulerons de préférence les taux caractéristiques du système qui s'expriment en énergie ($1\mu eV$ correspondant à $0.6ns^{-1}$).

1.1.1.6. Différents types de transition dans les boîtes quantiques

Plus d'un exciton peut être présent dans la boîte quantique. On parle alors de biexciton pour la présence de deux excitons dans la boîte quantique représentés sur la figure 1.7.d . L'énergie de la transition du biexciton notée XX, est cependant différente de celle de l'exciton à cause des interactions coulombiennes dues à la présence du premier exciton. Comme le montrait le spectre de la figure 1.5, l'énergie du biexciton est différente de l'énergie de l'exciton. Un photon d'énergie ω_X peut exciter la transition de l'exciton mais il faudra un deuxième photon d'énergie ω_{XX} différente de ω_X pour créer un deuxième exciton et obtenir un état biexcitonique XX. La boîte quantique ne peut interagir qu'avec un seul photon d'énergie définie à la fois ce qui en fait un milieu hautement non linéaire : si deux

4. Le terme $\frac{1}{T_2^*}$ est utilisé dans ce manuscrit pour décrire aussi bien un déphasage pur au sens strict qu'un déphasage induit par diffusion spectrale

photons de même énergie sont envoyés sur la boîte quantique, un seul photon excitera la boîte quantique. Cette dernière sera transparente pour le deuxième photon. Cette propriété de la boîte quantique est très intéressante et nous reviendrons par la suite sur ce phénomène.

La boîte quantique peut également avoir une charge (électron ou trou) confinée à l'état fondamental. Dans ce cas, de par la présence de la particule résidente, l'énergie ω_{CX} pour créer un exciton est différente de l'énergie de la transition de la boîte quantique neutre et l'état généré avec le photon adéquat est appelé trion négatif (deux électrons et un trou représentés sur la figure 1.7.c) noté X^- pour un électron résidant, et trion positif (deux trous et un électron représentés sur la figure 1.7.b) noté X^+ pour un trou résidant. CX est la notation utilisée lorsque la transition est trionique mais que la charge n'a pas été identifiée, comme sur la figure 1.5.

Les porteurs de charge ont un spin qui conditionne l'interaction de la lumière avec la boîte quantique avec notamment l'apparition de règles de sélection optique décrite dans la partie suivante.

1.1.2. La physique du spin,

1.1.2.1. Différents états de spin

Dans les alliages en GaAs avec lesquels nous travaillons, un électron de la bande de conduction a un moment angulaire total J égal à $\frac{1}{2}$. Dans les boîtes quantiques, la dimension selon l'axe de croissance noté z est généralement plus faible d'un ordre de grandeur comparée aux dimensions dans le plan (x, y) de l'échantillon (quelques nm dans l'axe de croissance et 20nm dans le plan). Le confinement est donc plus fort suivant l'axe z et on considère ici la valeur de moment angulaire de l'électron selon l'axe z . L'électron de charge négative peut avoir deux états possibles : un état de spin $-\frac{1}{2}$ selon z représenté par $|\downarrow\rangle_z$ ou un état de spin $+\frac{1}{2}$ noté $|\uparrow\rangle_z$.

En physique des semiconducteurs, on distingue les trous "lourds" et les "trous légers". Le trou de la bande de valence a également en première approximation un moment angulaire $\frac{3}{2}$ dont la projection vaut $\pm\frac{1}{2}$ pour un trou léger et à $\pm\frac{3}{2}$ pour un trou lourd. Dans les semiconducteurs massifs, les trous lourds et trous légers sont dégénérés (lorsque le vecteur d'onde est nul). Cependant, le confinement anisotrope lève la dégénérescence entre les niveaux d'énergies des trous lourds et des trous légers. Dans les boîtes quantiques, les états propres des niveaux associés à la transition fondamentale ont une composante très majoritaire de trou lourd et le mélange avec la composante de trou léger reste faible car l'écart en énergie entre trou lourd-trou léger est de l'ordre de la dizaine de meV . On considère donc que le moment angulaire du trou selon l'axe z est $J_z = -\frac{3}{2}$ et on note son état de spin $|\downarrow\rangle_z$ ou un moment angulaire $J_z = +\frac{3}{2}$ avec un état de spin noté $|\uparrow\rangle_z$.

1.1.2.2. Règles de sélection optiques

Les photons sont des particules bosoniques ayant un spin entier. Les photons polarisés circulairement gauche $|L\rangle$ ou circulairement droit $|R\rangle$ ont une projection du moment angulaire dans la direction de propagation⁵ égale à -1 ou $+1$, respectivement. Quand un photon pola-

5. On considère ici, une excitation parallèle à l'axe de croissance, c'est à dire, selon l'axe z

1.1. Confinement et spin des porteurs de charge dans une boîte quantique semiconductrice

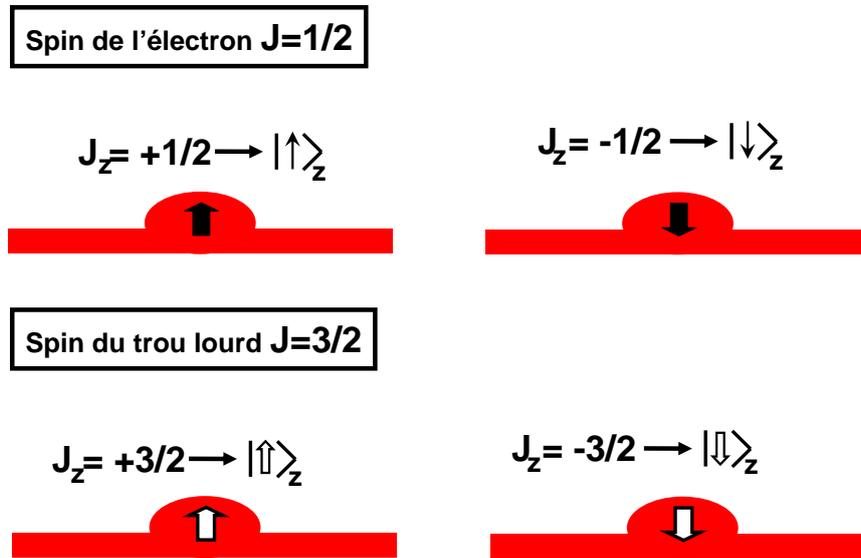


FIGURE 1.8. – Représentation du spin avec un moment angulaire projeté sur l'axe z pour l'électron et le trou.

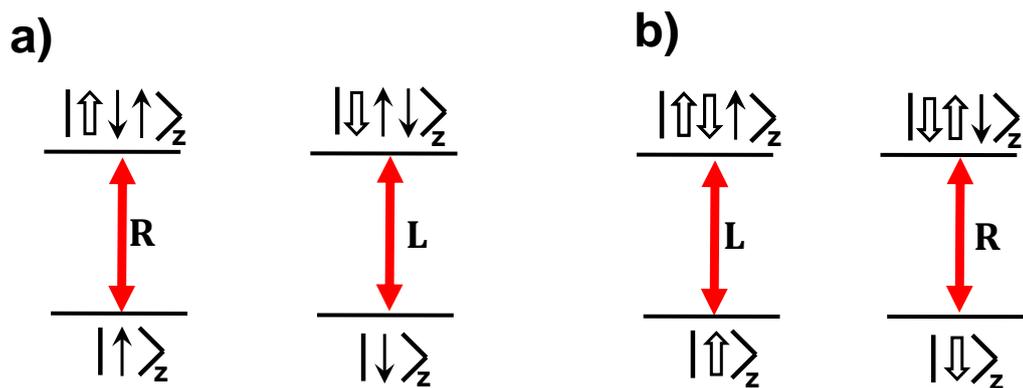


FIGURE 1.9. – a) Représentation des niveaux d'énergies pour un trion négatif (un électron confiné dans la boîte quantique) avec les règles de sélection optiques. b) Représentation des niveaux d'énergies pour un trion positif (un trou confiné dans la boîte quantique) avec les règles de sélection optiques

risé circulairement est absorbé par une transition de la boîte quantique, le moment angulaire doit être conservé par le système. La conservation du moment angulaire entraîne que seules les configurations de spins opposées sont autorisées ($|\uparrow\downarrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\rangle$). Dans le cas où les spins du trou et de l'électron ont la même direction, le moment cinétique total des deux états de spin sera égal à ± 2 . Dans l'approximation dipolaire électrique, la lumière ne peut exciter ces transitions que l'on appelle états noirs ($|\uparrow\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\downarrow\rangle$). Les états brillants correspondent à des états de spin antiparallèles ($|\uparrow\downarrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\rangle$) qui interagissent avec la polarisation circulaire ($|L\rangle$ ou $|R\rangle$). Sous excitation résonante, la lumière ne peut donc générer que des paires électron-trou avec des états $|\uparrow\downarrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\rangle$.

Comme présenté dans la première section, il existe différents types de transitions dans une boîte quantique. La boîte quantique peut notamment confiner des électrons ou des trous à l'état fondamental. En physique quantique, les fermions tels que les électrons ou les trous ont un spin demi-entier tandis que les bosons tels que les photons ont un spin entier. Le principe d'exclusion de Pauli découvert en 1925, énonce que deux particules fermioniques ne peuvent être dans le même état quantique.

Lorsqu'un électron est confiné à l'intérieur d'une boîte quantique, l'état de spin de l'électron est soit $|\uparrow\rangle_z$ soit $|\downarrow\rangle_z$. Dans ce cas, le principe de Pauli exclut qu'un autre électron puisse être dans le même état quantique que l'électron confiné sur la bande de conduction. Si le spin de l'électron résidant a un état $|\uparrow\rangle_z$, l'électron excité optiquement aura donc un état opposé $|\downarrow\rangle_z$. A l'inverse, si le spin de l'électron résidant est $|\downarrow\rangle_z$, l'électron créé aura un état de spin $|\uparrow\rangle_z$.

Le principe d'exclusion de Pauli et la conservation du moment angulaire définissent des règles de sélection optiques dans la boîte quantique semiconductrice :

- Si l'électron résidant a un état de spin $|\uparrow\rangle_z$ (représenté en bas à gauche sur le système à 4 niveaux de la figure 1.9.a), le principe d'exclusion de Pauli impose qu'un électron généré optiquement a un état de spin $|\downarrow\rangle_z$. Or, pour générer optiquement un électron avec un état $|\downarrow\rangle_z$, il faut créer une paire électron-trou d'état $|\downarrow\uparrow\rangle_z$. Pour que le moment angulaire soit conservé, le photon incident doit avoir un état de polarisation $|R\rangle$ et on en déduit donc que la transition $|\uparrow\rangle_z \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_z$ n'est excitable que par la polarisation circulaire $|R\rangle$.

- Comme le montre la branche droite de la figure 1.9.a, si l'électron résidant a un état de spin $|\downarrow\rangle_z$, l'électron généré optiquement doit posséder un état de spin $|\uparrow\rangle_z$. Pour respecter la conservation du moment angulaire, la transition $|\downarrow\rangle_z \rightarrow |\downarrow\downarrow\rangle_z$ n'est excitable que par la polarisation circulaire gauche $|L\rangle$.

Il en résulte qu'une boîte quantique chargée sera sensible à une seule polarisation circulaire suivant l'état de spin de la charge confinée. Ces règles de sélection optiques sont valables également pour un trou confiné (les trous étant également des fermions de spin demi-entier) et les règles de sélection optiques d'un trou confiné sont représentées sur la figure 1.9.b. Lorsque l'état de spin du trou résidant est $|\uparrow\rangle_z$, on ne peut créer qu'une paire électron-trou $|\downarrow\uparrow\rangle_z$ pour respecter le principe d'exclusion de Pauli, et la conservation du moment angulaire impose que la transition $|\uparrow\rangle_z \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_z$ n'est excitable que par des photons d'état $|L\rangle$. Avec le même raisonnement, la transition $|\downarrow\rangle_z \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_z$ est excitable par la polarisation circulaire droite $|R\rangle$ lorsque le trou résidant est dans l'état $|\downarrow\rangle_z$.

Les expériences faisant interagir les photons avec le spin exploitent ces règles de sélection optiques pour obtenir des phénomènes très intéressants. La section 2 présentera plusieurs

expériences exploitant ces règles de sélection optiques.

1.1.3. Temps de cohérence du spin

Les états de spin de l'électron ou du trou vont généralement fluctuer au cours du temps à cause des perturbations environnantes (interaction avec les phonons, mélanges trou lourd trou léger, spins nucléaires, fluctuations de charges...etc). Dans cette section, nous allons décrire les principaux processus de relaxation du spin.

Un retournement de spin d'un électron consiste par exemple à passer d'un état $|\uparrow\rangle$ à un état $|\downarrow\rangle$. On caractérise le retournement de spin par le temps de relaxation du spin T_{sf} ou le taux de relaxation $\gamma_{sf} = \frac{1}{T_{sf}}$ (sf pour spin-flip). Dans les matériaux massifs, les sources principales de relaxation du spin sont les processus diffusifs à travers le mécanisme de Elliott-Yafet et le mécanisme de Dyakonov-Perel [64]. Le premier mécanisme trouve son origine dans le champ électrique accompagnant les vibrations du réseau cristallin ou d'une impureté chargée qui se transforme en un champ magnétique effectif à travers l'interaction spin-orbite. Le mécanisme de Dyakonov-Perel intervient dans les cristaux ne possédant pas de centre d'inversion de symétrie, tels que GaAs et InAs. Ce mécanisme repose sur l'interaction spin-orbite qui produit un écartement des bandes de conduction de spins anti-parallèles. Ces deux mécanismes sont basés sur l'interaction spin-orbite couplée à des processus diffusifs dépendants de la température [65].

Le confinement des charges dans la boîte quantique inhibe les mécanismes de relaxation de spin basés sur la diffusion [66]. Cependant, la localisation des charges exalte également de nouveaux mécanismes tel que l'interaction hyperfine dans les matériaux III-V, où les spins des porteurs de charge interagissent avec $\sim 10^5$ spins nucléaires de la boîte quantique [67, 68, 69].

1.1.3.1. Mécanismes de relaxation du spin de l'électron

Les deux mécanismes principaux de relaxation de spin de l'électron sont l'interaction hyperfine [67, 68, 69] et le mécanisme de relaxation assisté par phonon [70]. En absence de champ magnétique extérieur appliqué au système, l'interaction hyperfine est le mécanisme prédominant dans la relaxation du spin de l'électron confiné qui se produit en quelques centaines de picosecondes [71, 68].

Le spin de l'électron et les spins nucléaires interagissent à travers l'interaction hyperfine. Pour les électrons de conduction, leur symétrie orbitale de type s entraîne un recouvrement de la fonction de Bloch de l'électron sur les sites atomiques. Pour l'électron, c'est donc l'interaction hyperfine de contact qui domine. En première approximation, le spin de l'électron va subir l'équivalent d'un champ magnétique nucléaire effectif appelé champ Overhauser (voir Fig 1.10). Dans les boîtes quantiques en InGaAs, l'intensité de ce champ fluctuant est de l'ordre de 20 mT. Le spin de l'électron précesse autour de ce champ nucléaire qui fluctue aléatoirement, ce qui provoque la relaxation du spin de l'électron, mais seulement partielle au 1/3 de sa valeur initiale [64].

Par ailleurs, les spins nucléaires subissent l'équivalent d'un champ magnétique électronique effectif appelé champ Knight. Il y a donc une forte rétroaction de la part du système schématisée sur la figure 1.10 donnant lieu à des phénomènes complexes notamment en présence

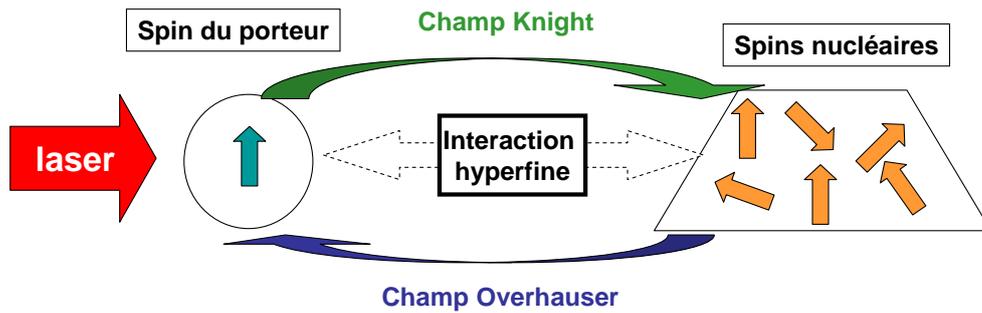


FIGURE 1.10. – schéma de l’interaction réciproque entre le spin de l’électron et les spins nucléaires.

de pompe optique ou de champ magnétique extérieur (effets de bistabilité dans le champ nucléaire et d’hystérésis dans les spectres d’excitation résonante [72, 73, 24]).

Dans un champ magnétique élevé, la relaxation par interaction hyperfine est bloquée et le mécanisme de relaxation de l’électron assisté par phonon devient le mécanisme dominant. Le temps de relaxation du spin peut atteindre alors la milliseconde [74]. Ce mécanisme dépend fortement de la température et il est donc préférable de travailler à des températures basses pour avoir des temps de relaxation longs [75].

1.1.3.2. Méthode d’inhibition de l’interaction hyperfine entre le spin de l’électron et les spins nucléaires

Pour utiliser le spin de l’électron comme un bit quantique stationnaire, il est nécessaire de minimiser voir de supprimer les effets de spin nucléaire pour avoir des temps de cohérence longs.

L’utilisation de matériaux avec des spins nucléaires nuls tels que le silicium ou les centre NV (défaut d’azote dans le diamant associé à une lacune) pourrait être une solution. Des temps de cohérence de l’ordre de la seconde à 77K [76] et de l’ordre de la milliseconde à température ambiante [17] ont pu être observé notamment dans les centres NV.

Pour neutraliser cette interaction dans les matériaux tels que le GaAs et l’InAs, une méthode serait de contrôler l’orientation des spins nucléaires à l’intérieur de la boîte quantique. L’application d’un champ magnétique permet notamment “d’écranter” partiellement le champ effectif nucléaire augmentant le temps de relaxation à la microseconde pour des champs magnétiques faibles et à des temps de relaxation de l’ordre de la milliseconde pour des champ forts (plusieurs Tesla) [71]. La figure 1.11 schématise l’effet d’un champ magnétique extérieur sur l’orientation des spins nucléaires. L’effet des fluctuations du champ magnétique nucléaire est inhibé sur la figure 1.11.

Des méthodes plus élaborées existent comme la possibilité de polariser optiquement les spins des noyaux [77]. Les technique d’écho de spin utilisées dans les ensembles de boîtes permettent de se débarrasser en partie du déphasage pur et augmentent donc le temps de relaxation du spin mais sont compliquées à mettre en oeuvre. Des résultats prometteurs ont été obtenus par la méthode d’autosynchronisation de mode initiée par A.Greulich [29, 78, 79] sur des ensembles de boîtes quantiques. Cette méthode consiste à synchroniser la précession du spin de l’électron et la précession des spins nucléaires avec des impulsions laser

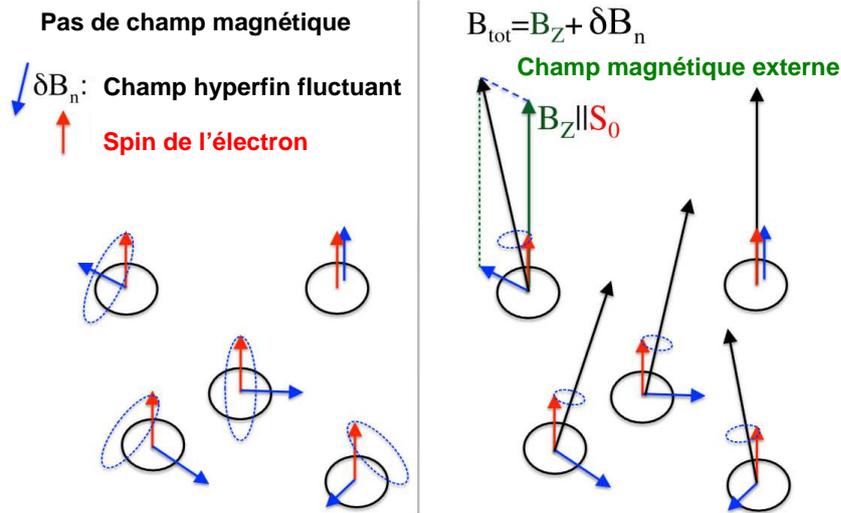


FIGURE 1.11. – Figure extraite de la référence [77]. Schéma de précession du spin de l'électron autour du champ effectif nucléaire (à gauche) et autour du champ total (champ extérieur et champ effectif nucléaire à droite) dans un ensemble de boîtes quantiques semiconductrices. L'application d'un champ magnétique extérieur inhibe les fluctuations du champ magnétique nucléaire.

de polarisation circulaire. Nous discuterons plus en détail de cette méthode dans la section 2.2 de ce chapitre.

1.1.3.3. Mécanismes de relaxation du spin du trou

Le trou ayant une fonction de Bloch de symétrie p, l'interaction hyperfine de contact est négligeable. Cependant, dans le cas des symétries p, l'interaction hyperfine dipôle-dipôle reste présente [80, 81]. Contrairement à l'interaction hyperfine de contact, l'interaction hyperfine dipôle-dipôle est fortement anisotrope. Par ailleurs, l'anisotropie de la boîte quantique due aux contraintes provoque généralement un mélange trou lourd-trou léger. Ce mélange trou lourd-trou léger modifie l'interaction hyperfine et diminue le temps de cohérence du spin [82, 83, 84]. L'interaction hyperfine du spin a été mesurée environ 10 fois plus faible que l'interaction hyperfine de contact [85, 86] correspondant à un temps de relaxation du spin du trou 10 fois plus long que celui de l'électron, de l'ordre de 10ns [87].

La situation change en présence d'un champ magnétique extérieur. Un champ magnétique très faible (5mT) est suffisant pour écranter partiellement les fluctuations de spin nucléaire pour le spin du trou. Un fort champ inhibe fortement l'interaction hyperfine et la relaxation de spin est donc régie par le mécanisme de relaxation assisté par phonon. Le temps de relaxation du spin du trou est toutefois plus long que celui de l'électron qui atteint plusieurs ms. Cette limitation est en partie due au mécanisme de relaxation assisté par phonon qui s'opère avec deux phonons plutôt qu'un seul [88, 89]. Ce phénomène est également dépendant de la température et les expériences sont donc faites de préférence à basse température [90].

Expérimentalement, des temps de relaxation très longs ont pu être mesurés comme les travaux de Heiss et al qui ont mesuré un temps de relaxation d'environ $270\mu s$ [91, 92] en

un champ magnétique intense. Dans ces expériences, l'interaction hyperfine est inhibée et la relaxation du spin est due à l'interaction trou-phonon.

1.1.4. Confinement de charges dans des boîtes quantiques

Pour créer un bit quantique à base de spin, il faut confiner un électron ou un trou au sein de la boîte quantique. Ceci est rendu possible par l'ajout d'une couche dopée proche de la couche contenant les boîtes quantiques. De cette manière, un trou [93] ou un électron [29] peuvent être confinés en permanence dans la boîte quantique à basse température de manière intrinsèque.

Un dispositif plus élaboré consiste à intégrer une boîte quantique dans un dispositif à blocage de Coulomb [94, 95]. Lorsque le dispositif est en régime de blocage de Coulomb, la barrière de potentiel est trop importante pour que l'électron puisse s'échapper. Pour un dispositif donné, on trouve une plage de tension où un électron peut être piégé dans la structure. Au delà de cette région, on peut charger la boîte quantique avec un électron supplémentaire pour avoir deux électrons ou la décharger et avoir une boîte neutre comme le montre la carte de luminescence de la figure 1.12. En régime de blocage de Coulomb, l'électron a très peu de chance de s'échapper par effet tunnel cependant l'effet "cotunnel" persiste. Ce phénomène échange le spin de l'électron confiné avec le spin d'un électron près de l'énergie de Fermi dans la couche dopée. C'est donc un phénomène de relaxation de spin qui peut être contrôlé en variant la tension aux bornes du dispositif.

Dans le groupe de M. S. Skolnick, ils utilisent une boîte quantique intégrée dans une structure Schottky [96]. Un exciton polarisé $|\uparrow\downarrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\rangle$ est généré via un laser pulsé résonant polarisé circulairement gauche ou circulairement droit. L'électron est ensuite évacué de la boîte quantique par effet tunnel ne laissant que le trou avec un spin $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$.

1.2. Manipulation de l'état de spin

Nous avons vu dans la première section de ce chapitre, que le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique répondait à deux des critères requis pour qu'un système physique soit un bit quantique : un système dont les états sont bien définis et un temps de cohérence suffisamment long pour pouvoir effectuer des opérations quantiques. Cette section est consacrée à l'état de l'art sur la manipulation optique du spin dans une boîte quantique unique permettant de compléter les trois autres "critères de DiVincenzo" décrits dans l'introduction générale. Nous exposerons des expériences d'initialisation, de contrôle et de lecture de spin. Nous terminerons cette section par des expériences d'intrication avec des spins confinés dans des boîtes quantiques uniques.

1.2.1. Initialisation de l'état de spin

En information quantique, la capacité à initialiser les bits quantiques est cruciale pour les opérations quantiques qui nécessitent généralement d'avoir un état initial de départ. L'idée générale de l'initialisation de spin est d'imposer un état $|\uparrow\rangle$, $|\downarrow\rangle$ ou une superposition d'état $\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$ par pompage optique du spin. Découverte en physique atomique dans un

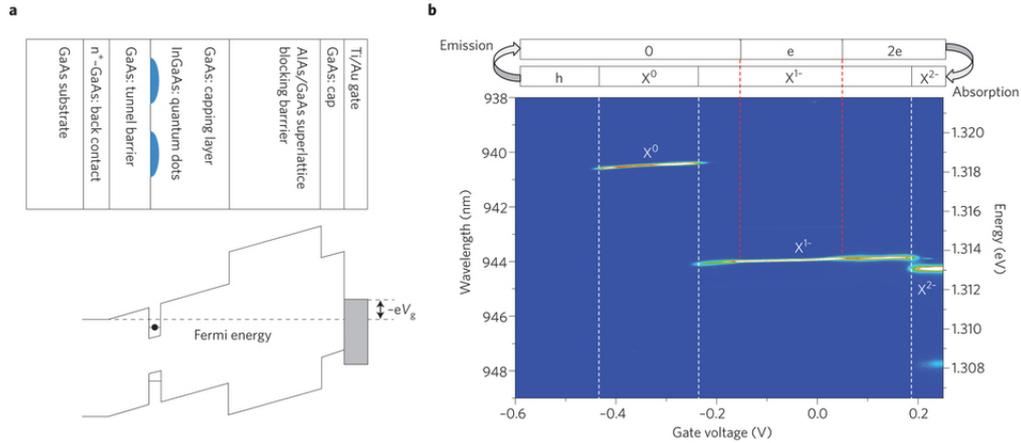


FIGURE 1.12. – Figure extraite de la référence[97] a. Schéma représentant une hétérostructure typique permettant le contrôle du nombre d'électrons à l'intérieur de la boîte quantique. Les boîtes quantiques sont en contact par effet tunnel avec le reservoir de Fermi de la couche n^+ . Un contact Schottky à la surface de la structure permet de contrôler le champ électrique à l'intérieur de la structure. Suivant la tension appliquée sur la structure, on peut avoir 0,1,2..etc électrons dans la structure. b. Carte de photoluminescence en fonction de la tension à 4.2 K, d'une boîte quantique unique dans une structure Schottky. Suivant la tension appliquée, la boîte quantique peut être neutre (mis en évidence par l'exciton X) ou contenir un électron ou plus (mis en évidence par le trion négatif X^-).

premier temps [98], nous présentons des démonstrations expérimentales de pompage du spin d'un électron ou d'un trou confiné dans une boîte quantique unique.

1.2.1.1. Initialisation du spin de l'électron

L'initialisation de spin a été réalisée dans les ensembles de boîtes quantiques pour l'électron et pour le trou [84]. Nous nous concentrerons sur l'initialisation de spin dans les boîtes quantiques uniques.

Pompage optique d'un spin de l'électron sous champ magnétique parallèle à l'axe optique Le pompage optique du spin de l'électron dans une boîte quantique unique a été démontré pour la première fois dans le groupe d'Atac Imamoglu à Zurich [99]. Le principe du pompage dans cette expérience repose sur des règles de sélection optiques imparfaites dues au mélange trou lourd-trou léger et sur l'application d'un champ magnétique extérieur parallèle à la direction d'excitation. Le schéma des niveaux d'énergie de la boîte quantique en présence d'un champ magnétique parallèle à l'axe optique, est représenté sur la figure 1.13. Dans le cas où les règles de sélection optiques sont parfaites, seuls les photons polarisés circulairement droits peuvent exciter la boîte quantique lorsque l'état de spin confiné est $|\uparrow\rangle_z$ et seuls les photons polarisés circulairement gauche peuvent exciter la boîte quantique lorsque l'état de spin confiné est $|\downarrow\rangle_z$. Cependant, comme le trou formé par excitation n'est pas à 100% un trou lourd, l'émission spontanée de l'état $|\uparrow\downarrow\rangle_z$ vers l'état $|\downarrow\rangle_z$ (ou $|\downarrow\uparrow\rangle_z$ vers l'état $|\uparrow\rangle_z$) normalement interdite est autorisée dans le système à quatre niveaux (voir

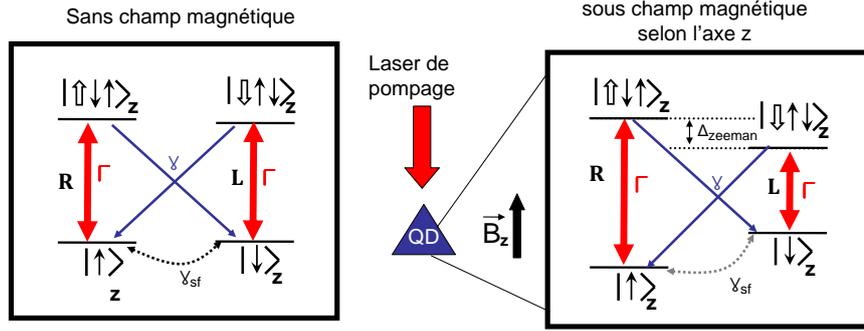


FIGURE 1.13. – Diagramme d'énergie d'une boîte quantique avec un électron confiné en absence de champ magnétique et sous champ magnétique parallèle à l'axe optique. Le mélange trou lourd-trou léger autorise les transitions diagonales même si celles-ci ont un très faible taux d'émission spontanée γ comparé au taux d'émission spontanée des transitions verticale Γ .

Fig.1.13). L'émission spontanée "interdite" reste cependant relativement faible comparé à l'émission spontanée " autorisée" et le taux d'émission spontanée interdite γ est donc beaucoup plus faible que le taux d'émission spontanée autorisée Γ ($\gamma \ll \Gamma$). En absence de champ magnétique (voir Fig.1.14.a), l'interaction hyperfine du spin de l'électron avec les spins nucléaires provoque des renversements de spin suivant le taux γ_{sf}^e de même ordre de grandeur que le taux d'émission spontanée. Même si l'état $|\downarrow\rangle$ ($|\uparrow\rangle$) ne peut pas être excité par les photons polarisés droit (gauche), le renversement du spin de l'électron équilibre les populations de spin $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$. En absence de champ magnétique, la boîte quantique reste donc excitable en régime stationnaire et il n'y a pas de pompage optique efficace. Dans l'article d'Atatüre et al [99], le taux de renversement du trou γ_{sf}^t est négligé car les trous sont moins sensibles à l'interaction hyperfine et le taux est donc plus faible que les autres taux du système ($\gamma_{sf}^e, \gamma, \Gamma$).

En appliquant un champ magnétique dans la direction de croissance des boîtes quantiques (configuration Faraday) et parallèle à l'axe optique d'excitation comme le montre la figure 1.13, la dégénérescence en énergie des niveaux fondamentaux et trioniques est levée par effet Zeeman. Le champ magnétique inhibe par ailleurs, fortement la relaxation du spin par l'interaction hyperfine, permettant de négliger les retournements de spin de l'électron du niveau fondamental ($\gamma_{sf}^e \ll \gamma$). Lorsque la boîte quantique est excitée dans un état $|\uparrow\downarrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\rangle$, elle a une faible probabilité (mais non nulle) de se relaxer par émission spontanée interdite vers $|\downarrow\rangle$ ou $|\uparrow\rangle$, respectivement. Comme le retournement de spin de l'électron est négligé, la boîte quantique reste dans l'état transparent à l'excitation. Si un retournement de spin se produit lorsque l'état de spin est transparent, le système est très rapidement ramené à cet état après plusieurs cycles excitation-desexcitation. L'état de spin de l'électron est donc pompé dans l'état transparent à la polarisation de pompage. Expérimentalement, l'effet de pompage optique de spin a été démontré par mesures de transmission comme le montre la figure 1.14 et Atatüre et al ont démontré que le pompage de spin se produit avec une fidélité de 99.8% (le spin est à 99.8% dans l'état transparent et 0.2% dans l'état excitable). Le pompage étant dépendant du taux d'émission spontanée "interdite", le pompage optimal est obtenu en quelques microsecondes.

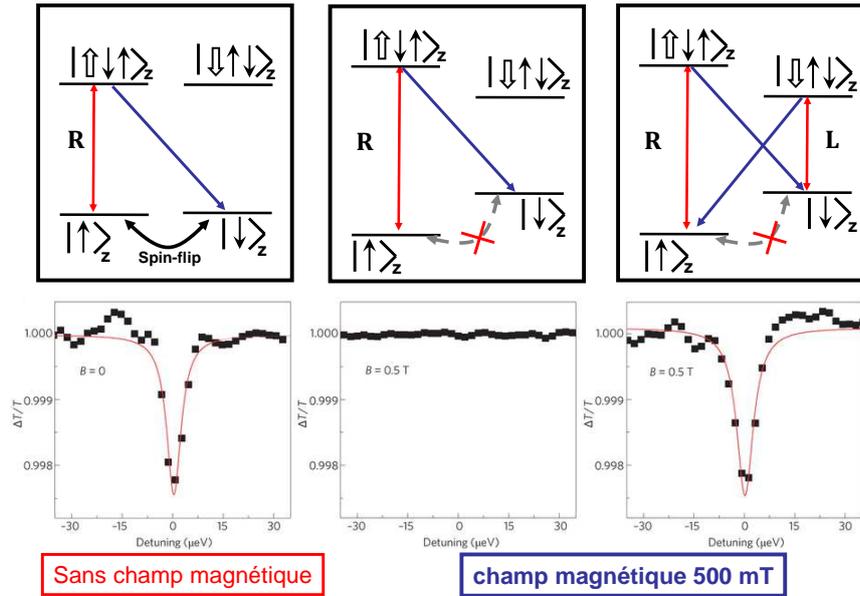


FIGURE 1.14. – Spectres extraits de la référence [100] illustrant l'efficacité de pompage de spin. Sans champ magnétique, la boîte quantique peut absorber un photon. En appliquant un champ magnétique et en excitant une transition verticale, on initialise le spin et le signal de transmission disparaît. En pompant les deux transitions verticales, le signal réapparaît.

Le pompage optique de spin en configuration Faraday (c'est à dire avec un champ magnétique parallèle à l'axe optique) a également été réalisé par Kroner et al [100] en 2008.

Pompage optique d'un spin de l'électron sous champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique La méthode de pompage en configuration Faraday, bien qu'élégante, ne permet pas de contrôler par la suite l'état de spin de l'électron. Le contrôle cohérent du spin sera abordé dans la section 2.3 de ce chapitre et nous verrons qu'un point clé du contrôle de spin est l'application d'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe de croissance des boîtes quantiques et à l'axe optique d'excitation comme l'illustre la figure 1.15. L'application d'un champ transverse s'appelle la configuration Voigt et redéfinit les règles de sélections optiques de la boîte quantique : La projection du spin de l'électron n'est plus selon l'axe z de croissance mais selon l'axe x du champ magnétique appliqué. Le système est toujours défini comme un système à 4 niveaux mais avec des états fondamentaux $|\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x$ séparés en énergie par séparation Zeeman. Les états excités se définissent également par $|\uparrow\downarrow\rangle_x$ et $|\downarrow\uparrow\rangle_x$ et sont séparés en énergie par séparation Zeeman. Les transitions verticales $|\uparrow\rangle_x \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_x$ sont excitables via une polarisation linéaire H et les transitions diagonales $|\uparrow\rangle_x \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle_x$ sont excitables via une polarisation linéaire V. Contrairement à précédemment, les transitions verticales et diagonales ont des taux d'émission spontanée du même ordre de grandeur. Les polarisations H et V sont définies par les propriétés de la boîte quantique (symétrie, contrainte...etc).

L'initialisation du spin a été démontrée expérimentalement en présence d'un champ transverse par Xu et al [22]. L'initialisation du spin de l'électron en champ Voigt a également été prédite théoriquement au même moment dans le même groupe [101] et un peu plus tard

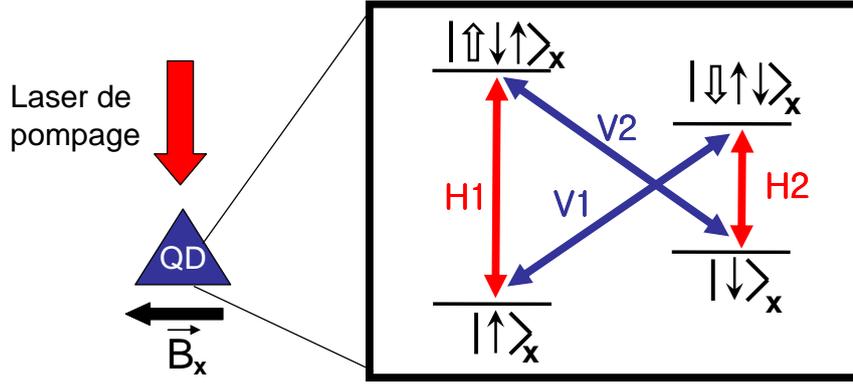


FIGURE 1.15. – Diagramme d'énergie selon l'axe z d'une boîte quantique avec un électron confiné lorsque qu'un champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique est appliqué.

dans nos systèmes à boîte quantique en microcavité [40].

Le principe de pompage en configuration Voigt est assez similaire à celui présenté précédemment. L'application d'un champ magnétique (1T) rend négligeable le taux de retournement de spin de l'électron par rapport aux taux des émissions spontanées. En pompant une des deux transitions verticales, l'émission spontanée relaxe le système soit dans l'état $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$ avec la même probabilité. Lorsque le système se relaxe dans l'état qui n'est pas excité par le faisceau de pompage, le système reste dans cet état car les retournements du spin de l'électron sont alors négligeables. On va donc au cours du temps, pomper le système dans un état $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$. Comme les deux transitions verticales sont excitées avec la même polarisation, il faut que les niveaux d'énergie soient suffisamment séparés pour éviter une excitation faible hors résonance qui nuirait au pompage.

Pour mettre en évidence l'initialisation de spin, Xu et al ont mesuré l'absorption de leur système lorsque le spin était initialisé et les spectres mesurés sont représentés sur la figure 1.16. Le premier spectre a été obtenu en pompant la transition $|\uparrow\rangle_x \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle_x$ via un faisceau polarisé H1 et en mesurant la réponse absorptive d'un faisceau polarisé diagonal (superposition de H et V). Sur le spectre d'absorption, seuls deux creux d'absorption apparaissent correspondant aux énergies de V2 et H2. Cette mesure démontre que seul l'état $|\downarrow\rangle_x$ a pu être excité par le faisceau de sonde et que l'état de spin est donc initialisé dans l'état $|\downarrow\rangle_x$. Le deuxième spectre démontre l'initialisation de l'état $|\uparrow\rangle_x$ en pompant la transition $|\downarrow\rangle_x \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle_x$.

Grâce à cette méthode, Xu et al ont démontré une fidélité de pompage de 100% qui se produisait en quelques nanosecondes soit presque quatre ordres de grandeurs plus rapide que le pompage optique de spin en configuration Faraday. Cette technique permet d'initialiser un état de spin qui sera très utile par la suite pour le contrôle cohérent du spin. Press et al [102] ont utilisé une technique similaire pour initialiser le spin dans un état avant de pouvoir le contrôler de manière cohérente.

1.2.1.2. Initialisation du spin du trou

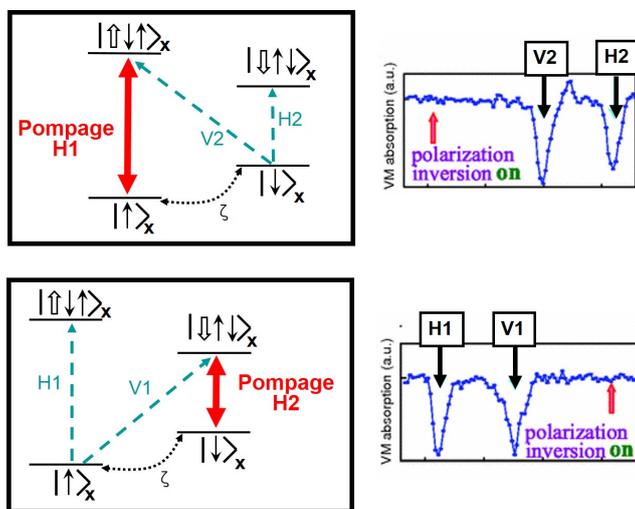


FIGURE 1.16. – Spectres extraits de la référence [22] illustrant l'efficacité de pompage de spin dans la configuration Voigt. En pompant une transition verticale, seule une transition peut absorber un photon et émettre dans la transition diagonale ou verticale.

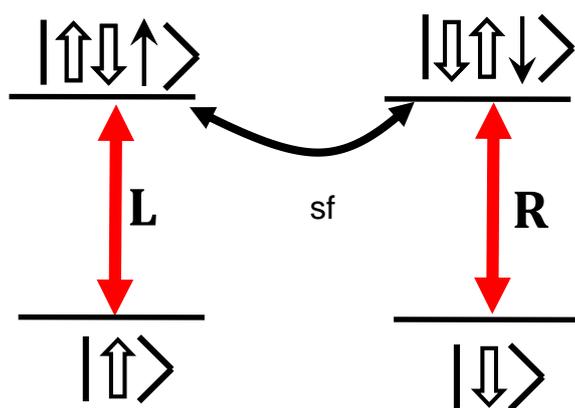


FIGURE 1.17. – Diagramme d'énergie selon l'axe z d'une boîte quantique avec un trou confiné sans champ magnétique.

Pompage optique d'un spin de trou en absence de champ magnétique L'initialisation d'un spin de trou a également été démontrée par Gerardot et al [21] en 2005. Contrairement à l'électron, l'initialisation de spin du trou a été démontrée sans champ magnétique en utilisant seulement une pompe optique polarisée circulairement. Dans cet article, Gerardot et al [21] négligent le mélange trou lourd-trou léger⁶. Le principe de l'initialisation du trou consiste à exciter une des deux transitions avec la polarisation circulaire adéquate comme le montre la figure 1.17. Après plusieurs cycles d'excitation-émission, le spin de l'électron de l'état excité peut se retourner via l'interaction hyperfine et relaxer par émission spontanée dans le niveau fondamental non excité. Le spin du trou étant peu sensible à l'interaction hyperfine, le taux de retournement du spin du trou γ_{sf}^h est plus faible de plusieurs ordres de grandeurs par rapport au taux de retournement du spin de l'électron γ_{sf}^e ($\gamma_{sf}^e \gg \gamma_{sf}^h$). Si les photons incidents ont un état de polarisation $|L\rangle$, le faisceau incident excite la transition $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle$. La boîte quantique passe ensuite d'un état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ vers un état $|\uparrow\downarrow\rangle$ par retournement du spin de l'électron. Enfin, le système est relaxé dans l'état $|\downarrow\rangle$ après émission spontanée. Comme le retournement de spin du trou est lent comparé aux autres processus, le spin est initialisé dans l'état $|\downarrow\rangle$. A l'inverse, si l'état de polarisation des photons incidents est $|R\rangle$, le spin de la boîte quantique est initialisée dans l'état $|\uparrow\rangle$.

Expérimentalement, le pompage optique du trou a été démontré par mesure d'absorption comme le montre la figure 1.18 : les figures 1.18.a et 1.18.b présentent des spectres de transmission lorsque les polarisations incidentes sont respectivement, circulaire droite et circulaire gauche. Sur ces spectres, le signal de la boîte quantique disparaît car la transition soumise à l'excitation polarisée circulairement se dépeuple suite à l'initialisation et la boîte quantique devient transparente aux photons incidents. Le signal réapparaît sur la figure 1.18.c en excitant les deux transitions du système car il n'y a alors pas d'initialisation. La fidélité d'initialisation atteinte est de 99% (la polarisation n'étant pas purement circulaire dans l'expérience).

Pompage optique d'un spin de trou sous champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique Le pompage optique du spin du trou a été également réalisé avec un champ magnétique en configuration Voigt par De Greve et al [24, 103]. De manière similaire à l'électron, l'application d'un champ magnétique transverse change l'état du spin du trou qui n'est plus projeté selon l'axe z et fait apparaître de nouvelles transitions optiques verticales et diagonales linéaires comme le montre la figure 1.15. Ce champ magnétique permet également de négliger les retournements de spin. En pompant une des transitions verticales avec une polarisation linéaire, le système est initialisé dans l'état $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$.

1.2.1.3. Initialisation d'une précession de spin

Plutôt que d'initialiser un état propre de spin de trou ou d'électron, il est possible d'initialiser une précession périodique du spin du porteur de charge. En utilisant un champ magnétique en configuration Voigt et en envoyant périodiquement des impulsions courtes polarisées circulairement, le spin de l'électron précesse autour de l'axe du champ magnétique suivant la fréquence de Larmor proportionnelle à l'intensité du champ magnétique comme

6. $\gamma_{sf} \ll \gamma_{diagonale}$

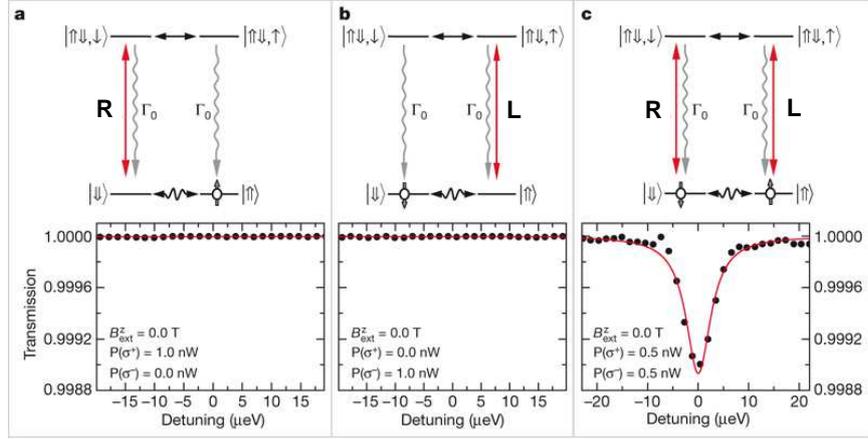


FIGURE 1.18. – Spectres extraits de la référence [21] illustrant l'efficacité d'initialisation de spin du trou dans une boîte quantique sans champ magnétique due à la différence de temps de relaxation du trou et de l'électron. Le signal disparaît en excitant l'une ou l'autre des transitions verticales car le faisceau incident polarisé circulairement initialise la boîte quantique dans l'état transparent aux photons incidents. Le signal réapparaît en excitant les deux transitions, c'est à dire en absence de pompage optique.

le schématise la figure 1.19. On peut visualiser cette précession dans la sphère de Bloch où l'état de spin va alterner entre les états $|\uparrow\rangle_z$ et $|\downarrow\rangle_z$ en passant par des états de superpositions $\frac{|\uparrow\rangle_z + |\downarrow\rangle_z}{\sqrt{2}}$ et $\frac{|\uparrow\rangle_z - |\downarrow\rangle_z}{\sqrt{2}}$. On peut schématiser les niveaux d'énergie de la boîte quantique comme un système à quatre niveaux où les niveaux fondamentaux et les niveaux excités sont dégénérés avec des règles de sélection optiques gouvernés par la polarisation circulaire. La précession du spin se traduit alors comme un couplage cohérent entre les deux niveaux fondamentaux (voir Fig. 1.19 à droite).

Expérimentalement, la précession de spin a été réalisée par Grelich et al [29, 79, 78] sur des ensembles de boîtes quantiques confinant chacune un spin d'un électron et par Mikkelsen et al [104] sur des boîtes uniques dans le groupe de D. Awschalom. En utilisant des impulsions périodiques polarisés circulairement, les spins des électrons vont précesser en synchronisation suivant la fréquence de Larmor. Les expériences de Grelich et al ont montré que le champ Overhauser produit par les spins nucléaires favorise la synchronisation de la précession de l'électron sur la période de répétition du laser. Cette technique appelée "mode focusing" permet de réduire les fluctuations du champ nucléaire et d'augmenter grandement le temps de cohérence du spin de l'électron.

Récemment, la collaboration entre l'université de Ioffe et notre équipe a permis d'analyser théoriquement l'initialisation d'une précession de spin d'une charge confinée dans une boîte quantique en microcavité à l'aide d'impulsions courtes polarisés circulairement [105].

1.2.2. Contrôle optique cohérent du spin

Pour pouvoir effectuer des opérations quantiques sur le spin de la boîte quantique, il faut être capable de le contrôler de manière cohérente. L'idée du contrôle de l'état de spin est de pouvoir manipuler l'état de spin plus rapidement que le temps de cohérence de celui ci. Que

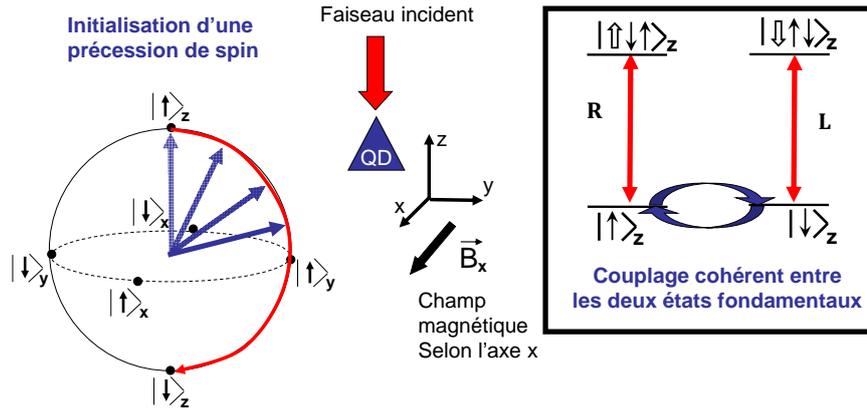


FIGURE 1.19. – A gauche, précession de l'état de spin de la charge dans la sphère de Bloch, lorsque qu'un champ transverse est appliqué et des impulsions courtes circulaires envoyées périodiquement. Diagramme d'énergie selon l'axe z d'une boîte quantique avec un électron confiné dont le spin précesse autour de l'axe du champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique. La précession de spin se traduit comme un couplage cohérent entre les niveaux fondamentaux du système à quatre niveaux. Notons que le processus schématisé ici considère une précession de spin de l'électron beaucoup plus rapide que celle du spin du trou, ce qui est possible dans ce type de boîte quantique.

ce soit pour le trou ou pour l'électron, le point essentiel pour contrôler l'état de spin de la boîte quantique est d'appliquer un champ magnétique transverse en configuration Voigt afin de disposer d'un système en Λ .

1.2.2.1. Contrôle cohérent du spin de l'électron

Le contrôle cohérent du spin de l'électron a été réalisé par Press et al [102] en 2008. Pour contrôler le spin, il est nécessaire d'avoir au préalable initialisé un état de spin selon la méthode décrite dans la première partie de cette section. L'état de spin $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$ est initialisé via un laser de pompe pompant une transition verticale. Pour manipuler le spin, il faut utiliser une impulsion très courte typiquement de quelques picosecondes, polarisée circulairement, hors résonance avec les transitions, comme l'illustre le système à trois niveaux de la figure 1.20. La polarisation de l'impulsion étant circulaire, les deux niveaux fondamentaux du système à 3 niveaux vont être excités de manière équiprobable. Comme l'énergie de l'impulsion est très éloignée de l'énergie des transitions, les niveaux excités ne sont pas peuplés. L'impulsion de rotation polarisée circulairement, a alors un effet similaire à un champ magnétique transitoire selon l'axe z de croissance et change de manière cohérente l'état de spin $|\uparrow\rangle_x$ vers $|\downarrow\rangle_x$ et inversement à travers les transitions stimulées Raman (spin flip raman scattering) [102, 106]. Le schéma peut alors être réduit à un système à deux niveaux composé des deux niveaux fondamentaux $|\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x$ qui sont couplés de manière cohérente via l'impulsion de rotation (voir Fig. 1.20 à droite).

Pour comprendre le contrôle cohérent, il faut représenter l'état de spin sur une sphère de Bloch où les pôles sont les états $|\uparrow\rangle_z$ et $|\downarrow\rangle_z$ comme le montre la représentation de la sphère de Bloch de la figure 1.20. Initialiser le spin correspond à projeter le spin suivant l'axe x de

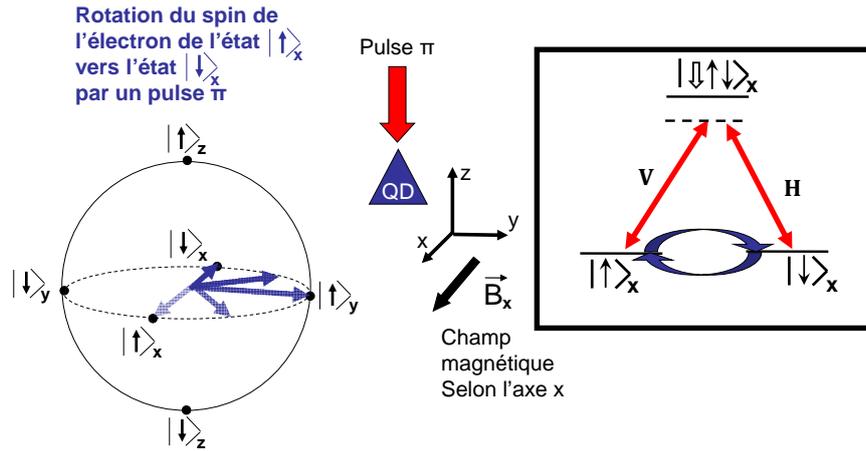


FIGURE 1.20. – Schéma du contrôle cohérent. Une impulsion courte d'énergie différente de la transition permet de changer l'état de spin sur la sphère de Bloch par émission Raman avec une vitesse supérieure à la précession de spin. Pour contrôler de manière cohérente l'état de spin, il faut que la séparation Zeeman entre $|\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x$ soit plus faible que la longueur spectrale de l'impulsion optique.

la sphère. L'impulsion de rotation va déplacer l'état de spin sur l'équateur de la sphère avec un certain angle. L'angle θ est contrôlé par la différence d'énergie entre l'impulsion laser et les transitions et appliquer une impulsion π permet de passer $|\uparrow\rangle_x$ à l'état de l'état $|\downarrow\rangle_x$ et inversement. Le sens de rotation est choisi en sélectionnant une polarisation circulaire gauche ou droite. La rotation de l'état de spin se fait alors en temps inférieur à 10 picosecondes.

La mise en évidence du contrôle cohérent de spin peut se faire de différentes manières. Press et al [102] observent les oscillations de Rabi entre les deux niveaux fondamentaux $|\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x$ en mesurant l'émission spontanée induite par la pompe polarisée linéairement : Lorsqu'un niveau fondamental est excité par la pompe linéaire, il relaxe ensuite en émettant un photon. Lorsque le système est dans l'état transparent, il n'y a pas d'émission de photon. Les oscillations de Rabi sont donc observées en mesurant les photons émis par la boîte quantique (voir Fig.1.21).

La détection peut se faire par mesure d'absorption [103] ou par rotation de polarisation [107]. Ces techniques de lecture seront détaillées dans la prochaine section.

1.2.2.2. Contrôle cohérent du spin du trou

Le contrôle de l'état du spin du trou a été démontré par De Greve et al [24] avec la même méthode que pour le contrôle cohérent de l'électron, toujours avec un champ magnétique en configuration Voigt.

De Greve et al utilisent un laser de pompe pour initialiser l'état de spin du trou résidant et un laser de pulse très court polarisé circulairement pour modifier le spin sur la sphère de Bloch. De Greve et al observent également les oscillations de Rabi synonyme du contrôle cohérent entre les deux états fondamentaux $|\uparrow\rangle_x$ et $|\downarrow\rangle_x$. La manipulation du spin du trou a également été démontrée dans les groupes de R. Warburton et de M. S. Skolnick[108, 109, 110].

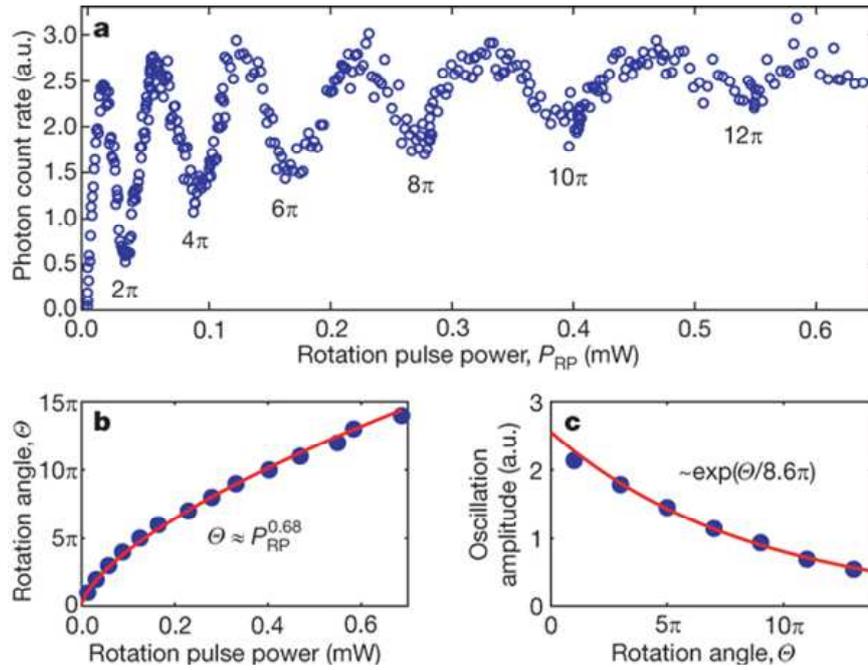


FIGURE 1.21. – Les figures sont extraites de la référence [102]. a) Mesures de l’intensité émises en fonction de la puissance incidente faisant apparaître des oscillations de Rabi caractérisant une rotation de l’état de spin. b) Angle de rotation en fonction de la puissance c) Amplitude en fonction de l’angle de rotation. Plus la puissance est importante, plus la rotation est importante comme le montre le graphique b).

1.2.3. Lecture de l’état de spin

Pour utiliser le spin comme bit quantique, il faut être capable de mesurer l’état de spin du système. Pour mesurer optiquement l’état de spin, il existe différentes méthodes.

La mesure peut se baser sur l’émission spontanée de la boîte quantique. Dans le groupe de Yoshihisa Yamamoto, des mesures de spin basées sur la fluorescence résonante ont pu être démontrées en 2008 [102] pour un électron confiné et en 2011 pour un trou confiné [24]. Cette méthode consiste à analyser la polarisation des photons émis lors de l’émission spontanée. La mesure de spin a été également démontrée par transmission différentielle pour l’électron [100] et pour le trou [111]. Le principe consiste à mesurer une différence de transmission suivant l’état de spin. Ces méthodes nécessitent de détruire l’état de spin pour pouvoir le mesurer.

Pour utiliser un spin comme bit quantique stationnaire, il est préférable de mesurer son état de manière non destructive. Une manière non destructrice consiste à mesurer l’état de spin avec la rotation de polarisation des photons incidents induite par le spin unique. Cette méthode a été démontrée en transmission (configuration Faraday) par Mëte Atatüre et al en 2007 [26] et dans le groupe de David Awschalom en 2006 en réflexion (configuration Kerr) [25].

1.2.3.1. La rotation de polarisation

Au 19ème siècle, Les physiciens John Kerr et Michael Faraday ont découvert que la polarisation de la lumière pouvait être altérée lors de sa réflexion ou de sa propagation dans des matériaux ferromagnétiques. Ces phénomènes regroupés sous le nom d'effets magnéto-optiques décrivent l'interaction du champ électromagnétique de la lumière avec l'aimantation des matériaux ferromagnétiques.

Comme présenté dans la section 1.1 de ce chapitre, une charge confinée dans une boîte quantique est un système à 4 niveaux (voir Fig 1.9). L'état fondamental correspond à une charge dans un état de spin $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$ tandis que l'état excité correspond à un trion avec un état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$. Les règles de sélection optiques déduites du principe d'exclusion de Pauli impliquent que la transition trionique $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ n'est possible qu'avec la polarisation circulaire gauche (avec un état de polarisation noté $|L\rangle$) et que la transition trionique $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ n'est possible qu'avec la polarisation circulaire droite (avec un état de polarisation noté $|R\rangle$). Pour un laser polarisé linéairement, c'est à dire, composé d'une superposition des deux polarisations circulaires ($\frac{|L\rangle+|R\rangle}{\sqrt{2}}$), seule une des deux polarisations circulaires interagira avec le spin confiné à l'intérieur de la boîte quantique. En prenant l'exemple d'un état de spin $|\uparrow\rangle$ comme le montre la figure 1.22, la composante circulaire gauche de la lumière va interagir avec la boîte quantique en microcavité et subir un déphasage de $\theta_L(\uparrow)$ après réflexion où transmission. Pour la composante circulaire droite, la boîte quantique est transparente en raison de l'état de spin et n'interagira qu'avec la cavité subissant un déphasage de $\theta_R(\uparrow)$. Il en résulte que la lumière réfléchie ou transmise sera décrite par $\frac{e^{i\theta_L(\uparrow)}|L\rangle+e^{i\theta_R(\uparrow)}|R\rangle}{\sqrt{2}}$, correspondant à une rotation de la polarisation linéaire de la lumière réfléchie ou transmise par rapport à la lumière incidente, comme le schématise la figure 1.22. L'angle de rotation de la polarisation de la lumière réfléchie s'écrit alors $\Theta_{\uparrow} = \frac{\theta_L(\uparrow)-\theta_R(\uparrow)}{2}$. A l'inverse, si l'état de spin est $|\downarrow\rangle$, c'est la composante circulaire droite de la lumière qui interagira avec la boîte quantique et subira un déphasage de $\theta_L(\downarrow)$ tandis que la composante circulaire gauche n'interagira avec la cavité et subira un déphasage de $\theta_R(\downarrow)$. Dans ce cas, $\theta_R(\downarrow) = \theta_L(\uparrow)$ ainsi que $\theta_L(\downarrow) = \theta_R(\uparrow)$ et l'angle de rotation de la polarisation de la lumière réfléchie s'écrit alors $\Theta_{\downarrow} = \frac{\theta_L(\downarrow)-\theta_R(\downarrow)}{2} = -\Theta_{\uparrow}$. La rotation de la polarisation se fera alors dans le sens opposé. Dans la partie suivante, nous présentons des expériences de rotation de polarisation dépendantes de l'état de spin de la charge confinée.

1.2.3.2. Réalisations expérimentales

Les mesures de spin par rotation de la polarisation de la lumière ont, dans un premier temps, été obtenues par des ensembles de spin dans des semi-conducteurs en configuration Faraday [112, 113] et en configuration Kerr [114]. Dans ces expériences, la lumière incidente était altérée par un ensemble de spins. En 2006, J. Berezovsky et al. mesurent la rotation Kerr induite par un spin unique d'un électron confiné dans une boîte quantique en cavité planaire [25]. Au même moment, Atatüre et al mesurent la rotation Faraday induite par un spin unique d'un électron confiné dans une boîte quantique sans cavité [26].

La rotation Kerr. Pour confiner un état de spin dans la boîte quantique, le groupe de David Awschalom utilise des structures élaborées par épitaxie par jet moléculaire [25] qui se

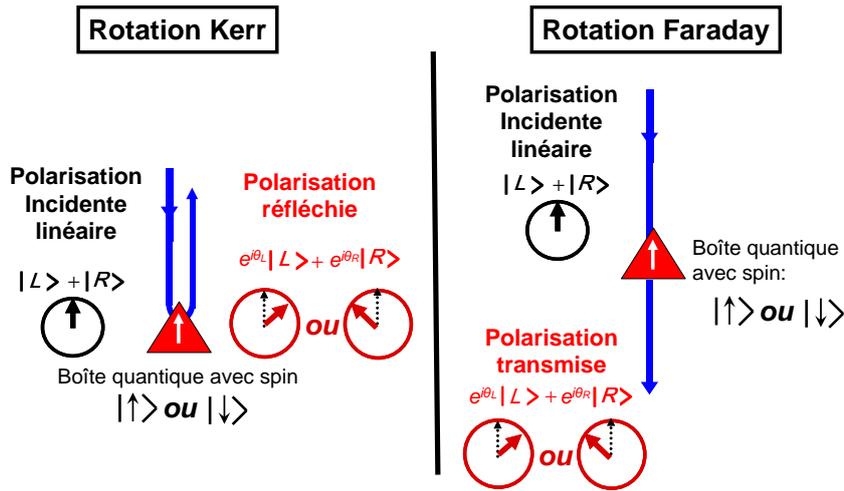


FIGURE 1.22. – Schéma de principe de la rotation de polarisation : la rotation Kerr est une modification de la polarisation réfléchie par rapport à la polarisation incidente. La rotation Faraday est une modification de la polarisation transmise par rapport à la polarisation incidente.

composent de boîtes quantiques situées au centre d’une cavité plane de facteur de qualité 120 comme le montre la figure 1.23.a. Afin d’avoir un électron confiné à l’intérieur de la boîte quantique, ils utilisent une structure de diode à contact Schottky permettant d’injecter une charge à l’intérieur de la boîte quantique en appliquant une tension aux bornes de la cavité. En présence d’une charge et donc d’un spin, ils montrent que la rotation de polarisation peut atteindre une rotation de polarisation de $100 \mu\text{rad}$ présentée sur la figure 1.23.b. Comme le maximum de rotation de polarisation a lieu en dehors de la résonance loin du régime absorbif, la mesure de rotation de polarisation est une mesure non destructrice n’altérant pas l’état de spin confiné à l’intérieur de la boîte quantique. En utilisant la technique de rotation Kerr, ils ont pu observer les fluctuations de spin de l’électron au cours du temps [104] et ont convergé vers une méthode pour contrôler rapidement l’état de spin à l’intérieur de la boîte quantique [107].

La rotation Faraday. Dans l’expérience de M. Atatüre et al [26], l’échantillon utilisé est composé de boîtes quantiques élaborés dans une structure Schottky dont les énergies de transitions peuvent être modifiées par effet Stark en appliquant une tension sur le dispositif. Cette configuration permet également d’injecter un électron dans la boîte quantique assurant ainsi la présence d’un spin à l’intérieur de la boîte quantique.

Le schéma 1.24.a illustre la technique de détection utilisée par M. Atatüre et al [26]. Un faisceau polarisé linéairement est focalisé sur la boîte quantique et le faisceau transmis est séparé en deux composantes dans la base linéaire X-Y via un cube séparateur polarisant. Les deux composantes sont ensuite mesurées par des photodiodes. Cette méthode permet de mesurer la somme des signaux des photodiodes pour accéder à la réponse absorptive du système ou à leur différence pour accéder à la réponse dispersive. Les spectres T_{sum} et T_{diff} de la figure 1.24.b sont obtenus en appliquant différentes tensions aux bornes sur la structure pour modifier l’énergie de la transition.

Sans champ magnétique, les états fondamentaux de spin sont dégénérés et les fluctuations

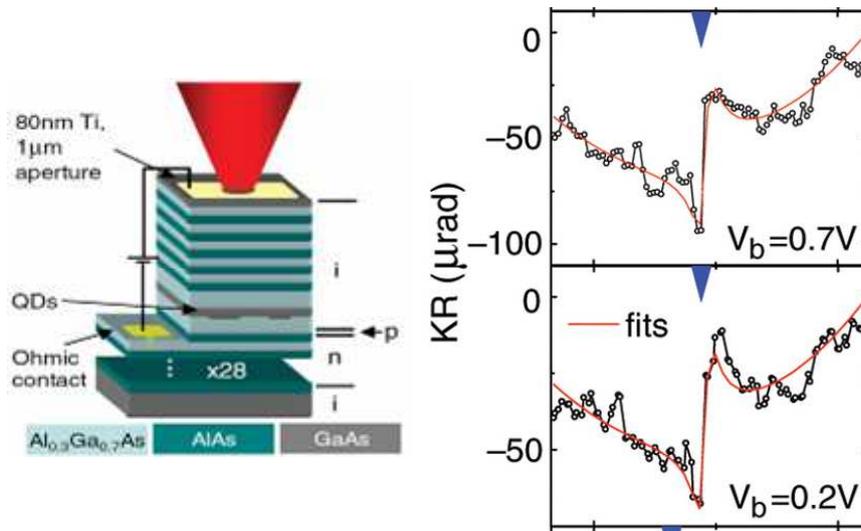


FIGURE 1.23. – Figure extraite de la référence [25]. A gauche, schéma de la structure utilisée par Berezovsky et al. A droite, mesure de rotation de la polarisation réfléchiée. Une rotation d'une centaine de μrad est mesurée.

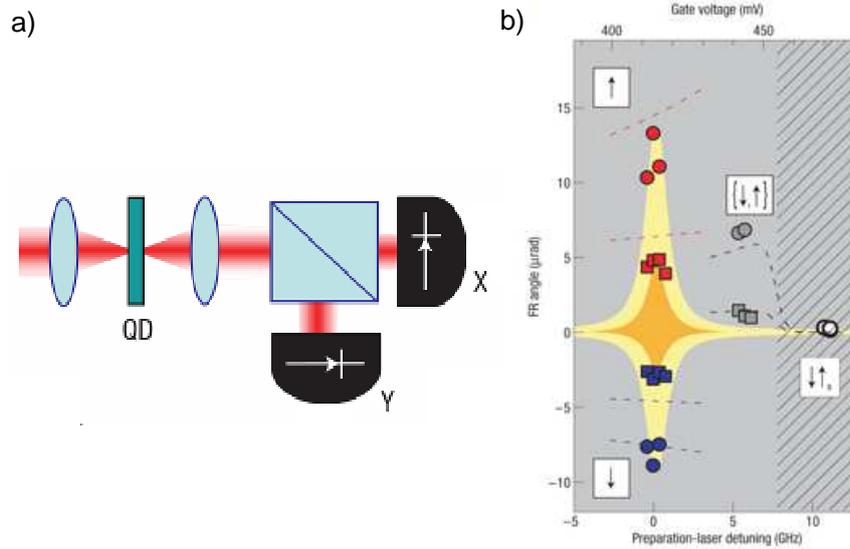


FIGURE 1.24. – Figure extraite de la référence [26]. A gauche, schéma du montage expérimentale utilisé par Atatüre et al. A droite, mesures de rotation de la polarisation transmise : une rotation correspondant à $\pm 15 \mu\text{rad}$ est observée.

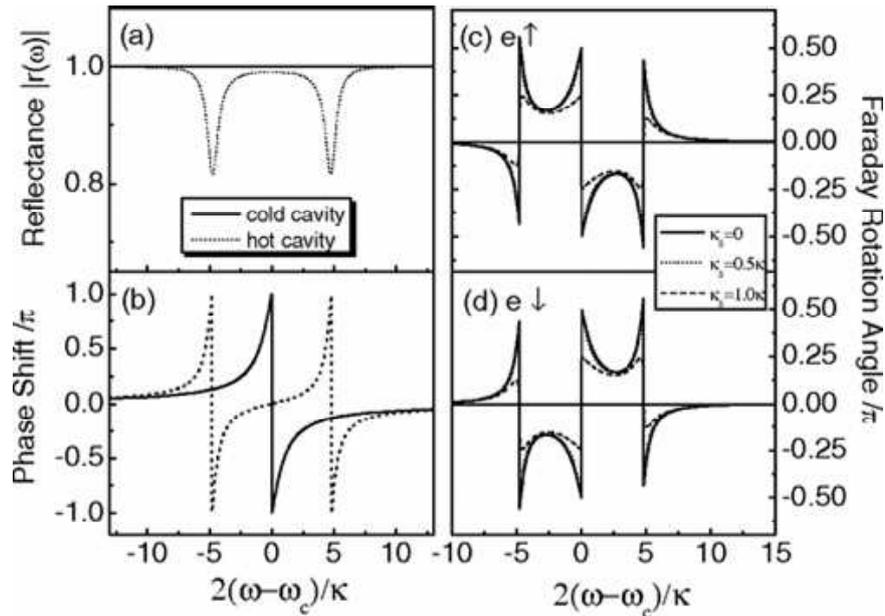


FIGURE 1.25. – Simulation extraite de la référence[30]. a) Courbe de réflectivité pour une boîte quantique en couplage ultrafort avec la cavité. b) courbe de changement de phase. c) et d) sont les courbes de rotation de polarisation lorsque le spin est $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$.

de spin sont trop rapides à cause de l'interaction hyperfine. Dans ces conditions, les réponses dispersives des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ se compensent et une différence nulle est mesurée. Pour lever la dégénérescence des deux transitions trioniques, un champ magnétique de 1T est utilisé, créant une séparation Zeeman sur les transitions. M. Atatüre et al ont ainsi pu observer un signal purement absorptif pour une polarisation circulaire et un signal dispersif en polarisation linéaire.

En utilisant la technique d'initialisation présentée dans la section 2.1 [99], l'état de spin dans la boîte quantique est initialisé avec un laser de préparation polarisé circulairement et mesuré avec un laser de sonde polarisé linéairement. Sur la figure 1.24.b, lorsque le faisceau de préparation est polarisé circulairement gauche (droit), les points rouges (bleus) sont obtenus. En comparant les deux courbes bleu et rouge, on peut voir un maximum de contraste entre l'état de spin up et l'état de spin down correspondant à une rotation de polarisation d'environ $\pm 15 \mu\text{rad}$.

1.2.3.3. Vers la mesure non destructive parfaite

Suite à ces travaux expérimentaux, le groupe de John Rarity a étudié théoriquement la possibilité d'avoir une rotation de polarisation géante dans des boîtes quantiques en microcavité [30]. Dans cet article, Hu et al expliquent que la rotation de polarisation géante pourrait être atteinte en combinant les effets de polarisation induite par un spin avec des dispositifs d'électrodynamique quantique en cavité. Ils considèrent un système composé d'une boîte quantique au centre d'une cavité micropilier. Dans cette boîte quantique est confiné un électron possédant un spin $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$. En posant les équations d'évolution du système et en utilisant le formalisme "input-output" [115] qui sera décrit un peu plus tard dans le chapitre

3, ils en déduisent une forme analytique de la réflectivité dépendante des paramètres du système. Ces paramètres sont le taux de fuite optique de la cavité κ , le taux de décohérence de la boîte quantique γ , et la constante de couplage fort g . Pour la simulation, ils considèrent que la cavité est entièrement réfléchissante et qu'il n'y a pas de pertes par les cotés ou par absorption. Hu et al posent également un couplage ultra-fort avec très peu de dissipations comme le montre le spectre de réflectivité de la figure 1.25 où le comportement de la cavité est grandement modifié par la présence de la transition de la boîte quantique en résonance avec la cavité. Dans ces conditions, des rotations de polarisation idéales où les états de polarisation associés aux deux états de spin sont parfaitement distinguables, peuvent être atteints comme le montre la figure 1.25 : suivant que le spin est dans un état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$, la rotation de polarisation peut atteindre $\pm\frac{\pi}{2}$ pour certaines longueurs d'onde.

Le groupe de John Rarity a récemment publié un modèle plus complet étudiant la dépendance en puissance de la réflectivité et de la rotation de polarisation pour une charge confinée [116]. Les travaux théoriques de Hu et al ont montré qu'en utilisant des boîtes quantiques en couplage fort avec une cavité optique optimisée, il doit être possible d'atteindre des rotations de polarisation géantes ouvrant la porte à l'intrication spin-photon[30]. Nous verrons un peu plus tard plusieurs propositions théoriques du même groupe.

1.2.4. Intrication avec le spin

Le dernier critère de DiVincenzo est la capacité à interconvertir les bits quantiques stationnaires et les bits quantiques messagers. Dans notre cas, il est indispensable d'interconvertir l'état du spin et l'état du photon. Une des techniques les plus efficaces est de créer une intrication entre les bits quantiques stationnaires et les bits quantiques messagers.

1.2.4.1. Génération de l'intrication entre l'énergie du photon et l'état de spin

Avec des boîtes quantiques chargées, l'intrication spin photon a été démontrée dans les groupes de A. Imamoglu en 2012 [19], dans le groupe de Y. Yamamoto en 2012 également [27, 117], et dans le groupe de L. J. Sham en 2013 [28].

L'intrication entre un état de spin et l'énergie ou la polarisation d'un photon utilise les techniques d'initialisation, de contrôle et de lecture décrites précédemment, notamment avec un champ Voigt.

On retrouve le schéma à quatre niveaux de la figure 1.15. Dans ces trois expériences, la génération de l'intrication entre le spin et un photon se fait suivant le même protocole schématisé sur la figure 1.26 :

- La boîte quantique est préparée dans un état $|\downarrow\rangle_x$ grâce au pompage optique de spin via l'excitation de la transition $|\uparrow\rangle_x \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_x$ par une impulsion longue d'environ 5ns polarisée linéairement H et l'émission spontanée vers l'état $|\downarrow\rangle_x$ (voir section 1.2.1.1) .
- L'état de spin $|\downarrow\rangle_x$ est retourné dans l'état $|\uparrow\rangle_x$ à l'aide d'une impulsion π très courte de 5ps polarisée circulairement hors résonance avec la transition (voir section 1.2.2.1).
- Une impulsion longue comprise entre 100ps et 1ns excite ensuite la transition $|\uparrow\rangle_x \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_x$ afin que la boîte quantique soit dans l'état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_x$.
- L'état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_x$ relaxe et émet un photon soit de polarisation H et d'énergie ω_H soit de polarisation V et d'énergie ω_V (en configuration Voigt, les deux transitions sont sensiblement

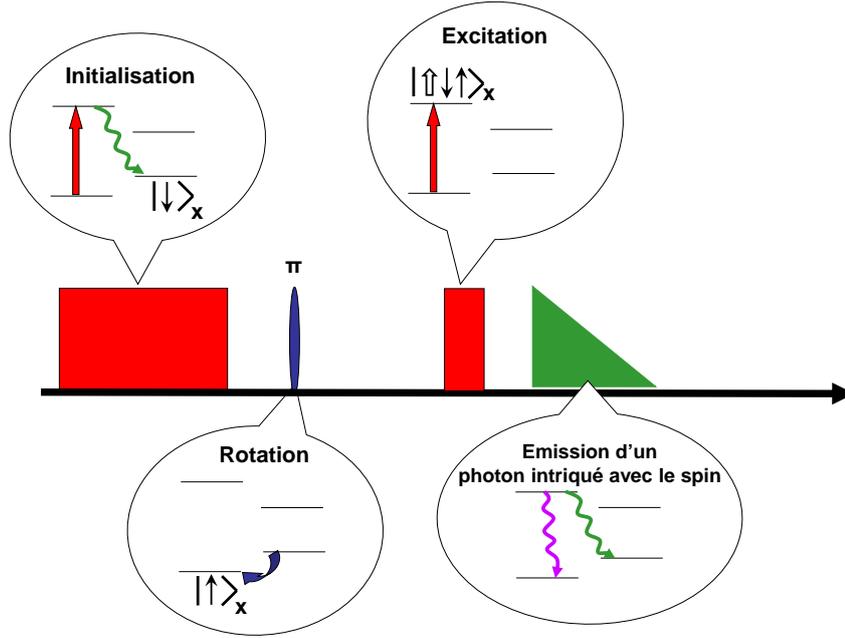


FIGURE 1.26. – Séquence pour générer des paires intriqués spin-photon : l'état de spin est initialisé par pompage optique dans l'état $|\downarrow\rangle_x$ puis une impulsion très courte π retourne le spin dans l'état $|\uparrow\rangle_x$. On excite le système dans l'état $|\uparrow\downarrow\rangle_x$ pour qu'il émette ensuite un état intriqué par émission spontanée.

équiprobables). L'émission spontanée crée un état intriqué spin photon décrit par :

$$|\Psi\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|H,\omega_H\rangle + i|\uparrow\rangle|V,\omega_V\rangle}{\sqrt{2}}$$

Cette forme met en avant la redondance de l'information sur l'état du photon qui est défini par son énergie (ω_H et ω_V) et sa polarisation (H et V). Il est nécessaire d'effacer l'information redondante en ramenant les deux états de la lumière sur la même polarisation ou sur la même énergie. Dans l'expérience du groupe de A. Imamoglu, les états de la lumière sont filtrés en polarisation à l'aide d'un polariseur. L'état intriqué est défini alors comme :

$$|\Psi\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|\omega_H\rangle + i|\uparrow\rangle|\omega_V\rangle}{\sqrt{2}}$$

Dans les expériences du groupe de Y. Yamamoto [27, 117] et dans le groupe L. J. Sham [28], les états de la lumière sont ramenés à la même énergie et l'état intriqué est défini comme :

$$|\Psi\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|H\rangle + i|\uparrow\rangle|V\rangle}{\sqrt{2}}$$

Pour supprimer l'information sur l'énergie, Schaibley et al utilisent des détecteurs rapides avec une résolution de 48ps pour ne pas différencier les énergies ω_V et ω_H . Dans l'expérience de De Greve et al, l'écart en énergie, $\omega_H - \omega_V$ est trop important pour utiliser seulement des détecteurs rapides et un convertisseur de fréquence basé sur un guide d'onde est utilisé pour convertir le photon unique intriqué de 910nm avec un laser pulsé de quelques ps à 2.2 nm. Le procédé se déroule en moins de 8 picosecondes, effaçant l'information en fréquence du photon et produisant un photon de 1,560 nm

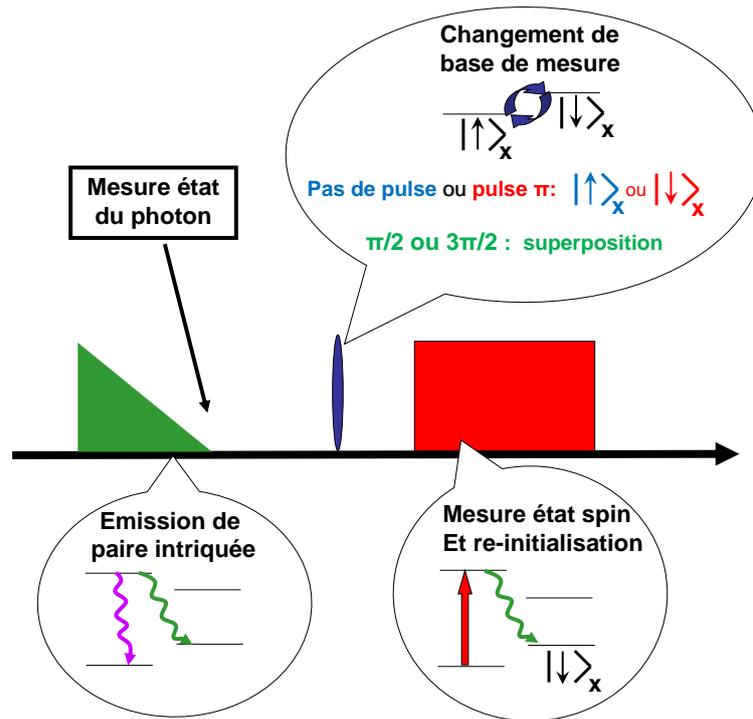


FIGURE 1.27. – Séquence de mesure de corrélation classique/quantique.

1.2.4.2. Mesure de l'intrication entre l'état de spin et l'état du photon

Pour mettre en évidence l'intrication entre l'état de spin et l'état du photon, il faut faire des mesures de corrélations classiques et de corrélations quantiques. Pour mesurer ces corrélations, il faut être capable de mesurer l'état du photon et l'état de spin après intrication.

La mesure de l'état de spin se fait généralement par une deuxième impulsion d'initialisation qui permet de déterminer l'état de spin après intrication.

La mesure de l'état du photon se fait de différentes manières :

- Si l'intrication est entre l'état de spin et l'état de polarisation, l'état du photon est mesuré en analysant la polarisation du photon à l'aide de lames d'onde et cube séparateur polarisant.
- Si l'intrication est entre l'état de spin et la fréquence du photon, l'analyse en fréquence se fait via un étalon Fabry-Pérot pour la mesure de corrélations classiques. Pour la mesure de corrélations quantiques, l'étalon est retiré et le détecteur à photons uniques mesure directement le photon. Lors de la génération de l'intrication, les deux composantes de l'état photonique ont des phases différentes, dépendantes du temps. Les coïncidences mesurées sont dépendantes du moment où a lieu la détection du photon.

Pour mesurer la corrélation classique, les probabilités conditionnelles entre l'état du photon et l'état du spin dans différentes bases de mesure sont mesurées. Pour une intrication entre la fréquence et l'état de spin, on mesure la probabilité d'avoir un photon $|\omega_H\rangle$ ou $|\omega_V\rangle$ sachant que le spin est $|\downarrow\rangle_x$ ou $|\uparrow\rangle_x$. Pour une intrication entre la polarisation du photon et l'état de spin, on mesure la probabilité d'avoir un photon dans l'état $|V\rangle$ ou $|H\rangle$ sachant que le spin est $|\downarrow\rangle_x$ ou $|\uparrow\rangle_x$. L'utilisation d'une impulsion courte π polarisée circulairement après la génération de l'intrication bascule l'état de spin permettant les mesures de corrélation classique suivant les deux états de spin (sans impulsion : $|\downarrow\rangle_x$ et avec impulsion π : $|\uparrow\rangle_x$).

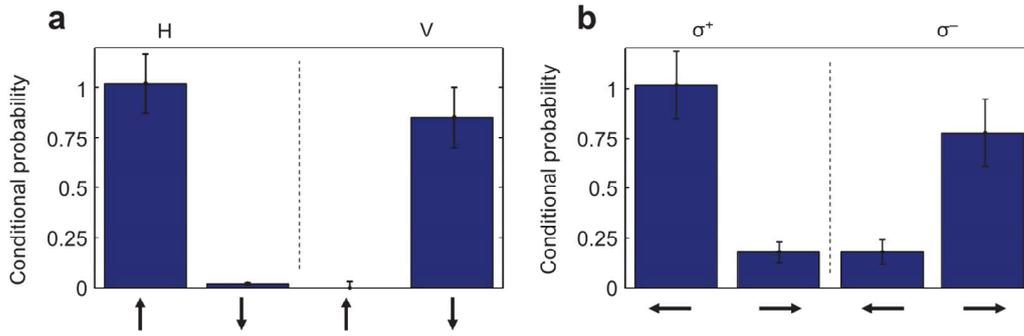


FIGURE 1.28. – Mesures de corrélation classique (à gauche) et quantique (à droite) extraite de la référence[27]

Dans l'article de De Greve et al, les probabilités conditionnelles représentées sur la figure 1.28.a, sont :

$$\begin{aligned} P(|\uparrow\rangle|H\rangle) &\approx 1 \\ P(|\downarrow\rangle|H\rangle) &\approx 0 \\ P(|\uparrow\rangle|V\rangle) &\approx 0 \\ P(|\downarrow\rangle|V\rangle) &\approx 0.85 \end{aligned}$$

Ces probabilités montrent une corrélation entre l'état de spin et le photon émis par émission spontanée. S'il n'y avait pas de corrélation entre l'état de spin et l'état de polarisation du photon, les probabilités conditionnelles seraient toutes égales à 0.5. Pour vérifier que l'état spin photon généré est intriqué, il faut effectuer des mesures de corrélation dans d'autres bases de mesures notamment dans une superposition d'état. On applique dans ce cas une impulsion courte $\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{3\pi}{2}$ après l'émission de paires intriqués pour que le spin soit dans un état superposé $|\rightarrow\rangle_z = \frac{|\downarrow\rangle_x \pm i|\uparrow\rangle_x}{\sqrt{2}}$

Pour mesurer la corrélation quantique entre l'état du photon et l'état du spin, il faut mesurer les probabilités dans la base orthogonale. Dans le changement de base, l'état intriqué peut s'écrire sous la forme :

$$|\Psi\rangle = \frac{|\rightarrow\rangle_x |L\rangle + |\leftarrow\rangle_x |R\rangle}{\sqrt{2}}$$

où $|L\rangle$ et $|R\rangle$ sont des superpositions des états de polarisation $|V\rangle$ et $|H\rangle$. Les probabilités conditionnelles dans le cas des mesures de corrélation quantique de De Greve et al, sont représentées sur la figure 1.28.b. Sur ce graphique, les probabilités ne sont pas équiprobables ($P \neq 0.5$) ce qui met en évidence l'intrication entre le spin de la boîte quantique et l'état de polarisation du photon.

Le principe de mesure est le même pour les deux autres expériences : pour vérifier l'intrication entre le spin et l'état du photon (polarisation pour Schaibley et al, énergie pour Gao et al), des mesures de corrélation ont été menées. Ces expériences ouvrent les portes à deux nouvelles expériences plus élaborées décrites ci dessous :

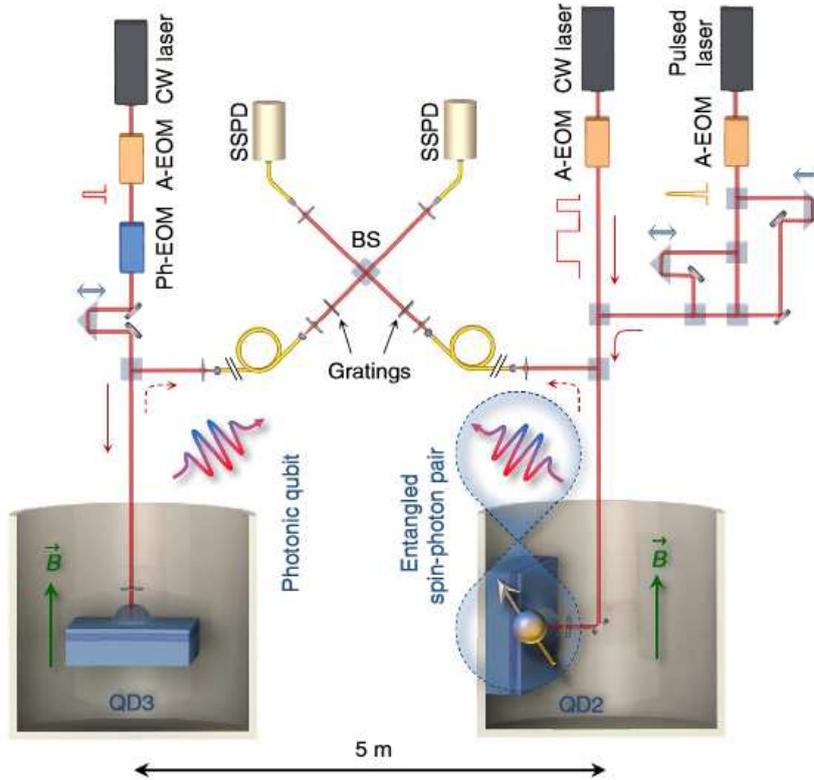


FIGURE 1.29. – Montage expérimental extrait de la référence[118] pour téléporter l'état de spin sur un photon émis par une boîte quantique

1.2.4.3. Expériences se basant sur l'intrication spin photon

En se basant, sur l'intrication d'un spin et d'un photon, plusieurs expériences d'optique quantique ont pu être réalisées.

- **Téléportation de l'état de spin** En utilisant la génération d'une intrication spin-photon et des photons générés par une boîte quantique, le groupe de A. Imamoglu a réussi un an plus tard à démontrer la téléportation quantique d'un état photonique [118]. L'idée de cette expérience consiste à exploiter les boîtes quantiques comme sources quantiques de photons et le phénomène d'intrication spin-photon décrit précédemment. Le montage expérimental est présenté sur la figure 1.29 où les deux boîtes quantiques sont contenues dans deux cryostats séparés de plusieurs mètres. Le photon émis par la boîte quantique QD3 sur le schéma, est préparé dans un état qui s'écrit :

$$|\Psi_p\rangle = \alpha |\omega_b\rangle_A + \beta |\omega_r\rangle_A$$

L'état intriqué entre l'énergie d'un photon et le spin généré dans la boîte quantique QD2 sur le schéma, s'écrit :

$$|\Psi_i\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|\omega_r\rangle_B + i|\uparrow\rangle|\omega_b\rangle_B}{\sqrt{2}}$$

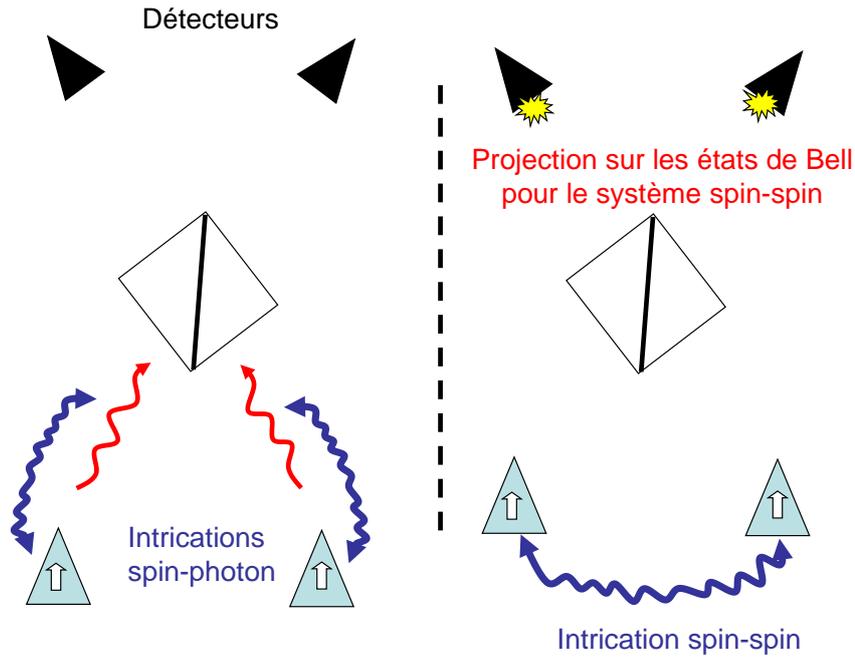


FIGURE 1.30. – Schéma de principe de l'intrication entre deux spins distants.

Les deux photons sont envoyés sur un même cube séparateur comme le montre la figure 1.29. L'interférence quantique⁷ entre le photon émis par la boîte quantique QD3 et le photon intriqué avec le spin efface l'information sur l'origine des photons détectés et la détection d'une coïncidence projette l'état de spin dans une superposition d'état $\alpha |\downarrow\rangle + \beta |\uparrow\rangle$. L'état du photon est donc téléporté sur l'état de spin et la téléportation de l'état photonique est vérifiée par une mesure d'écho de spin.

Cette intrication repose sur l'indiscernabilité des photons qui est indispensable dans les expériences de type Hong-Ou-Mandel. L'indiscernabilité est notamment une des limites de l'expérience.

La téléportation quantique est une des bases de la communication quantique. Ce phénomène permet de transférer l'information d'un bit quantique à un autre. Dans cette expérience, Gao et al ont démontré qu'un réseau quantique basé sur des boîtes quantiques pourrait être réalisable.

- **Intrication entre deux spins distants** L'intrication entre deux spins de boîtes quantiques distantes de plusieurs mètres a été démontré très récemment dans le même groupe [119]. Pour cette expérience, ils utilisent des trous lourds confinés dans des boîtes quantiques. Utilisant le principe décrit ci-dessus, Deltiel et al génèrent une intrication spin-photon dans chacune des boîtes quantiques et les états intriqués sont décrits comme :

$$|\Psi_A\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|\omega_r\rangle + i|\uparrow\rangle|\omega_b\rangle}{\sqrt{2}} \text{ et } |\Psi_B\rangle = \frac{|\downarrow\rangle|\omega_r\rangle + i|\uparrow\rangle|\omega_b\rangle}{\sqrt{2}}$$

Comme dans l'expérience sur la téléportation, les photons intriqués avec un spin sont envoyés sur un cube séparateur et la détection de coïncidence projette les deux états de spin

7. Processus de coalescence de photons indiscernables grâce notamment au cube séparateur

dans un état intriqué spin-spin. Comme pour l'expérience de téléportation, cette expérience se base sur l'indiscernabilité des photons émis pour intriquer les deux spins.

1.2.4.4. Intrication d'un spin avec un photon de source extérieure : vers une interface spin-photon idéale

L'intrication d'un spin d'une boîte quantique avec un photon provenant d'une source extérieure n'a pas encore été démontrée expérimentalement à ce jour. Cependant, plusieurs propositions théoriques ont été faites et notamment Hu et al [30] qui étudient une intrication spin-photon basée sur la rotation de polarisation. Hu et al montrent que si l'électron est dans une superposition d'état $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ au moment où un photon incident est envoyé sur le dispositif, alors le photon réfléchi est dans un état intriqué avec l'état de spin : $(|R\rangle + |L\rangle) \otimes (|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle)$. De cette intrication pourrait naître une intrication entre deux spins distants via un photon qui s'intriquera avec un premier spin après réflexion puis avec le deuxième spin. Hu et al terminent cet article en étendant le principe d'intrication à trois ou plusieurs spins distants. La nature de l'intrication est différente des expériences d'intrication spin-photon présentées précédemment et l'indiscernabilité des photons n'est pas requise contrairement aux expériences de téléportation et d'intrication entre deux spins introduites ci dessus. L'intrication proposée par Hu et al [120, 121, 30], permettrait notamment des expériences telles que l'intrication de photons temporellement distant, chose impossible dans le cas où l'intrication est générée par interférence de photons dans un interféromètre Hong-Ou-Mandel. Dans ce cas, le spin garde "en mémoire" l'état de polarisation du premier photon incident et peut le communiquer à un second photon.

Plusieurs propositions théoriques du même groupe se basant sur un spin confiné dans une boîte quantique ont été faites dans le groupe de J. Rarity [122, 121] ainsi que dans plusieurs autres groupes.

Ces travaux théoriques déterminent qu'une utilisation des cavités optiques couplées avec des boîtes quantiques pourrait permettre d'obtenir une lecture non destructrice parfaite de l'état de spin. La section suivante aborde la physique de l'électrodynamique quantique en cavité et présente plusieurs expériences mettant en avant l'avantage de ces dispositifs.

1.3. Electrodynamique quantique en cavité

1.3.1. Principe de l'électrodynamique quantique en cavité

Les boîtes quantiques et plus généralement, les émetteurs uniques, émettent la plupart du temps un photon de manière isotrope c'est à dire dans une direction aléatoire dans l'espace. La collection de photons est donc relativement faible pour un petit angle solide donné. La communauté scientifique a donc cherché un moyen de contrôler l'émission spontanée pour pouvoir collecter un maximum de photons dans une direction [33] : le principe consiste à positionner l'émetteur unique au centre d'une cavité comme le montre la figure 1.31. Cette cavité modifie le champ électromagnétique au voisinage de la boîte qui modifie alors la direction d'émission mais également l'énergie et la polarisation de l'émission. L'étude de l'électrodynamique en cavité a commencé initialement dans le domaine des atomes froids

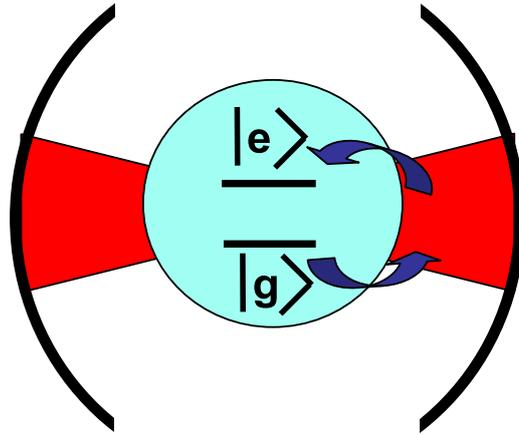


FIGURE 1.31. – Schéma illustrant l'électrodynamique quantique en cavité : Un émetteur à deux niveaux est couplé à la lumière incidente dans une cavité optique

[123, 124, 125, 126] pour s'ouvrir à d'autres émetteurs uniques tels que les boîtes quantiques. Cet émetteur peut soit être dans un état fondamental (état $|g\rangle$) et être capable d'absorber un photon, soit être dans un état excité (état $|e\rangle$) et être capable d'émettre un photon. Dans ces conditions, un photon dans la cavité peut exciter l'émetteur qui va pouvoir réémettre un photon dans la cavité. Si la cavité possède des miroirs parfaitement réfléchissants, le cycle excitation-émission spontanée est infini. Dans la réalité, les miroirs ne sont pas parfaits et la cavité a donc des pertes optiques.

Pour modéliser ce système d'émetteur dans une cavité optique, nous allons utiliser l'Hamiltonien de Jaynes-Cumming [127].

Couplage entre un émetteur et une cavité

Le chapitre 3 sera entièrement consacré à la modélisation théorique d'une boîte quantique en microcavité. Nous présentons ici, le modèle général pour un émetteur unique dans une cavité afin d'aborder la notion de couplage fort et couplage faible. On peut décrire notre système grâce à l'Hamiltonien de Jaynes-Cumming constitué d'un terme pour le champ électromagnétique de la cavité H_c , un terme pour la boîte quantique H_d et un terme d'interaction H_{int} :

$$H = H_c + H_d + H_{int}$$

Ce modèle considère notre système isolé et sans perte. On considère une cavité ayant un mode d'énergie ω_c . Le champ électromagnétique est quantifié et peut contenir un nombre entier de photons d'énergie ω_c . L'Hamiltonien du champ s'exprime alors :

$$H_c = \hbar\omega_c(a^\dagger a + \frac{1}{2})$$

où a^\dagger et a sont les opérateurs de création de photon et d'annihilation de photon dans la cavité ($a^\dagger a = n$) tandis que $\frac{\hbar\omega_c}{2}$ correspond à l'énergie de l'état vide de la cavité. En considérant ce niveau d'énergie comme référence, nous obtenons :

$$H_c = \hbar\omega_c a^\dagger a = \hbar\omega_c n$$

Les états propres de cet Hamiltonien sont $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |n\rangle$ correspondant à 0, 1, ..., n photons dans la cavité. La boîte quantique est définie comme un système à deux niveaux avec un état fondamental $|g\rangle$ (d'énergie E_0) et un état excité $|e\rangle$ (d'énergie E_e). L'Hamiltonien de la boîte quantique est défini comme :

$$H_d = E_e |e\rangle \langle e| + E_g |g\rangle \langle g|$$

En prenant comme référence l'énergie de l'état fondamental $|g\rangle$, on peut écrire cet Hamiltonien :

$$H_d = \hbar\omega_d |e\rangle \langle e|$$

où ω_d est la différence d'énergie entre l'état fondamental et l'état excité. Le terme $|e\rangle \langle e|$ décrit la population totale du niveau excité.

Dans l'approximation du dipôle électrique, on introduit le terme d'interaction comme :

$$H_{int} = i\hbar g(\sigma^+ + \sigma^-)(a^\dagger - a)$$

$\sigma^+ = |e\rangle \langle g|$ correspond à l'excitation de l'émetteur et $\sigma^- = |g\rangle \langle e|$ correspond à la désexcitation de l'émetteur. La quantité g est la constante de couplage de notre système. Quatre combinaisons sont possibles entre les termes d'annihilation et de création et les termes d'excitation et désexcitation, mais seules les transitions $|g\rangle \langle e| a^\dagger$ (qui crée un photon dans la cavité en désexcitant la boîte quantique) et $|e\rangle \langle g| a$ (qui excite la boîte quantique en vidant la cavité d'un photon) sont des transitions efficaces. L'Hamiltonien total du système est donc obtenu en sommant les trois termes donnés ci-dessus :

$$H = \hbar \left[\omega_c a^\dagger a + \omega_d |e\rangle \langle e| + ig(\sigma^+ a - \sigma^- a^\dagger) \right]$$

Après diagonalisation, les valeurs propres de l'Hamiltonien sont :

$$E_0 = 0$$

$$E_\pm(n) = n\omega_c - \frac{\omega_c - \omega_d}{2} \pm \sqrt{ng^2 + (\omega_c - \omega_d)^2}$$

où n désigne le nombre d'excitations élémentaires de l'état propre. En prenant l'exemple d'une seule excitation élémentaire dans la cavité, nous avons :

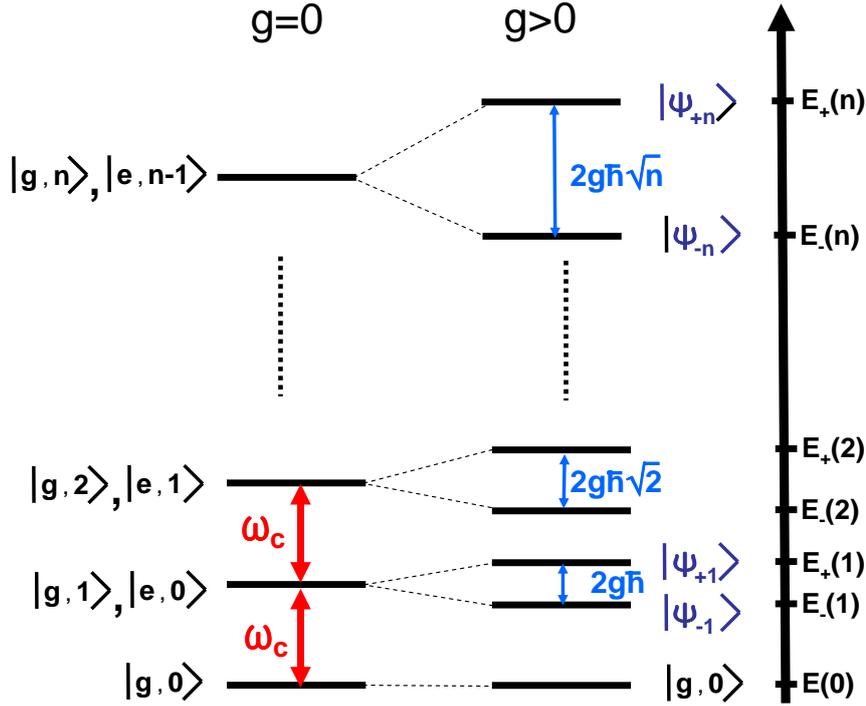


FIGURE 1.32. – Niveaux d'énergie de l'émetteur lorsque $g = 0$ et $g > 0$.

$$E_{\pm}(1) = \omega_c - \frac{\omega_c - \omega_d}{2} \pm \sqrt{g^2 + (\omega_c - \omega_d)^2}$$

La dégénérescence des états $|g, 1\rangle$ et $|e, 0\rangle$ est levée par l'interaction (voir Fig.1.32) et lorsque $\omega_c = \omega_d$, les états propres du système sont les états $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g, 1\rangle \pm |e, 0\rangle)$ correspondant aux énergies $E_{\pm}(1)$. De manière plus générale, la dégénérescence des états $|g, n\rangle$ et $|e, n - 1\rangle$ est levée par l'interaction, et lorsque $\omega_c = \omega_d$, le nouveau spectre est constitué d'un état fondamental puis de n paires d'états mixtes séparés de $2g\sqrt{n}$, et espacées de ω_c comme le montre la figure 1.32. On appelle ce spectre d'énergie, échelle de Jaynes-Cumming.

En absence de dissipation, si le système est présumé dans l'état $|e, 0\rangle$ à l'instant $t = 0$, un photon est émis par la boîte quantique puis absorbé puis réémis et ainsi de suite.

Si on trace la probabilité qu'une boîte quantique d'être excitée au cours du temps à partir de l'état initial $|e, 0\rangle$, on obtient une sinusoïde de fréquence g appelée oscillation de Rabi [128] représentée sur la figure 1.33. L'état du système est en effet donné par⁸ :

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{2}(e^{i\omega_+ t}(|e, 0\rangle + |g, 1\rangle) + \frac{1}{2}(e^{i\omega_- t}(|e, 0\rangle - |g, 1\rangle)))$$

avec $\omega_{\pm} = \frac{E_{\pm}}{\hbar}$.

Dissipations - Couplage fort et couplage faible

Les dissipations En réalité, l'émetteur n'est jamais isolé et la cavité n'est pas parfaite. Des effets de dissipations sont donc à considérer comme le schématise la figure 1.34. L'émetteur

8.

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{e^{i\frac{\omega_+ + \omega_-}{2}t}}{2} \left(\cos\left(\frac{\omega_+ - \omega_-}{2}t\right) |e, 0\rangle + i \sin\left(\frac{\omega_+ - \omega_-}{2}t\right) |g, 1\rangle \right)$$

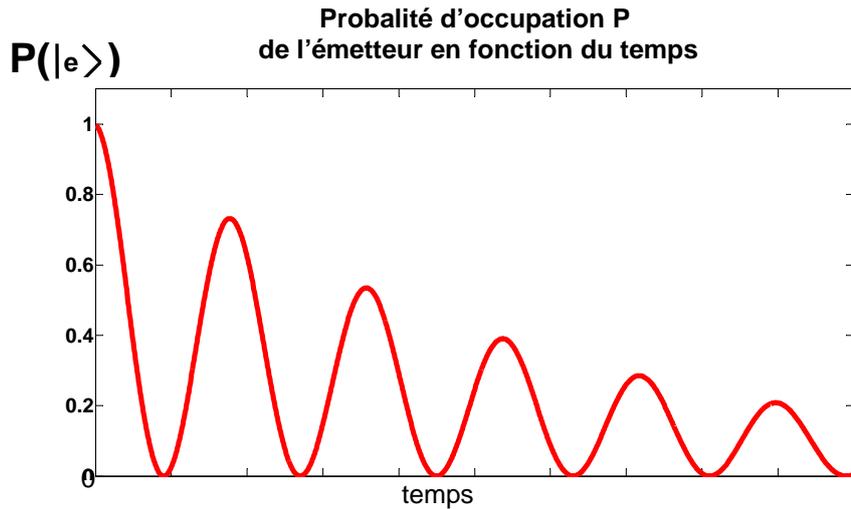


FIGURE 1.35. – En couplage fort, la probabilité que l'émetteur soit à l'état excité est une oscillation amortie à cause des pertes.

peut émettre un photon en dehors du mode fondamental de la cavité et le photon est alors considéré comme perdu pour le système. Cette émission spontanée hors du mode fondamental est régie par le taux d'émission spontanée γ_{sp} . De plus, les miroirs de la cavité ne sont pas parfaits et les photons peuvent s'échapper de la cavité avec un taux de fuite κ . Dans le chapitre 2, nous détaillerons les formules permettant de modéliser ces dissipations. Nous ne ferons ici qu'une étude qualitative en comparant les processus dissipatifs aux interactions cohérentes du système.

Couplage fort Lorsque les pertes de la cavité sont faibles comparées à l'interaction matière, $g > \frac{\kappa}{4}, \frac{\gamma_{sp}}{4}$. Dans nos système $\kappa \gg \gamma_{sp}$ et nous utiliserons comme facteur de mérite $S = \frac{4g}{\kappa}$ qui en régime de couplage fort est supérieur à 1. Dans ces conditions, le système est dit en couplage fort : il est alors possible d'observer les oscillations de Rabi mais les dissipations amortissent ces oscillations de Rabi au cours du temps comme le montre la figure 1.35. En excitation non résonante, le spectre de luminescence présente deux pics de luminescence associés aux deux états propres d'énergie $E_+(1)$ et $E_-(1)$.

Couplage faible Lorsque les pertes sont importantes comparées à l'interaction lumière matière, le système n'aura pas le temps de faire des cycles excitation-émission spontanée et le photon sortira très rapidement de la cavité. Dans ces conditions, $S = \frac{4g}{\kappa} < 1$ et nous sommes en régime de couplage faible. Dans ce cas, il n'y a pas d'oscillations de Rabi. La cavité amplifie cependant le champ électrique à la position de la boîte quantique ce qui modifie la densité d'états par rapport à l'absence de cavité. Cette modification aura pour conséquence d'inhiber ou d'accélérer l'émission spontanée comme l'illustre la figure 1.36. On appelle ce phénomène l'effet Purcell [33].

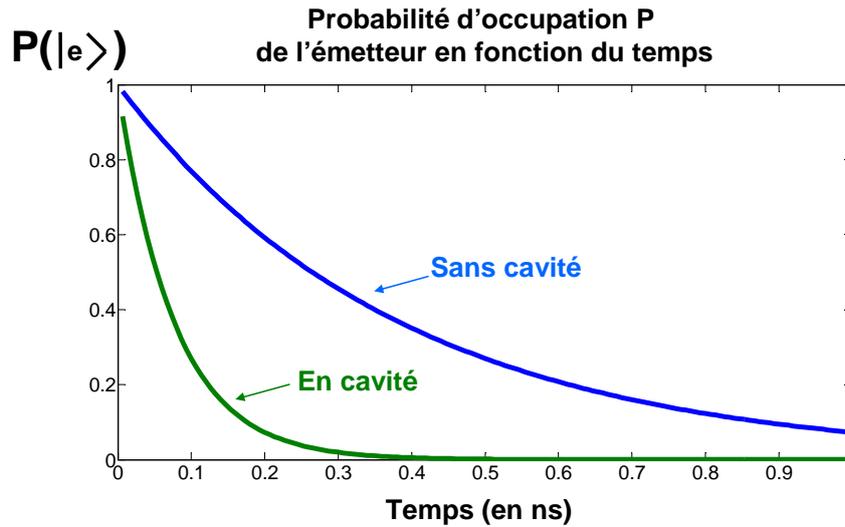


FIGURE 1.36. – En couplage faible, l'émission spontanée est accélérée par effet Purcell. Le mode de cavité est résonant avec l'énergie de la transition dipolaire de l'émetteur.

1.3.2. Les cavités optiques

Les différents types de cavité

Les cavités optiques pour les boîtes quantiques se regroupent en trois grandes catégories : les cavités à cristaux photoniques [129], les microdisques [130] et les micropiliers [131] (voir Fig. 1.37).

Les cavités optiques sont caractérisées par deux facteurs principaux qui sont le facteur de qualité Q et le volume modal. Le facteur de qualité est défini comme :

$$Q = \frac{\omega_c}{\kappa}$$

où κ est le taux de pertes optiques par unité de temps. On peut également relier Q au temps de vie moyen d'un photon dans la cavité :

$$Q = 2\pi\tau_{\text{photon}}\omega_c$$

Plus le facteur de qualité optique est grand, plus le temps de vie du photon sera long.

Le volume modal correspond, quant à lui, à l'espace occupé par le champ électromagnétique à l'intérieur de la cavité. Plus le volume modal est faible et plus le champ sera confiné à l'intérieur de la cavité permettant une meilleure interaction avec la boîte quantique. Pour chaque type de cavité, nous donnerons un ordre de grandeur de ces paramètres.

Les cavités à cristaux photonique

Les cristaux photoniques [129, 132] (voir Fig. 1.37.a), sont des plans de matériau semiconducteur de très faible épaisseur dans lequel on a percé des trous de manière périodique. De

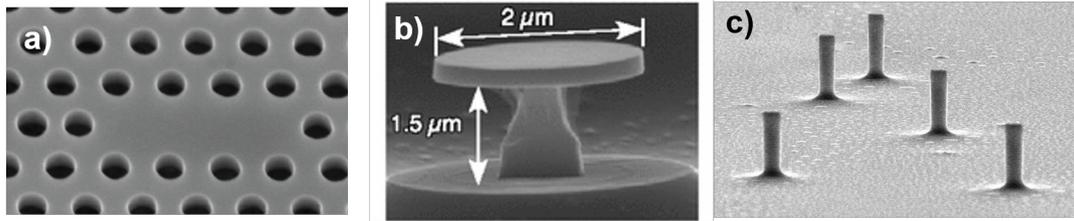


FIGURE 1.37. – Images présentant les différents types de cavité.

manière similaire à des électrons dans un cristal, il est possible de déterminer des bandes photoniques avec la présence d'une bande interdite photonique. De par le fort contraste d'indice entre le semiconducteur et l'air, la lumière est confinée dans le plan du cristal. Pour créer une cavité dans un cristal photonique, il faut générer un défaut qui consiste par exemple à enlever un ou plusieurs trous dans la structure. Ce défaut dans le cristal induit un niveau d'énergie discret dans la bande photonique. La lumière peut alors être confinée dans la cavité. Des facteurs de qualité très importants supérieurs à $10^5 - 10^6$ dépendant du matériau utilisé, ont pu être réalisés. Le volume modal de la cavité peut être très faible de l'ordre de $(\frac{\lambda}{n})^3$ dans ce type de structure. L'effet Purcell a pu être observé dans les cristaux photoniques [133] et le couplage fort également [35].

Les microdisques

Les microdisques [130] sont des structures composées d'un disque de faible épaisseur d'un matériau semi-conducteur reposant sur un pilier également en matériau semiconducteur (voir Fig. 1.37.b). La lumière est confinée à l'intérieur du disque par réflexion interne due à la différence d'indice entre l'air et le semi-conducteur. La propagation de la lumière à la périphérie du microdisque se fait suivant des modes appelés mode de galerie. De par le confinement latéral, le facteur de qualité peut atteindre plus de 100 000 avec des volumes modaux de l'ordre de $8(\frac{\lambda}{n})^3$. L'effet Purcell et le couplage fort ont été démontrés dans ces structures [34, 134].

Les micropiliers

Le micropilier [131] représenté sur la figure 1.37.c, est composé de deux empilements de couches $\frac{\lambda}{4n}$ entourant une cavité $\frac{\lambda}{n}$, où λ est la longueur d'onde dans le vide. Chaque empilement forme un miroir de Bragg (voir Fig.1.38) qui réfléchit complètement la lumière sur une gamme de longueur d'onde. En incorporant une cavité au centre des miroirs de Bragg (voir Fig. 1.38), on génère un état dans la bande interdite photonique qui crée un creux de réflectivité à la fréquence ω_c au centre du plateau de réflexion. Cette structure confine la lumière latéralement grâce à la différence d'indice entre l'air et le micropilier et réfléchit la lumière sur une large gamme de fréquence sauf à la fréquence ω_c . Les micropiliers peuvent avoir des facteurs de qualité de l'ordre de $10^4 - 10^5$ et des volumes modaux de l'ordre de $16(\frac{\lambda}{n})^3$. L'effet Purcell et le couplage fort ont été démontrés dans les micropiliers [135, 36]. Les boîtes quantiques que nous utilisons sont intégrées dans des structures micropiliers et la section suivante présente donc ce type de cavité plus en détails.

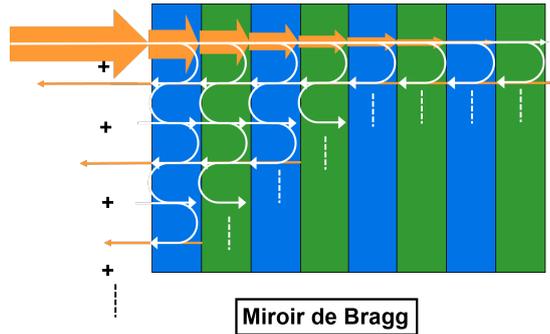


FIGURE 1.38. – Schéma de principe du miroir de Bragg : la lumière est réfléchi grâce aux interférences entre chaque interface.

Structure détaillée de la cavité micropilier

Les miroirs de Bragg

Comme dit précédemment, un micropilier est composé d’une cavité entourée de miroirs de Bragg. Les miroirs de Bragg sont des empilements alternés de couches de deux matériaux d’indice n_1 et n_2 comme le montre la figure 1.38. Dans l’idée d’avoir le maximum de réflexion à la longueur d’onde λ_B , les épaisseurs e_1 et e_2 sont choisies de manière à respecter la relation :

$$e_1 n_1 = e_2 n_2 = \frac{\lambda_B}{4}$$

Dans ces conditions, chaque couche du miroir de Bragg va appliquer un déphasage à lumière incidente. Entre chaque couche, une partie de l’onde incidente est transmise et l’autre réfléchi. Toutes ces composantes transmises et réfléchies donnent lieu à des interférences constructives pour la composante réfléchi et destructives pour la composante transmise. A la longueur d’onde λ_B , la lumière est complètement réfléchi. Les miroirs de Bragg de nos micropiliers sont composés de GaAs d’indice 3.5 et de AlAs d’indice 2.9. En utilisant une méthode de calcul de matrice de transfert, on peut tracer la réflectivité en fonction de la longueur d’onde. Sur la figure 1.39, nous montrons une courbe de réflectivité pour 20 empilements de couches optimisés pour $\lambda = 930nm$. Sur cette courbe, on peut voir que la lumière est réfléchi sur une large plage de longueur d’onde appelée “bande interdite”. Des oscillations sont également observées à l’extérieur de la “stop band” démontrant que les miroirs transmettent la lumière en dehors de celle ci. La largeur de la bande interdite est donnée par le contraste des indices deux matériaux utilisés :

$$\Delta\lambda = 4 \frac{\lambda_B}{\pi} \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

La réflectivité maximale obtenue à la longueur d’onde λ_B peut s’exprimer sous forme analytique :

$$R(\lambda_B) = \left[\frac{1 - \frac{n_a}{n_b} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N}}{1 + \frac{n_a}{n_b} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N}} \right]^2$$

où n_b et n_a sont les indices des milieux en haut et en bas du miroir de Bragg.

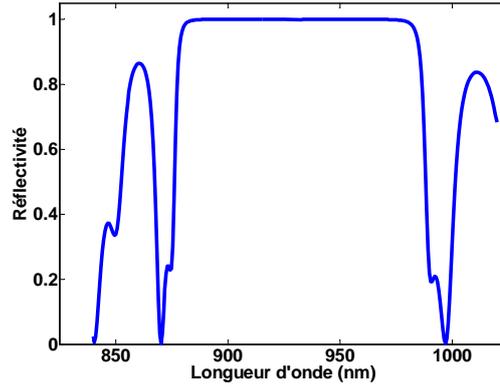


FIGURE 1.39. – Spectre de réflectivité d’un miroir de Bragg en fonction de la longueur d’onde. Le miroir réfléchit la lumière sur une large plage de longueur d’onde.

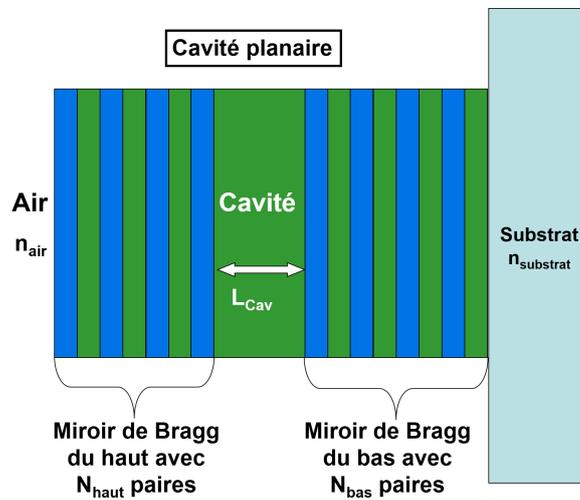


FIGURE 1.40. – Schéma d’une cavité planaire : Une cavité est insérée entre deux miroirs de Bragg

La cavité planaire

En plaçant une couche d’épaisseur $e_{cav} = \frac{\lambda}{n}$ entre deux miroirs de Bragg, nous formons une cavité planaire comme le montre la figure 1.40. La couche au centre des deux miroirs de Bragg est appelée cavité. En ajoutant une cavité entre les deux miroirs, un creux de réflectivité apparaît dans la “bande interdite” sur la longueur d’onde λ_B correspondant à l’existence d’un mode de cavité. Sur la figure 1.41, nous avons représenté la réflectivité calculée avec la méthode des matrices de transfert [136] d’une cavité planaire avec 16 paires de couches du côté exposé à l’air et 20 paires de couches du côté substrat. Pour compenser la différence d’indice entre le substrat et l’air, 4 paires de couches sont ajoutées côté substrat. Dans cette configuration, la cavité planaire est symétrique avec deux miroirs de Bragg de réflectivité équivalente et elle est totalement transmissive à la longueur d’onde λ_B . La transmission décroît à mesure que l’on s’écarte de la résonance de la cavité λ_B en suivant un profil lorentzien comme le montre la figure 1.41. La largeur de cette lorentzienne correspond au taux de fuite κ dépendant donc du facteur de qualité de la cavité planaire, lui-même dépendant

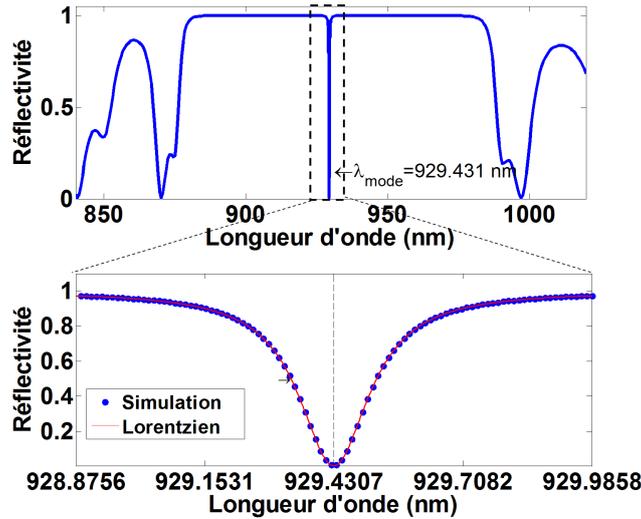


FIGURE 1.41. – Spectre de réflectivité d'une cavité planaire en fonction de la longueur d'onde. La cavité planaire réfléchit la lumière sur une large plage de longueur d'onde sauf à l'énergie de résonance avec la cavité

du nombre de paires de couche dans le miroir de Bragg dans la structure : plus il y a de paires dans les miroirs de Bragg, plus le facteur de qualité sera élevé et le creux de réflectivité sera fin. Le minimum de réflectivité du creux de transmission est contrôlé par la symétrie de la cavité planaire. Lorsque le nombre de paires de miroir est le même en haut de la cavité qu'en bas de la cavité, le taux de fuite du miroir du haut noté κ_{top} est identique au taux de fuite du miroir du bas noté κ_{bot} . En créant un déséquilibre entre les deux miroirs, $\kappa_{top} \neq \kappa_{bot}$ et la composante réfléchie à la longueur d'onde λ_B devient non nulle.

La cavité micropilier La lumière est confinée dans l'axe perpendiculaire de la cavité planaire. Elle peut cependant, se propager librement dans le plan de la cavité entraînant de nombreuses pertes par les côtés. Pour confiner la lumière dans les trois directions de l'espace, la cavité planaire est réduite latéralement pour former un micropilier. Lorsque ces piliers ont un rayon suffisamment faible, des modes de cavité discrets apparaissent. Le rayon du micropilier a une incidence directe sur le mode de cavité : plus le pilier a un rayon faible, plus les énergies des modes seront élevées comme l'indique la figure 1.42. Par ailleurs, la séparation des modes du micropilier est d'autant plus grande que le rayon diminue. La réduction du diamètre des piliers permet également d'avoir un volume modal plus faible ; cependant, cette diminution du volume modal s'accompagne généralement d'une augmentation des pertes par diffusion sur la surface rugueuse du micropilier, synonyme d'une diminution du facteur de qualité.

Le spectre de réflectivité d'une cavité micropilier est similaire à celui d'une cavité planaire avec un creux de réflectivité à l'énergie ω_C . La largeur du pic de transmission κ correspond au taux d'échappement total regroupant l'ensemble des canaux de fuite du micropilier. Le taux d'échappement total κ est décomposé en trois composantes qui sont représentées sur la figure 1.43 :

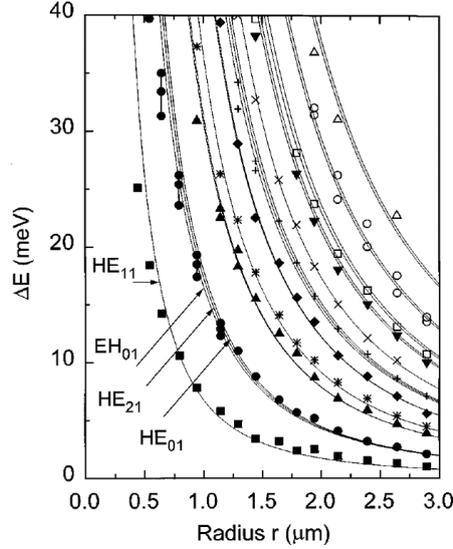


FIGURE 1.42. – Spectre extrait de la thèse d’Adrien dousse[137]illustrant la différence d’énergie entre les modes du piliers par rapport à la résonance de la cavité planaire en fonction du rayon des piliers

$$\kappa = \kappa_{top} + \kappa_{bot} + \kappa_{loss}$$

avec κ_{top} et κ_{bot} , le taux d’échappement par le miroir du haut et le miroir du bas (coté substrat) et κ_{loss} le taux d’échappement associé aux autres pertes. Ces pertes sont décomposées en deux parties : Les pertes due à l’absorption dans le matériau des photons et les pertes par les modes de fuite, dues à la rugosité du micropilier. Ces dernières sont prépondérantes dans notre système et dépendent de la taille du pilier.

On définit également l’efficacité d’extraction par le miroir du haut η_{top} par :

$$\eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa}$$

L’efficacité d’extraction par le miroir du haut définit le minimum de réflectivité du creux de réflectivité de la cavité représenté sur la figure 1.41. Dans le chapitre 2, nous discuterons de l’influence de cette grandeur sur les spectres de spectroscopie résonante. Nous verrons notamment que $R_{min} = 0$ lorsque $\eta_{top} = 0.5$. Cette grandeur joue également un rôle primordial dans le phénomène de rotation de polarisation qui sera discuté dans le chapitre 4. Dans ce cas, nous recherchons $\eta_{top} \sim 1$ afin que le maximum de lumière soit extraite par le miroir du haut pour observer une rotation de polarisation maximale.

Généralement, le micropilier n’a pas de symétrie de révolution. Cette ellipticité lève la dégénérescence de polarisation des modes qui sont définis par le grand axe et le petit axe du micropilier, notés respectivement H et V. Le mode fondamental est donc séparé en deux modes de polarisation orthogonaux et d’énergie ω_H et ω_V correspondant aux axes propres de la cavité. On quantifie la séparation des modes par la différence $\omega_H - \omega_V$ entre les énergies des deux modes. Afin d’être pertinent dans la description de notre système, nous définissons la séparation de mode normalisée δ :

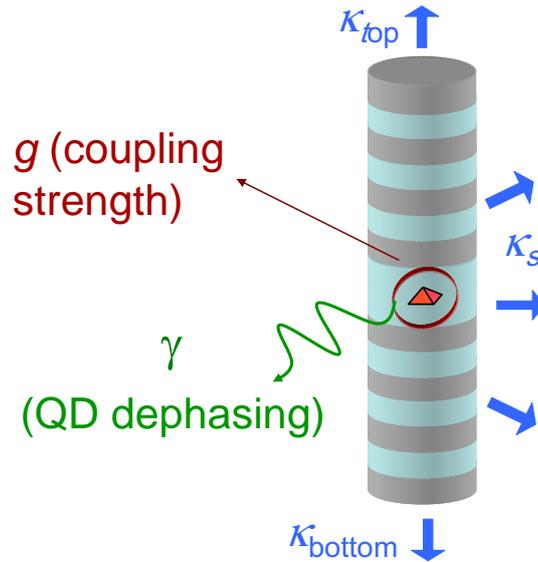


FIGURE 1.43. – Schéma représentant les paramètres majeurs de la cavité micropilier.

$$\delta = \frac{(\omega_H - \omega_V)}{\kappa}$$

Si le pilier est parfaitement symétrique, $\omega_H - \omega_V = 0$. Dans le cas contraire, le pilier est anisotrope et $\omega_H - \omega_V \neq 0$. La cavité micropilier est alors un milieu biréfringent qui “transforme” les photons polarisés circulairement droit en gauche et inversement. La cavité micropilier a un comportement d’autant plus biréfringent que $\omega_H - \omega_V$ est grand.

La lithographie in-situ

Que ce soit en couplage fort ou en couplage faible, pour obtenir un couplage optimal entre la boîte quantique et la cavité, il faut que la boîte quantique se situe au centre du micropilier (là où le champ électromagnétique est maximal) et que l’énergie de la transition de la boîte quantique ω_d soit la même que celle du mode de cavité ω_c . Les boîtes quantiques fabriquées par la croissance de type Stransky-Krastanov étant réparties de manière aléatoire spatialement et en terme d’énergie, la communauté des boîtes quantiques en microcavité a développé des techniques pour repérer la position exacte d’une boîte quantique et pour fabriquer la cavité en prenant en compte l’énergie de l’émetteur. La première technique de couplage déterministe a été élaboré par le groupe de A. Imamoglu [138] en utilisant un microscope électronique à balayage pour repérer la position des boîtes quantiques en 2005.

Suivant le même raisonnement, A. Dousse et al ont développé au LPN, une technique de lithographie in-situ déterministe [37]. Cette technique qui est schématisée sur la figure 1.44, consiste à graver un micropilier sur mesure après avoir repéré et caractérisé la boîte quantique en photoluminescence pour obtenir un très bon accord spatial et spectral entre la boîte quantique et la cavité.

Initialement, l’échantillon obtenu par épitaxie par jet moléculaire est une cavité planaire contenant un plan de boîtes quantiques, recouverte d’une résine positive notamment à 532 nm et à 4K. La technique de photoluminescence est utilisée une première fois pour

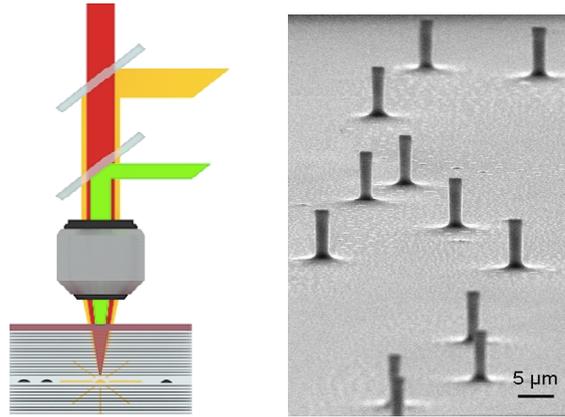


FIGURE 1.44. – Schéma de la technique de lithographie in-situ

identifier l'énergie de la résonance de la cavité planaire et la distribution spectrale des boîtes quantiques. Cette distribution est très large, de l'ordre de 50 meV, soit trois ordres de grandeur de plus que la largeur spectrale typique d'un mode de cavité. Pour diminuer la densité de boîtes quantiques en résonance avec le mode, un recuit est appliqué pour désaccorder l'énergie de la majorité des boîtes quantiques avec l'énergie du mode de cavité. A la fin du recuit, il reste des boîtes quantiques en résonance avec le mode en plus faible densité et donc bien séparées spatialement. On peut ainsi obtenir une boîte quantique en résonance par micropilier.

L'étape suivante consiste à repérer spatialement les boîtes quantiques sur l'échantillon. On sélectionne notamment les boîtes quantiques émettant à une énergie pouvant correspondre à un micropilier de taille raisonnable. Grâce à des moteurs piézo-électriques très sensibles, la position exacte de la boîte quantique est caractérisée via les mesures de luminescence résolues en position. Cette position définit le centre du micropilier.

Une fois la boîte quantique repérée, on analyse les énergies des transitions de la boîte quantique grâce à la photoluminescence. On choisit ensuite la taille du pilier de manière à ce que l'énergie de la transition de la boîte quantique soit égale à celle du mode de cavité, une fois le micropilier gravé.

Enfin, un laser vert de 532nm insole la résine autour de la position de la boîte quantique pour définir le rayon du pilier. En salle blanche, on grave l'échantillon pour qu'il ne reste que les zones protégées par la résine, c'est à dire les micropiliers.

On peut ainsi fabriquer de nombreux micropiliers en accord spatial et spectral avec une boîte quantique.

1.3.3. Excitation résonante et non linéarité optique des boîtes quantiques en micropilier

1.3.3.1. L'excitation résonante de boîtes quantiques

Les expériences d'initialisation et de lecture de spin présentées dans le chapitre 1.2, se basent sur l'excitation résonante. L'excitation résonante décrite dans la section 1.1.1 consiste à exciter la transition de la boîte quantique avec un faisceau d'énergie $\omega = \omega_d$. Une transition

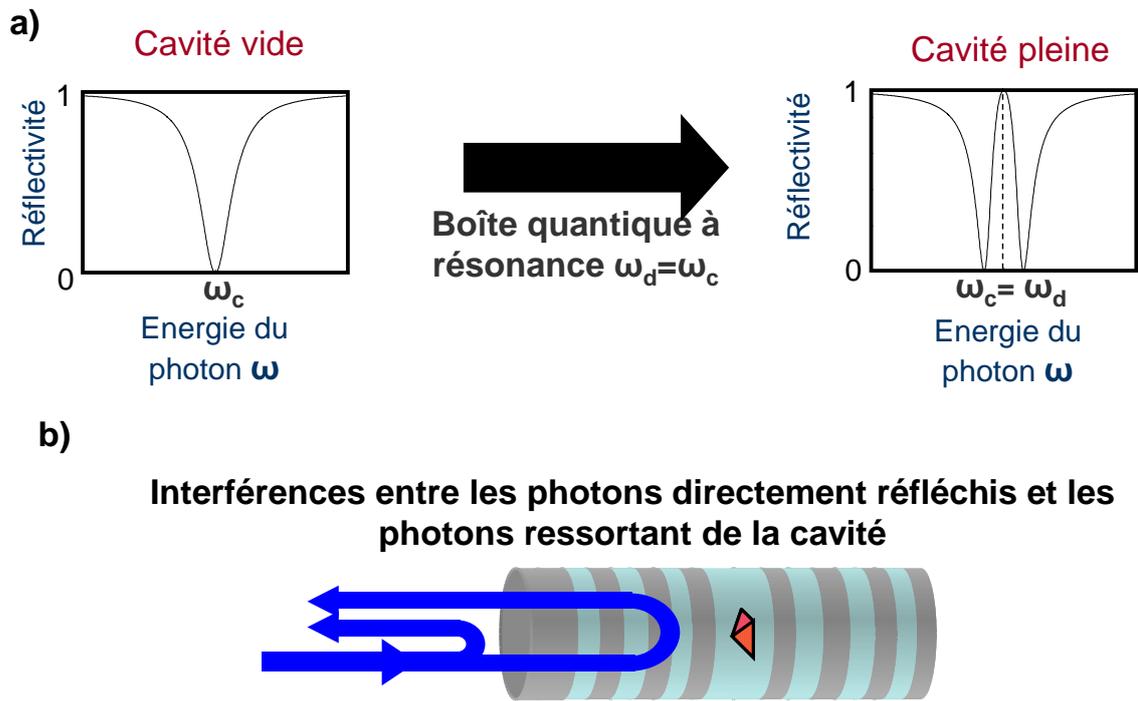


FIGURE 1.45. – a. Illustration de l'effet d'une transition de boîte quantique à résonance avec le mode de cavité. A gauche, spectre de réflectivité d'une cavité vide. A droite, spectre de réflectivité d'une cavité avec une transition de boîte quantique en résonance. b) Schéma représentant l'interférence entre le faisceau directement réfléchi par le micropilier et le faisceau qui a interagit avec la boîte quantique.

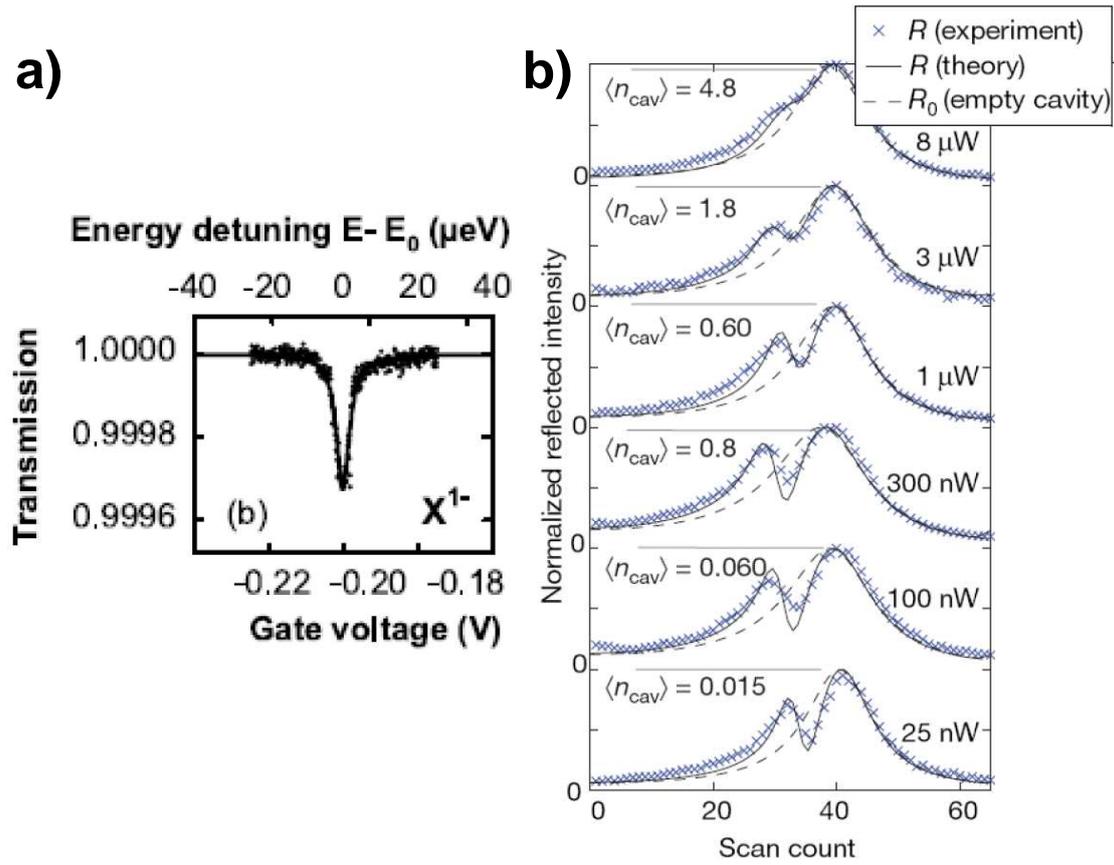


FIGURE 1.46. – a) Extrait de la référence [139]. Spectre de transmission différentielle en fonction de la tension appliquée au dispositif et donc en fonction de la différence d'énergie entre le laser d'excitation d'énergie ω et l'énergie de la transition $|X^- \rangle$ d'énergie ω_d . b) Extrait de la référence [140]. Spectres de réflectivité en fonction de $\omega_c - \omega_d$ pour différentes puissances.

de la boîte quantique modifie alors la réponse optique en réflectivité et en transmission d'une structure. En prenant l'exemple de la réflectivité qui sera largement abordée dans ce manuscrit, et si nous reprenons le spectre de réflectivité de nos cavités micropilier introduites dans la section précédente, on peut observer un creux de réflectivité de la cavité seule schématisé sur la figure 1.45a (à gauche). Lorsque la boîte quantique est à résonance avec la cavité, c'est à dire $\omega_d = \omega_c$, la boîte quantique absorbe et réemet des photons qui interfèrent avec les photons directement réfléchis comme l'illustre la figure 1.45b (nous avons pris l'exemple ici d'un micropilier). Ces interférences conduisent alors à un pic de réflectivité schématisé sur la figure 1.45.a (à droite). Ces changements de la réponse optique de la structure permettent de caractériser les boîtes quantiques et sont à la base de la spectroscopie résonante. Nous nous focaliserons ici sur les techniques de spectroscopie se basant sur la transmission et la réflectivité mais il existe d'autres techniques telles que la fluorescence résonante qui exploitent l'excitation résonante.

1.3.3.2. Demonstrations expérimentales

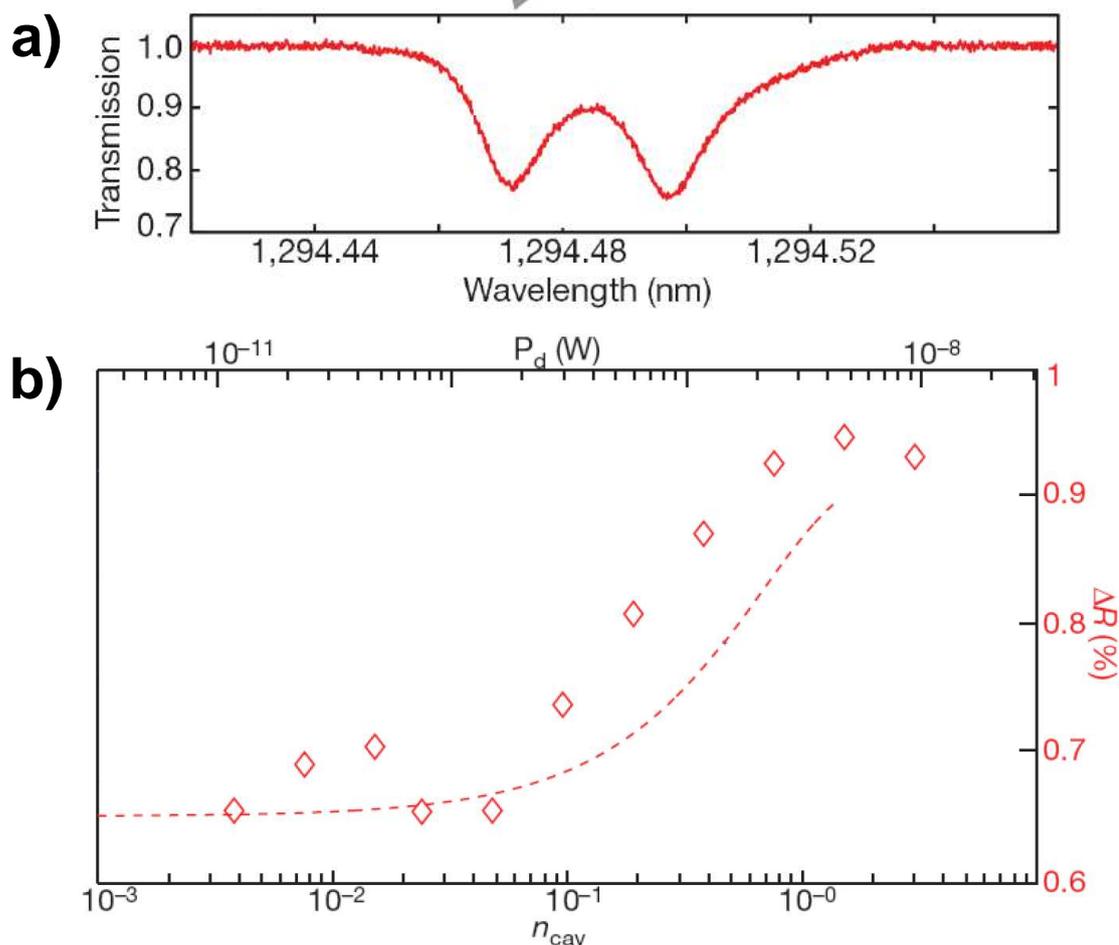


FIGURE 1.47. – a) Extrait de la référence [141]. Spectre de transmission en fonction de l'énergie d'excitation. b) Mesures de transmission à $\omega = \omega_d = \omega_c$ normalisée par sa valeur lorsque la cavité est vide. La courbe rouge en tiret provient d'une simulation numérique

Sans cavité Les premiers travaux d'excitation résonante sur boîtes uniques ont été effectués par Högele et al [139] dans le groupe de Khaled Karrai, en utilisant un laser d'énergie fixe et en modifiant l'énergie de la transition de la boîte quantique par effet Stark. Pour étudier la boîte quantique en excitation résonante, Högele et al ont étudié la transmission du système. La transmission mesurée est normalisée avec la transmission lorsque $\omega_d \neq \omega$ et ils ont ainsi observé un creux de transmission dans le spectre lorsque $\omega_d = \omega$, comme le montre la figure 1.46.a). Cette différence de transmission est induite par l'interaction d'une partie des photons incidents avec la boîte quantique lorsque sa transition est excitée par le faisceau incident ($\omega_d = \omega$). Dans cette expérience, aucune cavité optique n'est utilisée ce qui explique le faible contraste observé sur les spectres de transmission différentielle (0.04% pour le trion négatif X^- et 0.2% pour l'exciton X).

Cristaux photoniques et microdisques Les premières expériences d'excitation résonante avec des boîtes quantiques uniques en microcavité ont eu lieu trois ans plus tard en 2007 dans les cristaux photoniques [140] et les microdisques [141] (ces microcavités sont présentées

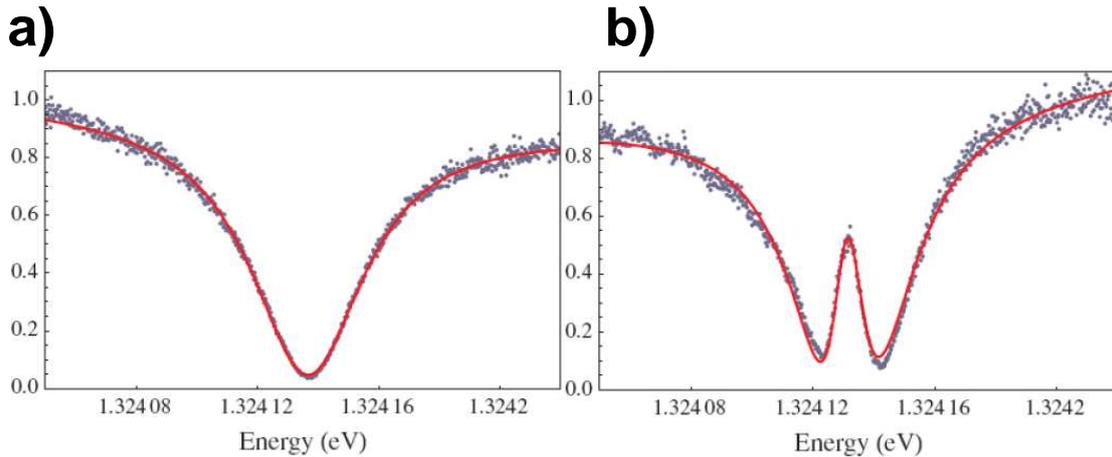


FIGURE 1.48. – Courbes extraites de la référence [142]. a) Spectre de réflectivité en fonction de l'énergie d'excitation sur une cavité sans interaction. b) Spectre de réflectivité en fonction de l'énergie d'excitation sur une cavité interagissant avec une boîte quantique. Les courbes rouges sont issues d'un calcul théorique.

en section 1.3.2). Englund et al [140], dans le groupe de Jelena Vučković, ont mesuré des spectres de réflectivité (voir Fig 1.46.b) en excitation résonante sur des boîtes quantiques en couplage fort avec une cavité à cristal photonique. Pour obtenir un spectre de réflectivité, le laser est à énergie fixe et la température varie pour modifier l'énergie de la transition de la boîte quantique et l'énergie de la résonance de la cavité. Comme ω_d varie plus rapidement que ω_c avec la température, $\omega_d = \omega_c$ pour une température précise. Le contraste maximal entre la cavité vide et la cavité pleine est obtenu lorsque la puissance d'excitation est faible et atteint environ 60%. Ces différents spectres de réflectivité de la figure 1.46.b, mettent en évidence le phénomène de saturation de la boîte quantique qui sera décrit un peu plus loin.

Srinivasan et al dans le groupe de Oskar Painter, ont également étudié des boîtes quantiques dans des microdisques grâce à des mesures en transmission et en réflexion. Le couplage entre la cavité et le faisceau incident se fait via une fibre optique étirée et ω_c est contrôlée en injectant de l'azote à l'intérieur du cryostat pour modifier les modes de galerie du microdisque par absorption d'azote. Ils ont ainsi pu obtenir le spectre de la figure 1.47.a en réglant $\omega_d = \omega_c$ et en variant l'énergie du faisceau incident. Le contraste est d'environ 35% et dénote également un effet de saturation de la boîte quantique, comme le montre la figure 1.47.b, au fur et à mesure que la puissance augmente.

Micropiliers Pour les cavités de type micropilier, la première expérience de spectroscopie résonante a été faite par MT. Rakher et al [142] dans le groupe de Dirk Bouwmeester. Ils ont mesuré la réflectivité de la cavité vide (Fig 1.48.a) et la cavité pleine (Fig 1.48.b) et ont démontré un contraste de 50% en réflectivité.

Dans le groupe de J. Rarity en 2011[143], les boîtes quantiques en microcavité ont également été étudiées en spectroscopie résonante comme illustré sur la figure 1.49.a et des analyses en polarisation ont permis de déduire le déphasage induit par la boîte quantique. En effet, la réflectivité mesurée peut s'exprimer en fonction du coefficient de réflectivité r du système par la relation $R = |r|^2$. Ce coefficient de réflectivité est un nombre complexe

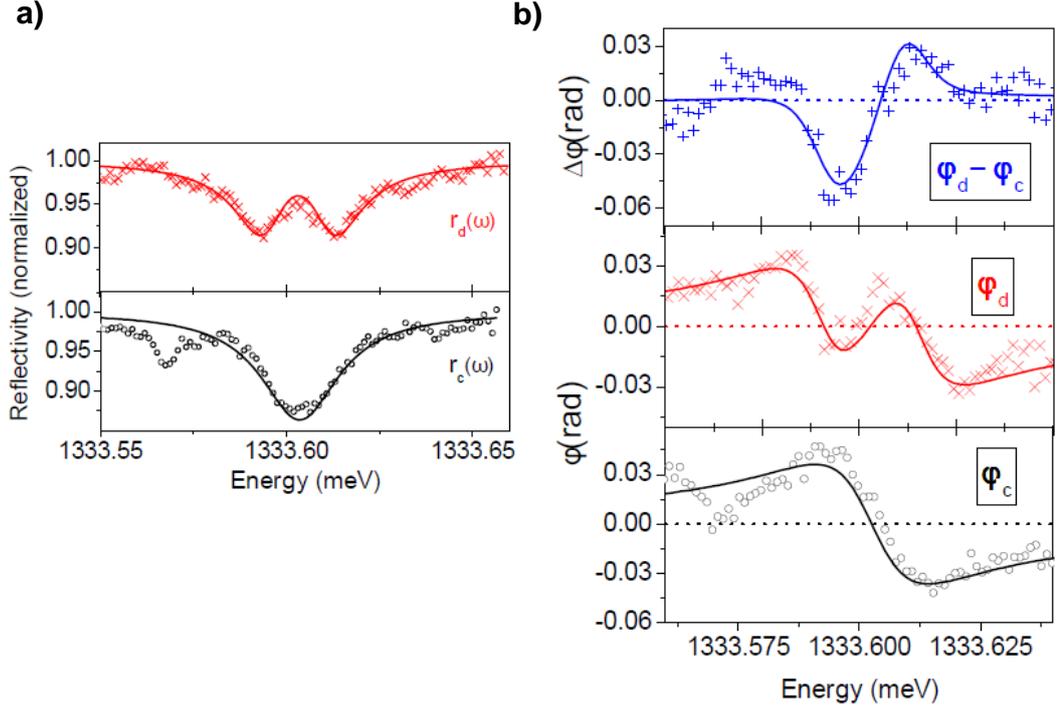


FIGURE 1.49. – Figures extraites de la référence [143]. a) Spectres de réflectivité lorsque $\omega_d = \omega_c$ (en rouge) et $\omega_d \neq \omega_c$ (en noir). b) Spectres de déphasage en fonction de l'énergie d'excitation lorsque $\omega_d = \omega_c$ (en rouge) et $\omega_d \neq \omega_c$ (en noir). Le spectre en bleu est la différence des deux spectres et donne le déphasage induit par la boîte quantique.

avec une phase. Young et al ont réussi à mesurer cette phase et à observer le décalage de cette phase induite par la boîte quantique qui est de l'ordre de quelques degrés (environ 0.05 rad soit environ 2.8°) comme le montre la figure 1.49.b. Dans cette étude, la réponse optique de la boîte quantique en microcavité est analysée en polarisation permettant des perspectives intéressantes pour des expériences de lecture de spin comme nous le verrons dans les chapitres 4 et 5.

Au sein de notre équipe au LPN, la spectroscopie résonante a débuté avec les travaux de Vivien Loo. En 2010, Loo et al. ont mesuré les spectres de réflectivité d'une boîte quantique en micropilier dans le régime de couplage fort [144]. Pour obtenir un spectre de spectroscopie résonante, un faisceau incident dont la fréquence ω varie aux alentours de ω_c , est focalisé à la surface du micropilier comme le montre la figure 1.50.a. Le faisceau est ensuite réfléchi et mesuré. Les spectres de réflectivité de la figure 1.51 sont obtenus en mesurant le rapport de la puissance réfléchi sur la puissance incidente. La température est choisie de manière à obtenir $\omega_d = \omega_c$. Lorsque la transition de la boîte quantique est hors résonance de la cavité, on identifie le creux de réflectivité caractéristique d'une cavité vide (voir figure 1.50.b). La boîte quantique est à résonance avec la cavité en modifiant la température et un pic large de réflectivité apparaît (voir figure 1.50.c). La réponse optique est clairement modifiée par la présence de la boîte quantique.

Loo et al[41] avaient également observé une saturation de la boîte quantique. Dans ces expériences, ils observent des contrastes importants de l'ordre de 30-40% dus à l'exacerbation

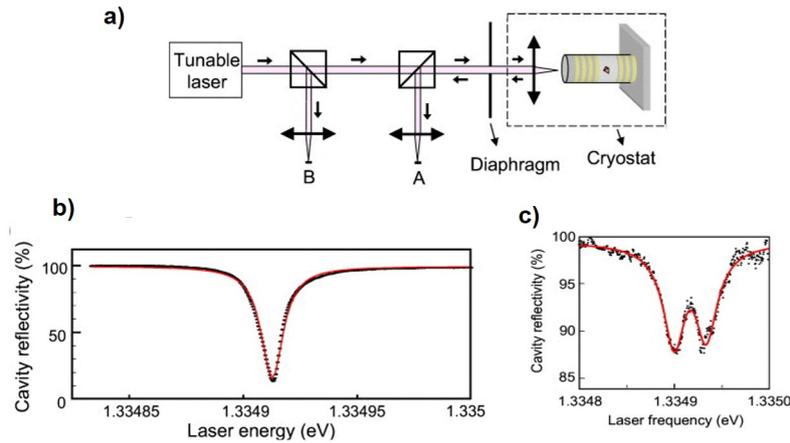


FIGURE 1.50. – Figures extraites de la référence [144]. a) Schéma du montage expérimental de spectroscopie résonante. b) Spectre de réflectivité de la cavité en fonction de l'énergie du laser incident. c) Spectre de réflectivité de la cavité avec la boîte quantique en résonance, en fonction de l'énergie du laser incident. Les courbes rouges ont été calculées avec un modèle théorique présenté dans le chapitre 2.

de l'interaction entre la boîte quantique et le faisceau incident. Dans chacune de ces expériences décrites précédemment, un effet de saturation des boîtes quantiques à haute puissance a été observé mettant en avant le caractère non linéaire des boîtes quantiques sous excitation résonante.

1.3.3.3. Effet de non linéarité optique

Lorsque la puissance incidente est trop importante, le spectre de réflectivité d'une boîte quantique en microcavité devient similaire à celui d'une cavité vide. Cette modification de la réponse optique de la boîte quantique avec la puissance s'explique par la saturation de sa transition. Lorsque $\omega = \omega_d$, l'absorption d'un photon en résonance avec la boîte quantique entraîne la création d'une paire electron trou qui modifie l'énergie de la résonance pour l'absorption d'un deuxième photon (le biexciton a une énergie différente de celle de l'exciton)[145]. Il s'ensuit que si deux photons d'énergie $\omega = \omega_d(X)$ sont envoyés en même temps sur le dispositif, seul un des deux photons interagira avec la boîte quantique, l'autre photon n'ayant pas une énergie appropriée pour exciter le biexciton. En reprenant maintenant les spectres de réflectivité de la figure 1.51, si peu de photons sont envoyés dans la cavité, la boîte quantique est la majorité du temps à l'état fondamental et potentiellement excitable par les quelques photons dans la cavité ce qui se traduit par un pic de réflectivité sur le spectre. Si beaucoup de photons sont envoyés dans la cavité, la boîte quantique est la moitié du temps dans son état excité et la moitié du temps dans son état fondamental. La boîte quantique est donc saturée et est donc transparente pour la majorité des photons. Le spectre apparaît alors comme celui de la cavité vide et c'est ce que nous observons sur les spectres des expériences d'excitation résonante.

Il est usuel de caractériser l'efficacité de la non-linéarité optique du système en mesurant le nombre de photons qu'il est nécessaire d'injecter à l'intérieur de la cavité pour saturer

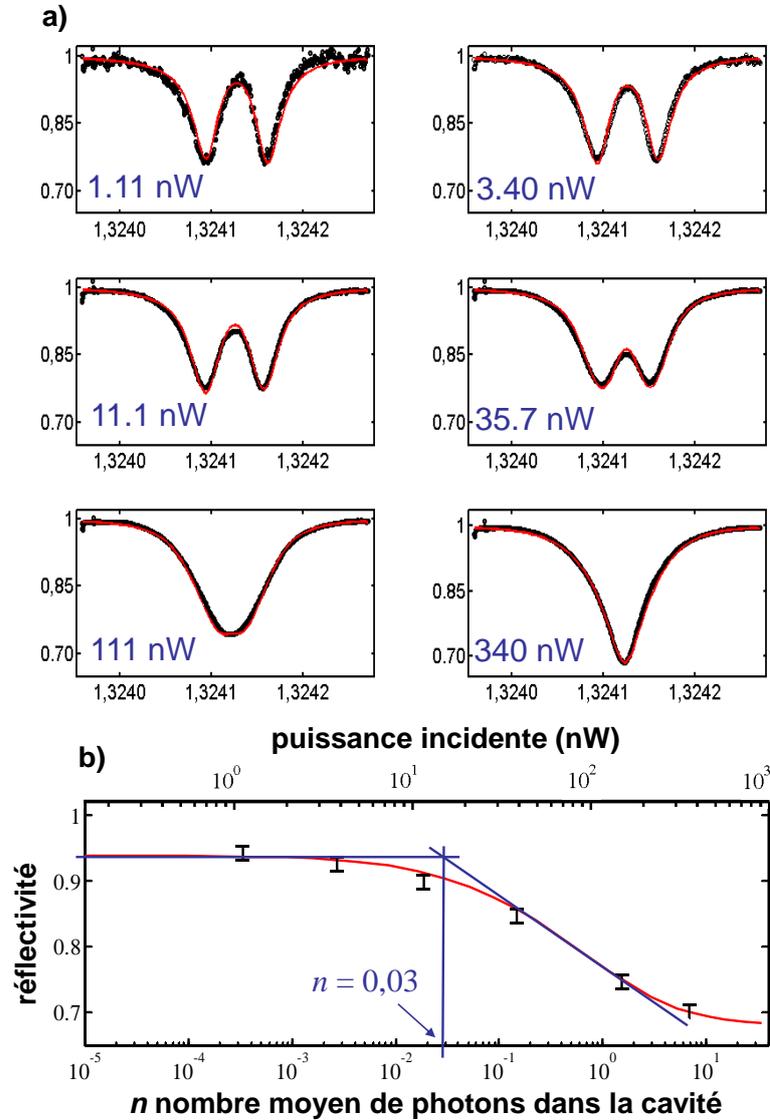


FIGURE 1.51. – Figures extraites de la référence [41]. a) Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie d'excitation lorsque $\omega_d = \omega_c$ pour différentes puissances incidentes. Sur ces spectres, nous observons la saturation progressive de la boîte quantique à mesure que la puissance augmente jusqu'à retrouver le spectre d'une cavité vide. b) Courbe de la réflectivité à $\omega = \omega_d = \omega_c$ en fonction du nombre de photons intracavité. L'amplitude du pic de la boîte quantique diminue lorsque le nombre de photon intracavité augmente. Grâce à cette courbe, nous pouvons retrouver le nombre de photons critique comme l'illustre les deux lignes bleues.

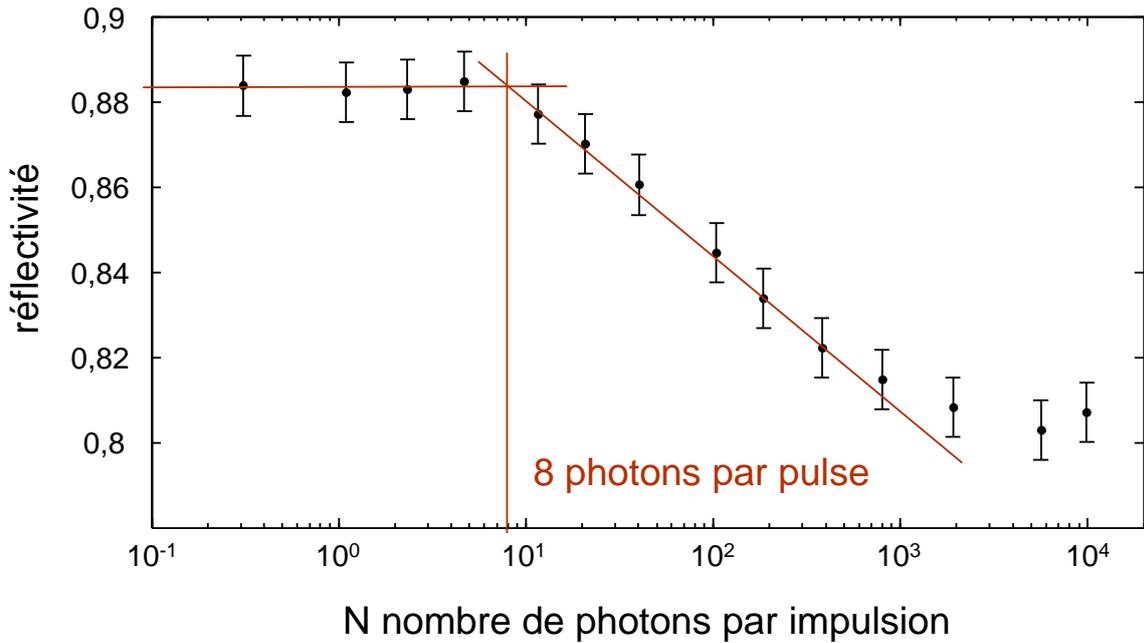


FIGURE 1.52. – Courbe de non-linéarité extraite de la référence [41] en régime pulsé représentant la réflectivité à résonance avec la boîte quantique en fonction du nombre de photons incident. La réflectivité diminue jusqu'à retrouver le spectre d'une cavité vide car la boîte quantique se sature progressivement. Un seuil de non linéarité à 8 photons est identifié.

la transition. Pour caractériser cette non-linéarité, il est particulièrement intéressant de travailler en excitation pulsée (les expériences introduites précédemment ont été réalisées en régime continu). La non-linéarité de la boîte quantique a été mise en évidence expérimentalement en 2007 [146]. Dans les cavités à cristaux photoniques, il a été démontré que la boîte quantique pouvait être saturée avec une centaine de photons incidents par impulsion [147, 148, 18]. Récemment, Vivien Loo a montré au LPN, que les boîtes quantiques en micropilier pouvaient démontrer une non linéarité optique avec un seuil de 8 photons incidents par impulsion [41] comme le démontre la figure 1.52.

Dans ce travail, la limite des 8 photons est en grande partie due aux pertes importantes de la cavité et au faible nombre de photon extrait par le miroir du haut (8%). En conservant le même taux de décoherence γ et la même constante de couplage lumière matière g , une nonlinéarité à 1 photon peut être atteinte lorsque 50% des photons sont extraits par le miroir du haut [41].

La non-linéarité des boîtes quantiques en microcavité est très intéressante puisqu'elle pourrait permettre l'élaboration de portes logiques quantiques basées sur les boîtes quantiques [149] et de routeur à photon unique. Les faibles seuils de nonlinéarité obtenus démontrent une interaction privilégiée avec la lumière grâce à la présence de la cavité.

1.4. Conclusion

Comme présenté dans l'introduction générale de ce manuscrit, les boîtes quantiques en microcavité sont des dispositifs extrêmement prometteurs en tant que source de photons uniques [31] et indiscernables [32]. Olivier Gazzano a notamment montré en 2013, que les boîtes quantiques en micropilier développées par technique de lithographie in-situ étaient d'excellentes sources quantiques de photons [38].

Le spin dans une boîte quantique est un très bon candidat en tant que bit quantique. Nous avons vu dans la section 1 et 2 de ce chapitre que le spin correspondait aux critères de DiVincenzo. C'est un système bien défini avec un état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$ qui peut être dans un état superposé $\alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$. Les temps de cohérence du spin de l'électron et du trou sont respectivement de l'ordre de la nanoseconde et de la dizaine de nanoseconde mais peuvent être augmentés notamment en utilisant un champ magnétique. Nous avons également présenté plusieurs expériences démontrant l'initialisation, le contrôle et la lecture de l'état de spin d'une boîte quantique. Des expériences d'intrication entre le spin et la lumière ont également été démontrées. Ces expériences ont généralement été faites avec des boîtes quantiques sans cavité ou avec des cavité avec un facteur de qualité faible.

L'idée de cette thèse est d'utiliser des boîtes quantiques dans des cavités optiques optimisées, c'est à dire, des micropiliers. Ces dispositifs ont largement fait leur preuve en démontrant que l'interaction entre la lumière et la matière était grandement exaltée que ce soit en tant que source ou en tant qu'interface avec les photons. Si les micropiliers permettent d'obtenir une excellente interface boîte quantique-photon, une boîte quantique en micropilier peut également être une excellente interface spin-photon comme le proposent les différents travaux théoriques du groupe de J. Rarity.

La suite du manuscrit répondra à ces questions en présentant des expériences faites sur un spin confiné dans une boîte quantique en microcavité dans les chapitres 3 et 5. Nous présenterons également des modèles théoriques permettant d'analyser et de prédire ces expériences dans les chapitres 2 et 4.

2. Modélisation des boîtes quantiques en microcavité : non linéarité optique et initialisation de spin.

Les physiciens ont développé des outils mathématiques et plus tard, numériques pour interpréter, comprendre et prédire les résultats de leur expérience. Il en va de même pour les expériences d'excitation résonante pour les boîtes quantiques en microcavité. Dans ce chapitre, nous allons introduire les principes théoriques permettant de décrire une boîte quantique en microcavité en excitation résonante. Nous présenterons une méthode numérique et un modèle analytique permettant de comprendre et d'analyser rapidement la réponse optique de notre système pour différents paramètres. La première méthode est un calcul numérique utilisant la "Quantum Tool Box" [150]. La seconde méthode est un modèle semi-classique élaboré à partir de l'équation maîtresse du système. Nous comparerons ces deux modèles en démontrant un très bon accord analytique/numérique et nous terminerons le chapitre par une étude complète du phénomène de pompage optique de spin.

La section 2.1 sera donc consacrée à introduire les bases de nos modèles. Nous y introduirons la notion d'opérateur, de matrice densité et l'équation maîtresse. Nous modéliserons à l'aide de formules analytiques le comportement d'une cavité "vide" dans la section 2.2 et d'une cavité interagissant avec un exciton neutre dans la section 2.3. La section 2.4 présentera un modèle semi-classique pour une boîte quantique chargée dans un état de spin déterminé. La section 2.5 prendra en compte les fluctuations de l'état de spin et étudiera l'effet de pompage optique de spin.

2.1. Introduction

2.1.1. Hamiltonien d'un système isolé

En mécanique quantique, un système peut être décrit par sa fonction d'onde s'il est dans un état pur (noté $|\psi\rangle$). Cependant, lorsque le système est ouvert et/ou lorsque des processus classiques aléatoires entrent en jeu, le système est décrit par un mélange statistique d'états $|\psi_i\rangle$ associés à des probabilités p_i . Une approche statistique consiste à décrire l'état d'un tel système quantique par la matrice densité ρ définie comme :

$$\rho = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i| \quad (2.1)$$

Pour un système isolé sans perte, l'évolution du système est régie par l'opérateur hamiltonien noté $\hat{\mathbf{H}}$. En unité $\hbar = 1$, l'évolution temporelle de l'opérateur densité est donnée par :

$$\dot{\rho} = -i[\hat{\mathbf{H}}, \rho] \quad (2.2)$$

Pour un opérateur quelconque s'appliquant au système, la valeur moyenne de l'opérateur $\hat{\mathbf{A}}$ est obtenue à partir de la relation :

$$\langle \hat{\mathbf{A}} \rangle = \text{Trace}[\hat{\mathbf{A}}\rho] = \sum_i p_i \langle \psi_i | \hat{\mathbf{A}} | \psi_i \rangle \quad (2.3)$$

Dans la représentation de Schrödinger qui est utilisée dans ce manuscrit, l'évolution de la valeur moyenne de cet opérateur $\hat{\mathbf{A}}$ est obtenue par l'équation :

$$\frac{d\langle \hat{\mathbf{A}} \rangle}{dt} = -i \langle [\hat{\mathbf{A}}, \hat{\mathbf{H}}] \rangle \quad (2.4)$$

2.1.2. Description des processus dissipatifs d'un système

Pour un système non isolé, des processus dissipatifs ont lieu et une description purement cohérente par l'opérateur hamiltonien n'est pas suffisante. Un processus dissipatif est décrit par l'opérateur de saut $\hat{\mathbf{C}}_{if}$ qui transforme un état initial du système $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$ avec un taux $\gamma_{i \rightarrow f}$ (donné en s^{-1}). L'écriture formelle de cet opérateur est donnée par :

$$\hat{\mathbf{C}}_{if} = \sqrt{\gamma_{i \rightarrow f}} |f\rangle \langle i| \quad (2.5)$$

L'émission spontanée peut par exemple, être décrite par un opérateur de saut $\hat{\mathbf{C}}_{sp}$ qui transforme un système dans un état excité $|e\rangle$ vers l'état désexcité ou fondamental $|g\rangle$, avec un taux d'émission spontanée noté γ_{sp} . L'opérateur de saut associé s'écrit alors :

$$\hat{\mathbf{C}}_{sp} = \sqrt{\gamma_{sp}} |g\rangle \langle e| \quad (2.6)$$

Pour chaque processus dissipatif, on définit un super-opérateur Limbladien $\hat{\mathbf{L}}_{if}(\rho)$ associé à l'opérateur de saut $\hat{\mathbf{C}}_{if}$ qui s'applique à la matrice densité :

$$\hat{\mathbf{L}}_{if}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{if}\rho\hat{\mathbf{C}}_{if}^\dagger - \hat{\mathbf{C}}_{if}^\dagger\hat{\mathbf{C}}_{if}\rho - \rho\hat{\mathbf{C}}_{if}^\dagger\hat{\mathbf{C}}_{if} \right) \quad (2.7)$$

Le premier terme décrit l'augmentation de la probabilité d'être dans l'état $|f\rangle$, conditionné à la probabilité d'être initialement dans l'état $|i\rangle$ ¹. Les deux termes suivants décrivent la diminution de la probabilité d'être dans l'état $|i\rangle$. Ils permettent notamment de s'assurer que l'opérateur Limbladien est de trace nulle ($\text{Trace}(\hat{\mathbf{L}}_{if}[\rho]) = 0$).

L'évolution de la matrice densité est alors donnée par l'équation maîtresse :

1. $\hat{\mathbf{C}}_{if}\rho\hat{\mathbf{C}}_{if}^\dagger = \gamma_{i \rightarrow f} |f\rangle \langle i| \rho |i\rangle \langle f| = \gamma_{i \rightarrow f} p_i |f\rangle \langle f|$
avec $p_i = \langle i| \rho |i\rangle$, la probabilité d'être dans l'état i

$$\dot{\rho} = -i[\hat{H}, \rho] + \sum_{if} \hat{L}_{if} [\rho] \quad (2.8)$$

Dans cette équation maîtresse, la partie cohérente de l'évolution temporelle est décrite par le terme $-i[H, \rho]$ et la somme des termes Limbladiens considère l'ensemble des processus dissipatifs possibles pour le système.

2.1.3. Simulation numérique

Grâce au formalisme de la matrice densité et de l'équation maîtresse, il est possible de simuler numériquement la dynamique de notre système. A cet effet, nous utilisons au LPN, le langage et les fonctions de la "Quantum Tool Box" qui ajoute une librairie additionnelle de fonctions Matlab développée par Sze M Tan [150]. La "Quantum Tool Box" est un outil numérique adapté pour les simulations numériques en optique quantique.

Cet outil de simulation nécessite dans un premier temps, de définir l'espace des états (appelé espace de Hilbert) ainsi que les opérateurs caractérisants le système. On définit ensuite les paramètres importants de la boîte quantique et de la cavité ($\kappa, \gamma, g...$ etc) qui vont intervenir comme grandeurs caractéristiques dans l'opérateur hamiltonien \hat{H} , et dans les super opérateurs limbladien \hat{L}_i . A partir de ces données, la simulation numérique permet de déterminer la matrice densité en régime stationnaire, ρ_s c'est à dire, la solution de l'équation $\dot{\rho} = 0$. A partir de la matrice densité à l'état stationnaire, les valeurs moyennes en régime stationnaire sont extraites grâce à la relation :

$$\langle \hat{A} \rangle = Trace[\hat{A}\rho_s] \quad (2.9)$$

On peut ainsi extraire les valeurs moyennes des opérateurs étudiés et déterminer la réflectivité, la transmission, la diffraction ou l'émission spontanée de notre système.

2.2. Modélisation d'une cavité optique

2.2.1. Opérateur hamiltonien d'une cavité

Notre dispositif est une boîte quantique en microcavité. Nous considérons pour commencer la cavité seule avant d'aborder le système boîte quantique-cavité, plus complexe, dans la section 2.3.

La cavité est caractérisée par son champ intracavité. On peut décrire quantiquement ce champ en le décomposant en modes. Chaque mode évolue comme un oscillateur harmonique de fréquence ω_{mode} . En ne considérant que le mode fondamental de la cavité dont la fréquence propre est notée ω_c , l'hamiltonien de la cavité s'écrit² :

2. On considère ici que $\hbar = 1$. L'état du vide $|0\rangle$ est l'état d'énergie de référence.

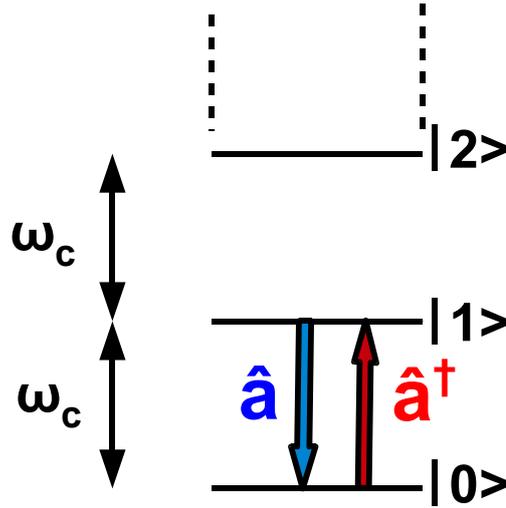


FIGURE 2.1. – Représentation des états de Fock à l'intérieur de la cavité. On accède aux états d'énergie supérieure en appliquant l'opérateur création \hat{a}^\dagger . À l'inverse, on accède aux états d'énergie inférieure en appliquant l'opérateur annihilation \hat{a} . Les états sont séparés par une énergie ω_c (en considérant $\hbar = 1$).

$$\hat{H}_{cav} = \omega_c \hat{a}^\dagger \hat{a} \quad (2.10)$$

où \hat{a} (respectivement \hat{a}^\dagger) est l'opérateur associé à l'annihilation (respectivement création) d'un photon dans le mode fondamental. On retrouve ici la forme d'un oscillateur harmonique de fréquence ω_c . L'état fondamental de cet hamiltonien, appelé aussi état vide $|0\rangle$, correspond à une cavité vide sans photon. L'état $|1\rangle$ correspond à un photon à l'intérieur de la cavité, $|2\rangle$ correspond à deux photons intracavité et ainsi de suite. Ces états sont nommés états de Fock et sont représentés sur la figure 2.1. En considérant le cavité initialement dans l'état $|0\rangle$, l'état d'énergie supérieure $|1\rangle$ est obtenu en appliquant l'opérateur création \hat{a}^\dagger . À l'inverse, la transformation de l'état $|1\rangle$ vers l'état $|0\rangle$ s'opère via l'opérateur annihilation \hat{a} . En appliquant de manière répétée l'opérateur création \hat{a}^\dagger , on obtient les autres états d'énergie chacun séparé d'une énergie ω_c sur la figure 2.1. La quantité $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ permet d'obtenir n , le nombre moyen de photons intracavité.

En excitation résonante, un champ incident extérieur interagit avec le mode fondamental de la cavité comme le schématise la figure 2.2. Le champ électromagnétique extérieur incident décrit par l'opérateur $\hat{\mathbf{b}}_{in}$ se couple avec le mode fondamental de la cavité. Cet opérateur est proportionnel à l'opérateur champ électrique, $\hat{\mathbf{E}}_{in}$, et a été normalisé pour que la quantité $\langle \hat{\mathbf{b}}_{in}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{in} \rangle$ soit égale au nombre de photons incidents par unité de temps. Le champ externe sortant après interaction avec la cavité est décrit par l'opérateur $\hat{\mathbf{b}}_{out}$ également normalisé pour que la quantité $\langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle$ soit égale au nombre de photons réfléchis par unité de temps. Nous ne prenons en compte ici que la lumière qui se couple avec le mode fondamental du micropilier. En suivant le formalisme "input-output" [151, 152, 153], nous avons une relation de continuité qui relie les trois opérateurs de champ par la relation :

$$\hat{\mathbf{b}}_{out} - \hat{\mathbf{b}}_{in} = \sqrt{\kappa_{top}} \hat{\mathbf{a}} \quad (2.11)$$

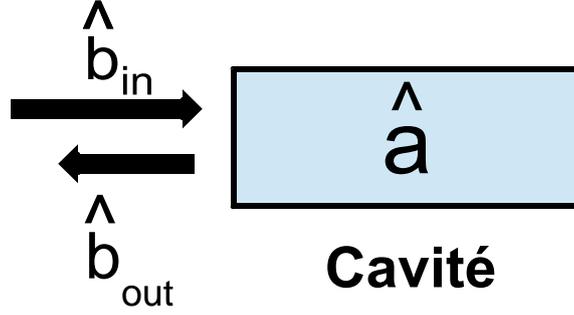


FIGURE 2.2. – Représentation des opérateurs quantiques du système champ extérieur-cavité. On définit les opérateurs $\hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}$ et $\hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}$ associés aux champs externes avant et après interaction avec la cavité. L'opérateur $\hat{\mathbf{a}}$ est l'opérateur annihilation associé au champ intracavité

où κ_{top} est une grandeur introduite dans la section 1.3 du chapitre 1, et qui correspond au taux de fuite associé aux photons sortants par le haut de la cavité. Si $b_{in} = 0$, $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle = \kappa_{top} \langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \hat{\mathbf{a}} \rangle$ ce qui correspond au nombre de photons qui s'échappent par le miroir du haut pendant une seconde. Si $\kappa_{top} = 0$, $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle = \langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}} \rangle$ correspondant à la réflexion de la totalité des photons incidents

L'interaction entre le champ extérieur et le champ intracavité est décrit par l'hamiltonien de pompage :

$$\hat{\mathbf{H}}_{pump} = -i\sqrt{\kappa_{top}}(\hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}\hat{\mathbf{a}}^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}^\dagger\hat{\mathbf{a}}) \quad (2.12)$$

L'ensemble du système est modélisé par la somme des hamiltoniens de cavité et de pompage :

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_{cav} + \hat{\mathbf{H}}_{pump} = \omega_c\hat{\mathbf{a}}^\dagger\hat{\mathbf{a}} - i\sqrt{\kappa_{top}}(\hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}\hat{\mathbf{a}}^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}^\dagger\hat{\mathbf{a}}) \quad (2.13)$$

Dans les expériences d'excitation résonante, le champ extérieur incident peut être en régime continu à la fréquence notée ω ou une impulsion optique dont la fréquence centrale est également notée ω (avec ω de l'ordre de ω_c). En utilisant ce formalisme, il est difficile de prédire numériquement la réponse du système. En effet, $\hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}(t)$ et $\hat{\mathbf{a}}(t)$ ont une phase oscillant très rapidement à la fréquence ω . Pour calculer cet hamiltonien, nous allons nous placer dans le référentiel tournant [154, 155] : on considère alors la transformation $b_{in} \rightarrow b_{in}e^{i\omega t}$, $a \rightarrow ae^{i\omega t}$ et $b_{out} \rightarrow b_{out}e^{i\omega t}$. De cette manière, $\hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}(t)$ et $\hat{\mathbf{a}}(t)$ sont constants ou à évolution lente et le terme de pompage $\hat{\mathbf{H}}_{pump}$ reste identique à l'expression 2.12. Du point de vue des états de Fock, cette transformation revient à remplacer $|0\rangle, |1\rangle, \dots, |n\rangle$ par $|0\rangle, e^{i\omega t}|1\rangle, \dots, e^{in\omega t}|n\rangle$ et à décaler l'énergie propre de chaque état $|n\rangle$ par une énergie $n\omega$. Dans le référentiel tournant, l'hamiltonien de la cavité s'écrit donc :

$$\hat{\mathbf{H}}_{cav} = (\omega_c - \omega)\hat{\mathbf{a}}^\dagger\hat{\mathbf{a}} \quad (2.14)$$

2. Modélisation des boîtes quantiques en microcavité : non linéarité optique et initialisation de spin.

L'hamiltonien de l'ensemble du système peut alors se réécrire sous la forme :

$$\hat{\mathbf{H}} = (\omega_c - \omega)\hat{\mathbf{a}}^\dagger\hat{\mathbf{a}} - i\sqrt{\kappa_{top}}(\hat{\mathbf{b}}_{in}\hat{\mathbf{a}}^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_{in}^\dagger\hat{\mathbf{a}}) \quad (2.15)$$

Si $\omega_c - \omega$ n'est pas trop grand, il est possible de calculer numériquement cet hamiltonien. On peut également noter que si le champ incident est cohérent, on peut remplacer $\hat{\mathbf{b}}_{in}$ par un nombre complexe b_{in} correspondant à la valeur moyenne de cette opérateur.

L'évolution de la matrice densité du système dépend de l'opérateur hamiltonien dans le cas d'une cavité sans perte et s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[\hat{\mathbf{H}}, \rho] \quad (2.16)$$

2.2.2. Modélisation des pertes dans la cavité

En réalité, la cavité n'est pas parfaite et des pertes ont lieu dans le système. Comme vu dans la section 2.1, on associe un opérateur de saut $\hat{\mathbf{C}}_{cav}$ aux pertes de la cavité qui s'exprime sous la forme :

$$\hat{\mathbf{C}}_{cav} = \sqrt{\kappa}\hat{\mathbf{a}} \quad (2.17)$$

où $\hat{\mathbf{a}}$ est l'opérateur annihilation décrit plus haut et κ est le taux de pertes total de la cavité composé des différents taux de pertes (miroir du haut κ_{top} , miroir du bas κ_{bot} et des pertes par les cotés de la cavité κ_{loss}) :

$$\kappa = \kappa_{top} + \kappa_{bot} + \kappa_{loss} \quad (2.18)$$

Pour avoir un modèle complet, il est nécessaire de prendre en compte ces pertes de cavité à travers un super opérateur Limbladien dont la forme a été donnée précédemment :

$$\hat{\mathbf{L}}_{cav}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{cav}\rho\hat{\mathbf{C}}_{cav}^\dagger - \hat{\mathbf{C}}_{cav}^\dagger\hat{\mathbf{C}}_{cav}\rho - \rho\hat{\mathbf{C}}_{cav}^\dagger\hat{\mathbf{C}}_{cav} \right) \quad (2.19)$$

L'équation d'évolution de la matrice densité de la cavité se scinde maintenant en deux parties 2.8 :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -i[\hat{\mathbf{H}}, \hat{\rho}] + \hat{\mathbf{L}}_{cav}[\rho] \quad (2.20)$$

Le premier terme caractérise l'évolution cohérente du système régie par l'hamiltonien du système. L'évolution incohérente du système est décrite à travers le deuxième terme.

2.2.3. Description analytique semiclassique de la cavité

La résolution numérique de l'équation maîtresse, bien qu'exacte, nécessite du temps pour

extraire la matrice densité à l'état stationnaire et les valeurs moyennes voulues. De plus, elle ne permet pas de visualiser directement l'influence des différents paramètres sur l'évolution du système, comme le permettrait une formule analytique. Pour faire de multiples calculs, la méthode analytique semi-classique est préférable : cette description semi-classique de notre système consiste à ne considérer que les valeurs moyennes de ces opérateurs et à établir les équations d'évolution de ces valeurs moyennes. Nous introduirons des notations simples pour ces valeurs moyennes telles que :

$$b_{in} = \langle \hat{\mathbf{b}}_{in} \rangle, b_{out} = \langle \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle \text{ et } a = \langle \hat{\mathbf{a}} \rangle \quad (2.21)$$

L'approximation semi-classique consiste à négliger les fluctuations autour de ces valeurs moyennes ce qui revient à considérer que la valeur moyenne d'un produit d'opérateurs est égale au produit des valeurs moyennes. On effectuera donc les approximations suivantes :

$$\begin{aligned} \langle \hat{\mathbf{b}}_{in}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{in} \rangle &= \langle \hat{\mathbf{b}}_{in}^\dagger \rangle \langle \hat{\mathbf{b}}_{in} \rangle = |b_{in}|^2 \\ \langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \hat{\mathbf{a}} \rangle &= |a|^2 \\ \langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle &= |b_{out}|^2 \end{aligned} \quad (2.22)$$

On peut donc considérer que $|b_{in}|^2$ est le nombre de photons incidents par seconde, $|b_{out}|^2$ est le nombre de photons réfléchis par seconde et $|a|^2 = n$ est le nombre de photons intracavité. Notons que pour le champ incident, l'approximation $\langle \hat{\mathbf{b}}_{in}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{in} \rangle = |b_{in}|^2$ est exacte si le champ est cohérent. Dans le cas contraire, ces deux grandeurs ne sont pas équivalentes et calculer $|b_{in}|^2$ revient à négliger les fluctuations quantiques.

La relation qui relie les trois valeurs moyennes des champs s'exprime de la même manière que celle avec les opérateurs :

$$b_{out} - b_{in} = \sqrt{\kappa_{top}} a \quad (2.23)$$

Le coefficient de réflectivité en amplitude du système s'exprime alors comme le rapport entre le champ réfléchi et le champ incident :

$$r = \frac{b_{out}}{b_{in}} \quad (2.24)$$

La réflectivité en intensité, qui est généralement la grandeur mesurée, est alors obtenue à partir du carré du coefficient de réflectivité en amplitude :

$$R = |r|^2 \quad (2.25)$$

Pour calculer le coefficient de réflectivité, il faut déterminer comment le champ intracavité a dépend du champ incident b_{in} . A partir de l'équation maîtresse, on peut écrire l'équation d'évolution de a dans le référentiel tournant à la fréquence ω :

$$\dot{a} = -i(\omega_c - \omega)a - \sqrt{\kappa_{top}}b_{in} - \frac{\kappa}{2}a \quad (2.26)$$

Le premier terme de cette équation décrit une oscillation harmonique de fréquence ω_c observée dans le champ tournant. Le deuxième terme correspond au pompage de l'oscillateur harmonique par le faisceau incident tandis que le troisième terme correspond aux dissipations de cet oscillateur. L'ensemble forme un oscillateur amorti par les dissipations mais également forcé par le pompage. Nous obtiendrons donc logiquement une résonance optique lorsque $\omega \approx \omega_c$.

En excitation continue, le système est en régime stationnaire et la dérivée de $\langle a \rangle$ est nulle ($\dot{a} = 0$). On peut alors exprimer le champ interne en fonction du champ incident :

$$a = -\sqrt{\kappa_{top}} \frac{1}{\frac{\kappa}{2} + i(\omega_c - \omega)} b_{in} \quad (2.27)$$

En introduisant l'écart entre l'énergie des photons incidents et l'énergie de la cavité normalisé par le taux de pertes total de la cavité $\Delta = 2\frac{\omega - \omega_c}{\kappa}$, on obtient l'expression du champ interne :

$$a = -\frac{2\sqrt{\kappa_{top}}}{\kappa} \frac{1}{(1 - i\Delta)} b_{in} \quad (2.28)$$

On peut ainsi en déduire une forme semi-classique du coefficient de réflectivité de la cavité :

$$r = 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1 - i\Delta} \quad (2.29)$$

En négligeant les fluctuations quantiques, la réflectivité est calculée à partir du carré de la valeur absolue du coefficient de réflectivité :

$$R = \left| 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{1 - i\Delta} \right|^2 \quad (2.30)$$

où $\eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa}$ est l'efficacité d'extraction par le miroir du haut présentée dans le chapitre 1 et $0 \leq \eta_{top} \leq 1$. La réflectivité à résonance avec la cavité ($\Delta = 0$ c'est à dire, $\omega = \omega_c$) est égale à $R_0 = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \right|^2$ et on peut écrire la réflectivité de la cavité sous la forme :

$$R = 1 - (1 - R_0) \frac{1}{1 + \Delta^2} \quad (2.31)$$

2.2.4. Spectres de réflectivité et influence des paramètres de cavité

En utilisant ce modèle semi-classique, on peut tracer la réflectivité en fonction de l'énergie du laser. Pour vérifier l'exactitude de notre modèle, nous avons comparé le spectre de réflectivité calculé à partir de la formule analytique avec un spectre de réflectivité calculé de manière exacte numériquement (voir Fig. 2.3). A l'énergie ω_c , on observe un creux de réflectivité dû à la présence de la cavité. Seule une fraction de la lumière est réfléchi. Hors

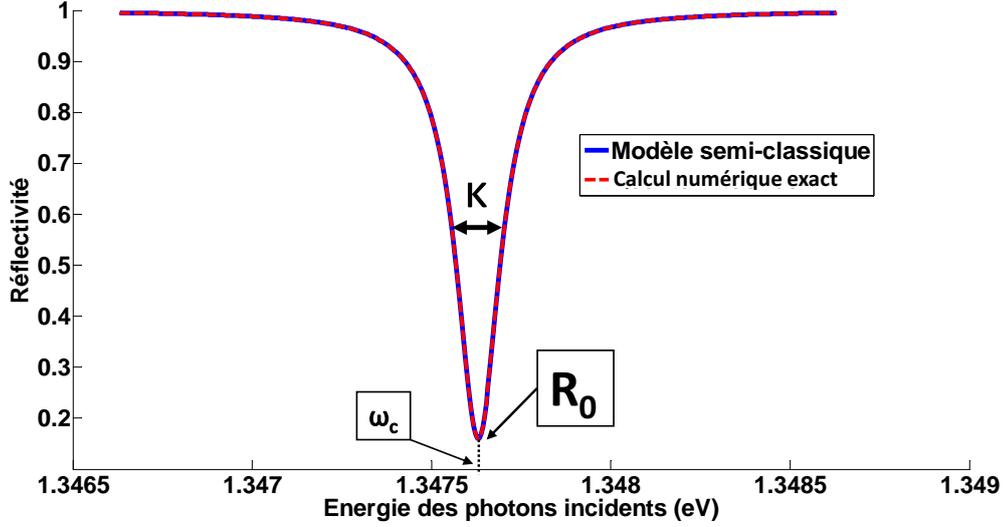


FIGURE 2.3. – Spectres de réflectivité d'une cavité vide calculés avec la méthode numérique (quantum tool box) en rouge et avec le modèle semi classique en bleu. Les deux spectres se superposent et permettent de conclure que le champ reste cohérent à l'intérieur de la cavité. Les paramètres sont $\kappa = 50 \mu\text{eV}$ et $\kappa_{top} = 0.4\kappa$.

résonance, le micropilier est un miroir parfait et la totalité de la lumière est réfléchi, c'est à dire, $R = 1$. La largeur à mi-hauteur du creux de transmission est obtenue lorsque $\Delta = \pm 1$, c'est à dire $\omega = \omega_c \pm \frac{\kappa}{2}$. L'étude de la largeur à mi-hauteur du spectre de réflectivité de la cavité permet donc d'obtenir le taux de fuite total de la cavité κ comme le montre la figure 2.3. Plus le taux de fuite total est grand, plus le creux de réflectivité est large.

Sur cette figure, nous observons un accord parfait entre le modèle semi-classique et le calcul numérique exact. La méthode numérique calcule directement la matrice densité à l'état stationnaire et en extrait la valeur moyenne des opérateurs en calculant de façon exacte $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle$ pour en déduire la valeur de la réflectivité via la formule exacte $R = \frac{\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{in}} \rangle}$. En règle générale, $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle \neq \left| \langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle \right|^2$ de par la présence de ces fluctuations ; cependant, si le champ est cohérent, ces deux quantités seront identiques. Les deux courbes se superposant sur la figure 2.3, ceci implique que $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle$ est bien égal à $\langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}}^\dagger \rangle \langle \hat{\mathbf{b}}_{\text{out}} \rangle$.

Comme illustré sur la figure 2.4, l'autre paramètre important de la cavité est le taux de fuite par le miroir du haut κ_{top} que l'on compare au taux de fuite total pour obtenir l'efficacité d'extraction du miroir du haut, $\eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa}$. Ce facteur est compris entre 0 (lorsque $\kappa_{top} = 0$ et la cavité est totalement réfléchissante) et 1 (lorsque $\kappa_{top} = \kappa$). On observe que pour une cavité vide, le minimum de réflectivité $R_0 = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \right|^2$ tend vers 0 si η_{top} tend vers 0.5 donc quand le taux de fuite par le miroir du haut est égal à 50% du taux de fuite total. Si κ_{top} est inférieur ou supérieur à 50% de κ , le minimum de réflectivité n'atteint pas 0. On retrouve par ailleurs, le même spectre de réflectivité pour $\kappa_{top} = 0.7\kappa$ et $\kappa_{top} = 0.3\kappa$ puisque c'est la valeur absolue au carré de r qui définit R . La cavité qui atteint le maximum de contraste En résonance/ Hors résonance est donc obtenue pour une efficacité d'extraction η_{top} de 50%. Nous verrons dans le chapitre 5 que η_{top} joue un grand rôle pour la rotation de polarisation.

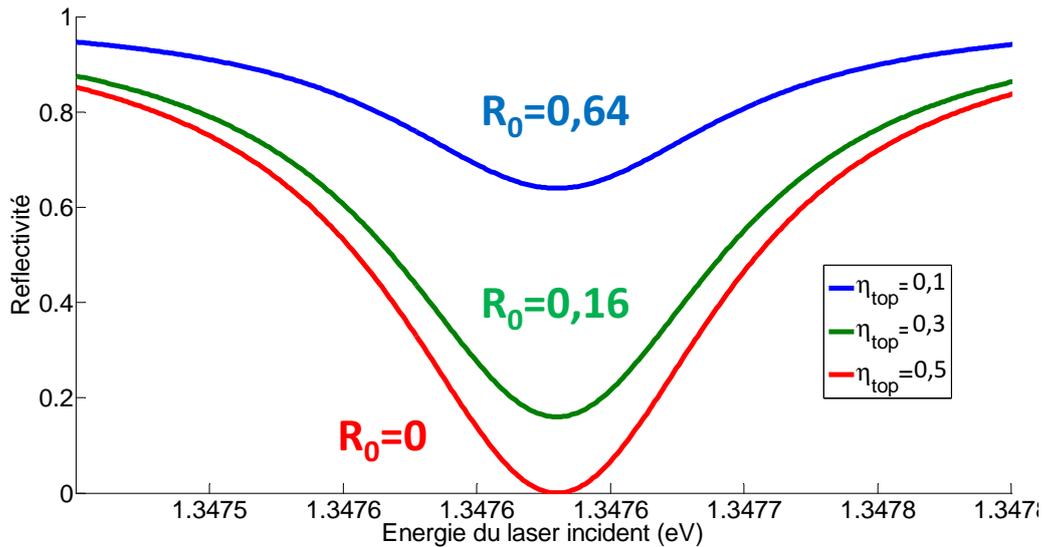


FIGURE 2.4. – Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie des photons incidents pour $\kappa = 150\mu\text{eV}$ et différentes efficacités d'extraction : $\eta_{top} = 10\%$ (en bleu), $\eta_{top} = 30\%$ (en vert) et $\eta_{top} = 50\%$ (en rouge).

2.3. Modélisation d'une boîte quantique neutre en microcavité

2.3.1. Hamiltonien d'une boîte quantique neutre en cavité

Nous avons jusqu'à maintenant considéré notre système comme une cavité "vide" qui interagit avec des photons incidents et montré que si le champ incident est cohérent, les champs internes et réfléchis sont également cohérents. C'est grâce à cette propriété que le modèle semi-classique fournit un résultat équivalent au calcul numérique exact.

Dans cette section, le système est composé d'une cavité interagissant avec la transition excitonique d'une boîte quantique (neutre dans son état fondamental). La boîte quantique neutre est ici considérée comme un système à deux niveaux (voir Fig. 2.5) avec une séparation en énergie ω_d . On définit $|g\rangle$, l'état fondamental de la boîte quantique et $|e\rangle$, son état excité³.

On introduit l'opérateur excitation σ_+ permettant de passer de l'état fondamental de la boîte quantique à l'état excité de la boîte quantique :

3. Cette approximation revient à considérer que l'anisotropie d'échange de la boîte quantique est nulle et que l'on ne s'intéresse qu'à une polarisation possible de la lumière. Lors de la croissance, les contraintes déforment la boîte quantique et lèvent la dégénérescence des niveaux d'énergie de l'exciton neutre. Il existe alors deux états propres excitoniques $|e_X\rangle$ et $|e_Y\rangle$ correspondant aux axes propres de la boîte quantique. Dans ce chapitre, nous resterons sur l'approximation à deux niveaux pour l'exciton neutre. Cependant, un modèle numérique prenant en considération l'anisotropie d'échange est disponible dans l'annexe I : le système est alors modélisé comme un système à 3 niveaux

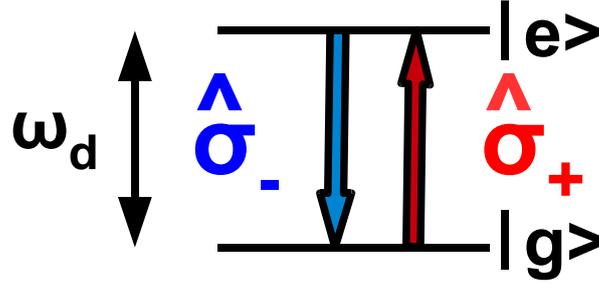


FIGURE 2.5. – Représentation de la boîte quantique comme un système avec un état excité et un état fondamental séparé par une énergie ω_d . On passe de l'état fondamental à un état excité en appliquant l'opérateur excitation $\hat{\sigma}_+$. A l'inverse, la désexcitation du système se fait via l'opérateur desexcitation $\hat{\sigma}_-$.

$$\hat{\sigma}_+ = |e\rangle \langle g| \quad (2.32)$$

A l'inverse, la boîte quantique à l'état excité peut se désexciter pour revenir à l'état fondamental. On définit un opérateur σ_- ($\sigma_+^\dagger = \sigma_-$) qui régit cette transition d'état :

$$\hat{\sigma}_- = |g\rangle \langle e| \quad (2.33)$$

On introduit également l'opérateur différence de population des deux états :

$$\hat{\sigma}_z = |e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g| \quad (2.34)$$

où $\hat{\sigma}_- \hat{\sigma}_+ = |g\rangle \langle g|$ est l'opérateur décrivant la population de l'état fondamental et $\hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- = |e\rangle \langle e|$ est l'opérateur décrivant la population de l'état excité. Dans le référentiel du laboratoire, la boîte quantique est décrite alors par l'hamiltonien suivant :

$$\hat{H}_{\text{QD}} = \omega_d \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- \quad (2.35)$$

La boîte quantique étant insérée dans une cavité, elle va interagir avec cette dernière. La boîte quantique peut passer à l'état excité en absorbant un photon de la cavité la dépeuplant d'un photon. A l'inverse, la boîte quantique peut émettre un photon pour revenir à l'état fondamental et peupler la cavité d'un photon. Cette interaction entre la boîte quantique et la cavité est décrite par l'hamiltonien "Lumière-Matière" ci-dessous, dans le référentiel du laboratoire :

$$\hat{H}_{\text{LM}} = ig(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+ \hat{a}) \quad (2.36)$$

où g est la constante de couplage lumière-matière du système. Il est important de noter, toutefois, que nous avons effectué la transformation $\hat{a} \rightarrow e^{i\omega t} \hat{a}$ en passant dans le référentiel tournant afin que \hat{a} ait une évolution lente. Il faut donc faire de même pour l'opérateur $\hat{\sigma}_-$,

c'est à dire, la transformation $\hat{\sigma}_- \rightarrow e^{i\omega t} \hat{\sigma}_-$ dans le référentiel tournant. Grâce à cette transformation, l'Hamiltonien d'interaction lumière-matière garde la forme simple de l'expression 2.36 dans le référentiel tournant, et cette forme fait intervenir uniquement des opérateurs d'évolution lente. Il faut cependant, réévaluer l'énergie des états propres dans le référentiel tournant puisque la transformation $\hat{\sigma}_- \rightarrow e^{i\omega t} \hat{\sigma}_-$ correspond aux transformations $|g\rangle \rightarrow |g\rangle$ et $|e\rangle \rightarrow e^{i\omega t} |e\rangle$. L'énergie propre de l'état $|e\rangle$ est donc diminué de ω et l'Hamiltonien de la boîte quantique devient :

$$\hat{H}_{\text{QD}} = (\omega_d - \omega) \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- \quad (2.37)$$

L'hamilonien de la boîte quantique en microcavité s'écrit comme la somme des termes de la cavité, de pompage, de la boîte quantique et de l'interaction entre la boîte quantique et la cavité :

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{cav}} + \hat{H}_{\text{pump}} + \hat{H}_{\text{QD}} + \hat{H}_{\text{LM}} \quad (2.38)$$

L'hamiltonien de l'ensemble du système s'exprime donc de la manière suivante dans le référentiel tournant :

$$\hat{H} = (\omega_c - \omega) \hat{a}^\dagger \hat{a} + (\omega_d - \omega) \hat{\sigma}_+ \hat{\sigma}_- + ig(\hat{a}^\dagger \hat{\sigma}_- - \hat{\sigma}_+ \hat{a}) - i\sqrt{\kappa_{\text{top}}} (\hat{b}_{\text{in}} \hat{a}^\dagger - \hat{b}_{\text{in}}^\dagger \hat{a}) \quad (2.39)$$

Cet hamiltonien décrit l'ensemble des processus cohérents du système exciton-cavité. La section qui suit s'attardera sur les processus dissipatifs

2.3.2. Processus incohérents dans le système à deux niveaux

Nous avons précédemment montré que les pertes de la cavité étaient représentées par un terme de Limbladien associé à l'opérateur de saut $\hat{C}_{\text{cav}} = \sqrt{\kappa} \hat{a}$. Il en va de même pour la boîte quantique qui interagit avec son environnement. Un exciton créé dans la boîte quantique peut par exemple, se recombiner à partir d'un certain laps de temps par émission spontanée. L'émission de ce photon peut se faire hors du mode fondamental ce qui correspond à un processus dissipatif puisque l'énergie est perdue par le système. Ces processus d'émission spontanée "hors mode" sont caractérisés par le taux d'émission spontanée γ_{sp} . Dans la première partie de ce chapitre, nous avons présenté l'émission spontanée comme un processus dissipatif dont l'opérateur de saut associé était \hat{C}_{sp} . L'opérateur de saut de l'émission spontanée \hat{C}_{sp} dépend de l'opérateur désexcitation suivant la relation :

$$\hat{C}_{\text{sp}} = \sqrt{\gamma_{\text{sp}}} \hat{\sigma}_- \quad (2.40)$$

On modélise l'émission spontanée hors du mode par le super opérateur Limbladien suivant :

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{sp}} [\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{C}_{\text{sp}} \rho \hat{C}_{\text{sp}}^\dagger - \hat{C}_{\text{sp}}^\dagger \hat{C}_{\text{sp}} \rho - \rho \hat{C}_{\text{sp}}^\dagger \hat{C}_{\text{sp}} \right) \quad (2.41)$$

En plus de l'émission spontanée, l'exciton (état $|e\rangle$) interagit également avec son environ-

nement notamment avec les charges aux alentours ou avec les phonons. La boîte quantique perd alors son état de cohérence et on caractérise ces différents processus par le taux de déphasage pur γ^* . L'opérateur de saut associé au déphasage pur est \hat{C}_{deph} : il dépend de l'opérateur décrivant la population de l'état excité $\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-$ et s'écrit :

$$\hat{C}_{\text{deph}} = \sqrt{2\gamma^*}(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-) \quad (2.42)$$

Cet opérateur ne change pas les populations du système mais revient à projeter le système dans l'état $|e\rangle$ à des instants aléatoires. Cette projection réinitialise les termes de cohérence qui requièrent une phase relative bien déterminée entre les états $|g\rangle$ et $|e\rangle$. La présence de déphasage pur n'a donc pas d'effet sur les valeurs des populations, données par les valeurs moyennes $\langle\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-\rangle$ et $\langle\hat{\sigma}_-\hat{\sigma}_+\rangle$ mais tend à diminuer $\langle\hat{\sigma}_-\rangle$ qui dépend de la cohérence de phase entre les deux états $|g\rangle$ et $|e\rangle$. Le super-opérateur Limbladien associé au déphasage pur s'écrit [156] :

$$\hat{L}_{\text{deph}}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{C}_{\text{deph}}\rho\hat{C}_{\text{deph}}^\dagger - \hat{C}_{\text{deph}}^\dagger\hat{C}_{\text{deph}}\rho - \rho\hat{C}_{\text{deph}}^\dagger\hat{C}_{\text{deph}} \right) \quad (2.43)$$

On peut montrer que ce super opérateur peut s'écrire⁴ :

$$\hat{L}_{\text{deph}}[\rho] = \gamma^*(\hat{\sigma}_z\rho\hat{\sigma}_z - \rho) \quad (2.44)$$

L'équation d'évolution de la matrice densité du système boîte quantique-cavité est obtenue à partir de l'hamiltonien du système et des termes dissipatifs de la cavité et de la boîte [157, 158, 159] :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -i[\hat{H}, \rho] + \hat{L}_{\text{cav}}[\rho] + \hat{L}_{\text{sp}}[\rho] + \hat{L}_{\text{deph}}[\rho] \quad (2.45)$$

2.3.3. Description semi-classique de la boîte quantique neutre en microcavité dans l'approximation basse puissance

Pour décrire l'évolution temporelle du système de façon semi-classique, il faut tout d'abord définir les valeurs moyennes avec lesquelles nous allons travailler : $\sigma_- = \langle\hat{\sigma}_-\rangle$, $\sigma_+ = \langle\hat{\sigma}_+\rangle$, $\sigma_z = \langle\hat{\sigma}_z\rangle$.

Pour obtenir la réponse réfléctive de notre système, la relation des valeurs moyennes des champ $b_{\text{out}} = b_{\text{in}} + \sqrt{\kappa_{\text{top}}}a$ est toujours valable. Cependant, le champ intracavité sera également influencé par la présence de la boîte quantique et le spectre de réflectivité s'en trouvera donc modifié. L'objectif de cette section est de trouver une expression analytique de la réflectivité prenant en compte les effets de la boîte quantique. Comme précédemment, à partir de l'équation maîtresse, on peut déterminer l'équation d'évolution de la valeur moyenne de l'opérateur annihilation [160, 156, 161, 30] :

4. $\hat{L}_{\text{deph}} = \gamma^*(2(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-)\rho(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-) - (\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-)(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-)\rho - \rho(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-)(\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_-)$. En utilisant $\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_- = \frac{Id+\hat{\sigma}_z}{2}$, on retrouve la forme du Limbladien ci dessus.

$$\dot{a} = -i(\omega_c - \omega)a - \sqrt{\kappa_{top}}b_{in} - \frac{\kappa}{2}a - g\sigma_- \quad (2.46)$$

On retrouve la même expression que dans le cas de la cavité vide, celle d'un oscillateur amorti forcé, mais avec un nouveau terme de pompage proportionnel à la valeur moyenne de $\hat{\sigma}_-$.

On peut également exprimer l'équation d'évolution de la valeur moyenne de l'opérateur désexcitation :

$$\dot{\sigma}_- = -i(\omega_d - \omega)\sigma_- - g\sigma_-a - \gamma\sigma_- \quad (2.47)$$

Pour obtenir cette équation, il faut notamment utiliser l'approximation semi-classique consistant à considérer $\langle \hat{\sigma}_z \hat{a} \rangle = \langle \hat{\sigma}_z \rangle \langle \hat{a} \rangle$. Nous avons également introduit le taux de décohérence γ défini comme la somme du taux de déphasage pur et du taux d'émission spontanée $\gamma = \frac{\gamma_{sp}}{2} + \gamma^*$. On note que l'équation 2.47 contient un terme d'oscillation à la fréquence ω_d dans le référentiel tournant, avec un amortissement donné par γ . A ceci, nous ajoutons un terme de pompage proportionnel à la valeur moyenne de \hat{a} .

Ces deux expressions font apparaître deux oscillateurs amortis couplés. Cependant la deuxième expression dépend de la différence de population σ_z et ne décrit donc pas un oscillateur harmonique : en effet, la différence de population σ_z peut varier et la boîte quantique aura une réponse non linéaire. Dans cette section, nous considérerons en première approximation que la puissance d'excitation est assez faible pour que la boîte quantique soit la majorité du temps à l'état fondamental et que $\sigma_z = \langle \hat{\sigma}_z \rangle = -1$. Les effets non-linéaires peuvent alors être négligés et nous sommes en présence d'un système linéaire couplé :

$$\begin{cases} \dot{a} = -i(\omega_c - \omega)a - \sqrt{\kappa_{top}}b_{in} - \frac{\kappa}{2}a - g\sigma_- \\ \dot{\sigma}_- = -i(\omega_d - \omega)\sigma_- + ga - \gamma\sigma_- \end{cases} \quad (2.48)$$

En excitation continue, le système est dans un état stationnaire et nous avons $\dot{a} = 0$ et $\dot{\sigma}_- = 0$. Comme pour la cavité vide, nous utilisons $\Delta = 2\frac{\omega - \omega_c}{\kappa}$, l'écart entre l'énergie de la cavité ω_c et l'énergie du laser d'excitation ω normalisé par le taux de fuite de la cavité κ . Nous introduisons également $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$, l'écart entre l'énergie de la boîte quantique ω_d et l'énergie du laser d'excitation ω normalisé par le taux de décohérence γ . On obtient en régime stationnaire :

$$\begin{cases} -\frac{\kappa}{2}(1 - i\Delta)a - g\sigma_- - \sqrt{\kappa_{top}}b_{in} = 0 \\ -\gamma(1 - i\Delta')\sigma_- + ga = 0 \end{cases} \quad (2.49)$$

La réflectivité étant donnée par l'équation $r = \frac{b_{in} + \sqrt{\kappa_{top}}a}{b_{in}}$, il est nécessaire d'exprimer a , l'opérateur annihilation en fonction des autres paramètres du système. En jouant sur la deuxième équation du système 2.49, on peut écrire l'opérateur désexcitation σ_- sous la forme :

$$\sigma_- = \frac{g}{\gamma}a \frac{1}{(1 - i\Delta')} \quad (2.50)$$

2.3. Modélisation d'une boîte quantique neutre en microcavité

On peut en déduire que la valeur moyenne de l'opérateur annihilation s'écrit alors sous la forme :

$$a = -\frac{2\sqrt{\kappa_{top}}}{\kappa} b_{in} \frac{1}{(1-i\Delta) + \frac{2g^2}{\kappa\gamma} \frac{1}{(1-i\Delta')}} \quad (2.51)$$

En reprenant la formule générale de la réflectivité ($r = \frac{b_{out}}{b_{in}}$), nous obtenons :

$$r = 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{(1-i\Delta) + \frac{2C}{(1-i\Delta')}} \quad (2.52)$$

On retrouve dans cette équation, deux facteurs de mérite que sont la coopérativité C et l'efficacité d'extraction du miroir du haut η_{top} :

$$C = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \text{ et } \eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa} \quad (2.53)$$

et on déduit la forme analytique de la réflectivité dans l'approximation basse puissance :

$$R = \left| 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{(1-i\Delta) + \frac{2C}{(1-i\Delta')}} \right|^2 \quad (2.54)$$

On constate l'apparition d'un nouveau terme, proportionnel à la coopérativité, par rapport à l'équation 2.30. Ce terme $\frac{2C}{1-i\Delta'}$ correspond à l'influence de la boîte quantique sur la réponse optique de la cavité. Elle induit un déphasage qui se traduit par une augmentation de la réflectivité d'autant plus grande que la coopérativité est grande. Si on compare notre modèle semi analytique avec la méthode numérique exacte, les deux modèles sont complètement en accord si $\gamma^* = 0$ comme le montre la figure 2.6. Un accord parfait implique que $\langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle = \langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \rangle \langle \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle$ et on peut donc en conclure que la présence de la boîte quantique n'apporte aucune fluctuation additionnelle sur la phase ou l'amplitude du champ intracavité.

Le modèle semi-classique néglige les fluctuations quantiques dues au déphasage pur et la réflectivité du système sera par contre, légèrement différente lorsque le déphasage pur n'est pas nul. La figure 2.7 présente des spectres de réflectivité calculés avec la méthode numérique exacte pour différentes valeurs de déphasage pur. Sur cette figure, nous observons que le modèle analytique donne des résultats similaires au calcul numérique exact lorsque $\gamma^* = 0$ mais les spectres de réflectivité apparaissent légèrement différents lorsque $\gamma^* \neq 0$. En effet, la présence de déphasage pur induit des fluctuations quantiques sur la phase des opérateurs excitation et désexcitation : $\langle \sigma_+ \sigma_- \rangle \neq \langle \sigma_+ \rangle \langle \sigma_- \rangle$. Ceci induit des fluctuations quantiques sur la phase du champ intracavité $\hat{\mathbf{a}}$ qui conduit à $\langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \hat{\mathbf{a}} \rangle \neq \langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \rangle \langle \hat{\mathbf{a}} \rangle$ et $\langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle \neq \langle \hat{\mathbf{b}}_{out}^\dagger \rangle \langle \hat{\mathbf{b}}_{out} \rangle$ [159, 162].

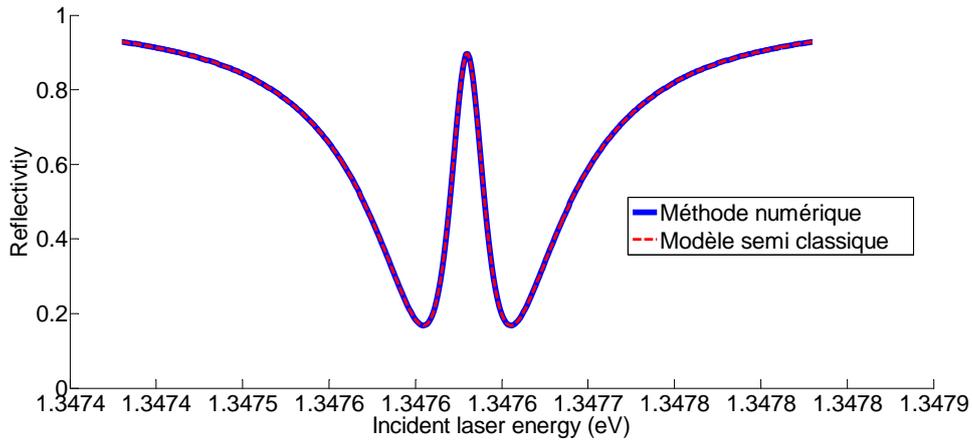


FIGURE 2.6. – Spectres de réflectivité d’une cavité avec boîte quantique calculés avec la méthode numérique (quantum tool box) en bleu et avec le modèle semi classique en rouge. Les deux spectres sont superposés. On retrouve le spectre d’une cavité avec un pic de réflectivité correspondant à la réponse optique de la boîte quantique.

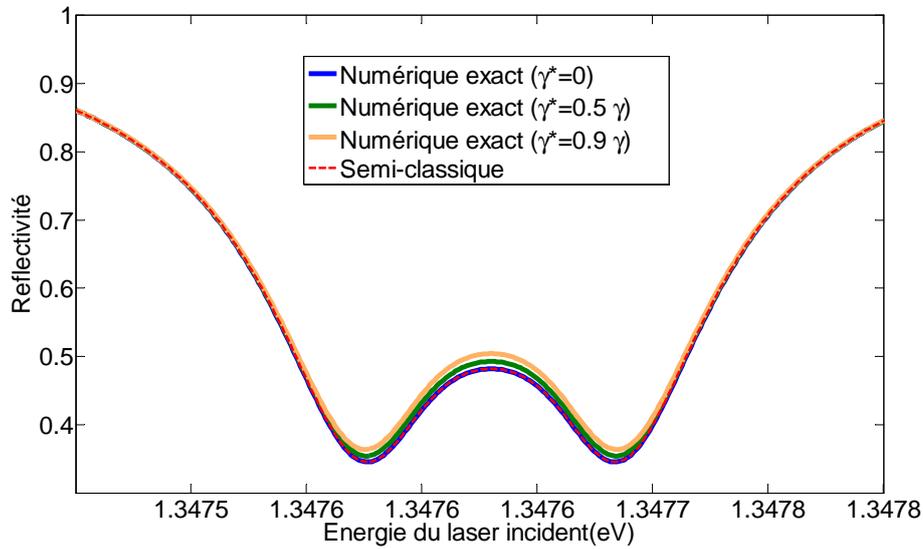


FIGURE 2.7. – Spectres de réflectivité d’une cavité avec boîte quantique calculés avec la méthode numérique exacte et avec le modèle semi classique. Les spectres de réflectivité en trait plein ont été calculés avec le modèle numérique exact pour différentes valeurs de γ^* tandis que le spectre de réflectivité en pointillé a été calculé avec le modèle semi-classique. Le spectre de réflectivité calculé avec le modèle semi-classique est confondu avec le spectre de réflectivité calculé avec la méthode numérique pour un déphasage pur nul ($\gamma^* = 0$).

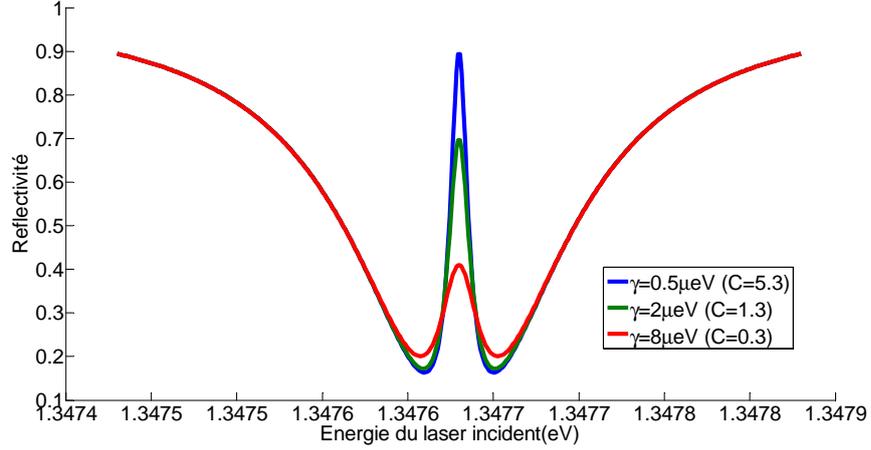


FIGURE 2.8. – Spectres de réflectivité pour différents taux de décohérence γ et un facteur de mérite du couplage fort $S = \frac{4g}{\kappa}$ fixé à 0.53. Plus le taux de décohérence est petit, plus la coopérativité est élevée et la réflectivité à résonance de la boîte quantique élevée

2.3.4. Influence des paramètres du système dans l'approximation basse puissance

La méthode analytique est très utile pour calculer rapidement la réponse optique d'un système en considérant que le déphasage pur ($\gamma^* = 0$) est nul et que le système est dans le régime basse puissance. On peut ainsi étudier l'influence de la boîte quantique sur la réflectivité de la cavité à travers les facteurs de mérite que sont la coopérativité $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$ et le facteur de mérite du couplage fort $S = \frac{4g}{\kappa}$, mentionnés dans la section 3 du chapitre 1.

Sur la figure 2.8, nous avons calculé des spectres de réflectivité pour différentes valeurs de coopérativité (nous avons fixé $\kappa = 150\mu\text{eV}$ et $\eta_{top} = 0.6$). La coopérativité étant définie par $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$, nous avons choisi de fixer $g = 20\mu\text{eV}$ et de varier γ afin de conserver $S = 0.53$ constant. On peut ainsi constater que plus la coopérativité augmente, plus l'amplitude du pic de réflectivité associé à la transition de la boîte est grande. La coopérativité définit à quel point la cavité est perturbée par la boîte quantique et caractérise la différence de réflectivité entre la cavité vide et la cavité pleine à $\omega = \omega_c$.

Pour étudier l'influence du facteur de mérite $S = \frac{4g}{\kappa}$, nous avons conservé la coopérativité $C = 1$ constante en modifiant les paramètres g et γ comme le montrent les spectres de la figure 2.9. On constate que le maximum de réflectivité dû à la présence de la boîte quantique reste identique quel que soit la valeur du paramètre S , et nous observons que la largeur du pic de réflectivité de la transition est d'autant plus grande que S est grand. Plus le facteur de mérite du couplage fort est grand, plus la distance entre les deux minima de réflectivité est grande, caractérisant une influence de la boîte quantique sur une large gamme spectrale. Lorsque $S < 1$, le système est en couplage faible avec un pic fin de réflectivité associé à la transition de la boîte quantique. En couplage fort, $S > 1$ et la boîte quantique interagit fortement avec la cavité, ceci se caractérisant par deux états lumière-matière identifiés par

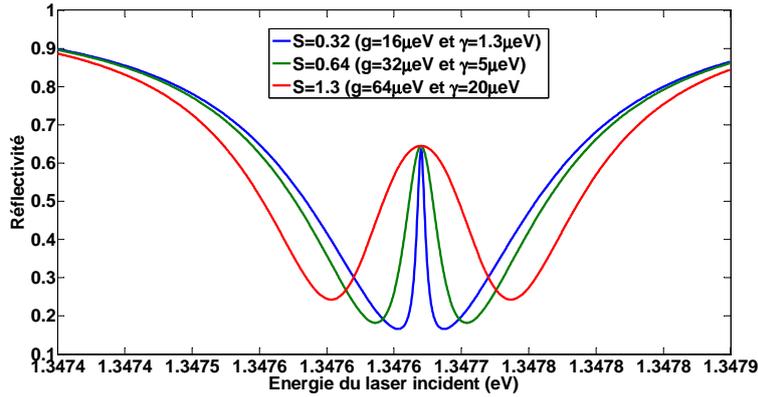


FIGURE 2.9. – Spectres de réflectivité pour différentes constantes de couplage g et différents taux de décohérence en gardant la coopérativité constante égale à 1. Plus g est grand, plus la constante de couplage forte est importante et la boîte quantique modifiera le signal de réflectivité de la boîte quantique

deux minima de réflectivité nettement séparés.

Ces spectres théoriques ne sont valables que dans le régime de basse puissance mais permettent de caractériser nos boîtes quantiques en microcavité. Dans la partie suivante, nous calculons la réflectivité lorsque le système n'est pas dans le régime de basse puissance.

2.3.5. Modèle analytique général de la boîte quantique neutre en microcavité

La forme analytique présentée précédemment n'est valide que lorsque la puissance incidente est faible : nous pouvons alors poser $\sigma_z = -1$ et négliger toute fluctuation sur la population de la boîte quantique. A l'autre extrême, si on se place à haute puissance où la boîte quantique est constamment saturée et donc transparente pour la majorité des photons incidents, on peut poser dans l'équation 2.47, $\sigma_z = 0$. On trouve alors qu'en régime stationnaire, $\sigma_- = 0$, ce qui implique que la boîte quantique n'influence pas le champ intracavité. On retrouve dans ce cas, le spectre d'une cavité vide obtenu avec une forme typique lorentzienne centré à l'énergie de la cavité ω_c :

$$r = 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{(1 - i\Delta)} \quad (2.55)$$

De façon analogue, dans notre modèle semi-classique, il est possible de considérer une valeur moyenne fixe pour l'opérateur $\hat{\sigma}_z$ et de négliger les fluctuations autour de cette valeur moyenne. Avec le même type de raisonnement que précédemment, nous obtenons l'expression semi-classique de la réflectivité ci dessous :

$$r = 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{(1 - i\Delta) - \frac{2C\sigma_z}{(1 - i\Delta')}} \quad (2.56)$$

Nous retrouvons bien les résultats obtenus précédemment dans la limite basse puissance ($\sigma_z = -1$) et dans la limite haute puissance ($\sigma_z = 0$). Pour aller plus loin, il est néces-

2.3. Modélisation d'une boîte quantique neutre en microcavité

saire d'estimer la valeur de σ_z lorsque que la puissance est intermédiaire. Nous considérons que $\langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \hat{\sigma}_- \rangle = \langle \hat{\mathbf{a}}^\dagger \rangle \langle \hat{\sigma}_- \rangle$ et $\langle \hat{\sigma}_+ \hat{\mathbf{a}} \rangle = \langle \hat{\sigma}_+ \rangle \langle \hat{\mathbf{a}} \rangle$. Nous utilisons alors l'équation d'évolution de l'opérateur σ_z en régime stationnaire, déduite de l'équation maîtresse :

$$\dot{\sigma}_z = 2g(\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-) - \gamma_{sp}(1 + \sigma_z) \quad (2.57)$$

En remplaçant les opérateurs $\hat{\sigma}_-$ et $\hat{\sigma}_+$ par leur expression dépendante de l'opérateur $\hat{\mathbf{a}}$, on obtient la relation suivante :

$$1 + \sigma_z = -4 \frac{g^2}{\gamma_{sp} \gamma} \frac{\sigma_z}{1 + \Delta'^2} a^\dagger a \quad (2.58)$$

En utilisant $a^\dagger a = n$, on peut exprimer σ_z en fonction du nombre de photon intracavité et en fonction du nombre critique de photons défini par $n_c = \frac{\gamma_{sp} \gamma}{4g^2}$. On obtient une expression simple de σ_z :

$$\sigma_z = \frac{-1}{1 + \frac{n}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right)} = \frac{-1}{1 + x} \quad (2.59)$$

où x est par définition, le coefficient de saturation donné par la relation :

$$x = \frac{n}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right) \quad (2.60)$$

Nous pouvons exprimer la réflectivité en fonction de ce coefficient :

$$R = \left| 1 - 2\eta_{top} \frac{1}{(1 - i\Delta) + \frac{2C}{1+x} \frac{1}{(1 - i\Delta')}} \right|^2 \quad (2.61)$$

On retrouve les deux cas particuliers : dans l'approximation basse puissance, le nombre de photons incidents est très inférieur au nombre de photons critique ($\frac{n}{n_c} \ll 1$) et $x = 0$. Dans l'approximation haute puissance, le nombre de photons incidents est très supérieur au nombre de photons critique ($\frac{n}{n_c} \gg 1$) et $x \gg 1$. Lorsque le nombre de photons intracavité est comparable au nombre de photons critique, l'expression de σ_z dépend du nombre de photons intracavité, et donc du nombre de photons incidents, de façon non linéaire. En effet :

$$n = |a|^2 = \left| \frac{2\sqrt{\kappa_{top}}}{\kappa} \right|^2 |b_{in}|^2 \frac{1 + \Delta'^2}{|(1 - i\Delta')(1 - i\Delta) - 2\sigma_z C|^2} \quad (2.62)$$

Pour déterminer la réflectivité du système, il faut estimer la valeur de σ_z qui dépend du nombre de photons intracavité. Or, le nombre de photon intracavité dépendant également de σ_z , nous avons un système d'équations non linéaires couplées :

$$\begin{cases} n = 4 \frac{\eta_{top}}{\kappa} |b_{in}|^2 \frac{1 + \Delta'^2}{|(1 - i\Delta')(1 - i\Delta) - 2\sigma_z C|^2} \\ \sigma_z = \frac{-1}{1 + \frac{n}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right)} \end{cases} \quad (2.63)$$

On peut ramener ce couple d'équations à une seule équation sur x , puisque nous avons $x = \frac{n}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right)$:

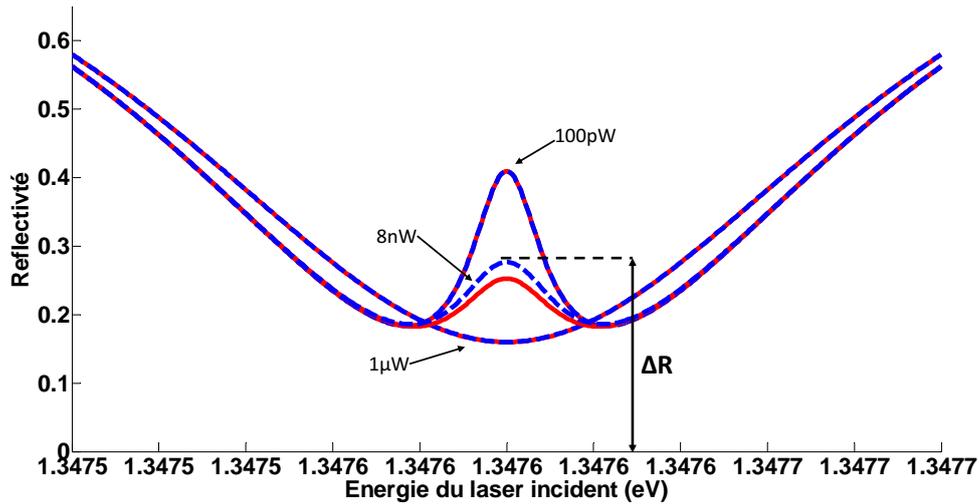


FIGURE 2.10. – Spectres de réflectivité calculés dans l’approximation semiclassique (en rouge) et avec le calcul numérique exact (en bleu) avec une puissance intermédiaire de 8nW. On observe une différence d’amplitude de la réponse optique de la boîte quantique due à l’approximation faite sur σ_z . ΔR est l’amplitude de la réponse de la boîte quantique à résonance par rapport à la réflectivité de la cavité vide à la même énergie.

$$x = 16\eta_{top} \frac{C}{\gamma_{sp}} |b_{in}|^2 \frac{1}{|(1 - i\Delta')(1 - i\Delta) + \frac{2C}{1+x}|^2} \quad (2.64)$$

On peut résoudre cette équation et déterminer la solution (ou éventuellement les solutions) [163]. Cette équation peut également être résolue numériquement grâce à une procédure récursive convergeant rapidement vers la bonne valeur de x après quelques cycles.

La figure 2.10 montre différents spectres calculés avec ce modèle analytique et avec le calcul numérique exact. Nous pouvons observer un bon accord entre le modèle analytique et la méthode numérique exacte dans la limite haute puissance ($x \gg 1$) et la limite basse puissance ($x = 0$). Pour des puissances intermédiaires où $n \sim n_c$ et $x \sim 1$, on observe un écart entre les deux modèles. Cet écart entre les deux modèles est causé par les fluctuations de population de la boîte quantique qui sont mal prises en compte par le modèle semi-classique.

Dans la figure 2.11, on trace l’amplitude de la réponse de la boîte quantique à $\omega = \omega_d$ (ΔR sur la figure 2.10) en fonction de la puissance : on obtient une courbe dite de “non-linéarité optique”. Cette courbe permet de mesurer la modification de la réflectivité par la boîte quantique en fonction de la puissance. Sur ces courbes, on peut identifier deux “plateaux” correspondant à la limite basse puissance (boîte quantique à l’état fondamental) et à la limite haute puissance (la boîte quantique est saturée et on retrouve la réflectivité minimale de la cavité vide). Entre ces deux plateaux, l’amplitude de la réponse optique de la boîte quantique décroît au fur et à mesure que la puissance augmente, caractérisant une saturation progressive de la boîte quantique.

Sur la figure 2.11, on constate que le modèle permet de reproduire correctement le modèle exact numérique pour des coopérativités relativement faibles ($C < 1$). En revanche, le modèle n’est plus valide pour des coopérativités fortes comme illustré pour $C = 4$ sur la figure 2.11.

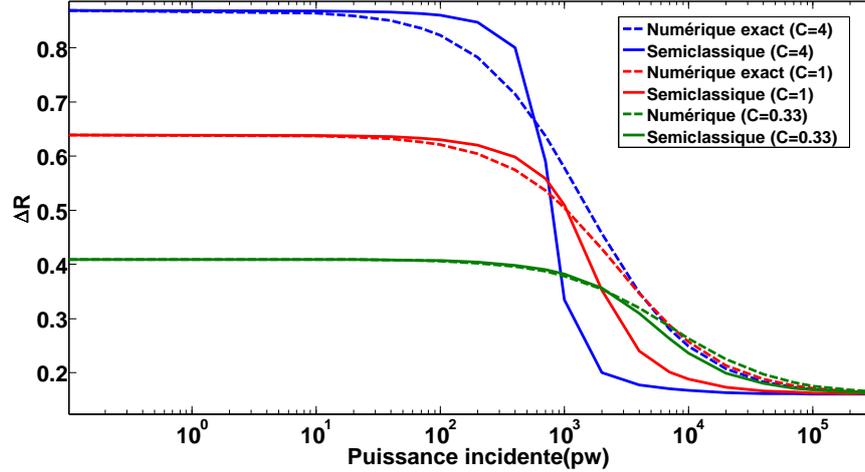


FIGURE 2.11. – Courbes de non-linéarité optique représentant la réflectivité à résonance avec la boîte quantique en fonction de la puissance du faisceau incident pour différentes coopérativités en variant γ . Les courbes en pointillé correspondent aux courbes calculées avec le modèle numérique exact. Les courbes en trait plein correspondent aux courbes calculées avec le modèle semi-classique. Plus la coopérativité est grande, plus l'écart entre le modèle semi-classique et la méthode numérique est grande.

Il faut alors calculer le spectre complet avec le modèle exact en considérant les fluctuations quantiques. Notons que pour des valeurs de coopérativités encore plus grandes, il est possible d'obtenir plusieurs solutions à l'équation 2.64. Si nous pouvions réellement négliger les fluctuations quantiques, ceci impliquerait la possibilité d'une bistabilité optique induite par une boîte quantique unique [164, 165]. En réalité, toutefois, les fluctuations quantiques empêchent qu'une bistabilité puisse se mettre en place. La présence de solutions multiples doit donc plutôt être considérée comme une preuve de la non-validité du modèle semiclassique pour des très fortes coopérativités.

Bien que le modèle semiclassique soit différent à forte coopérativité, il permet d'estimer la non linéarité d'un système pour des coopérativités relativement faibles. A partir du coefficient de saturation, nous pouvons notamment en déduire $p(g)$ et $p(e)$, les probabilités d'être respectivement dans l'état fondamental et l'état excité définis par :

$$p(e) = \frac{1}{2} \frac{x}{1+x} \text{ et } p(g) = 1 - p(e) \quad (2.65)$$

Dans la limite basse puissance, $x = 0$ ce qui implique que la boîte quantique est à l'état fondamental ($p(e) = 0$ et $p(g) = 1$). Dans la limite haute puissance, $x \gg 1$ et la boîte quantique a autant de probabilité d'être dans l'état excité que dans l'état fondamental ($p(e) = 0.5$ et $p(g) = 0.5$). Enfin, si $x = 1$, $p(g) = 0.75$ et $p(e) = 0.25$. Le système est donc à "mi-chemin"

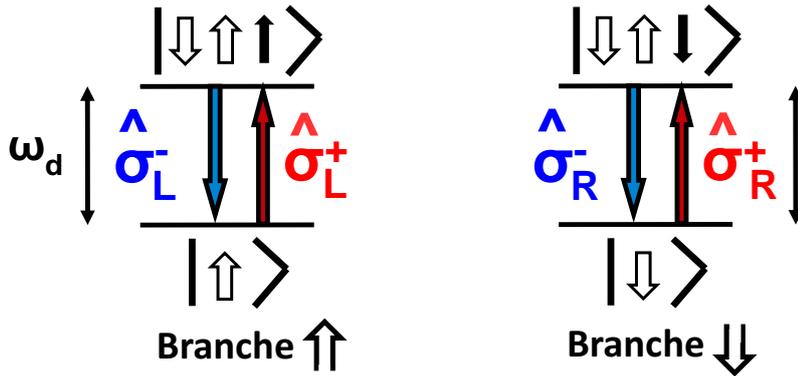


FIGURE 2.12. – Représentation de la boîte quantique comme un système à 4 niveaux. On passe de l'état fondamental $|\uparrow\rangle$ à un état excité $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ en appliquant l'opérateur excitation $\hat{\sigma}_L^+$. À l'inverse, la désexcitation du système se fait via l'opérateur désexcitation $\hat{\sigma}_L^-$. On passe de l'état fondamental $|\downarrow\rangle$ à un état excité $|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle$ en appliquant l'opérateur excitation $\hat{\sigma}_R^+$. À l'inverse, la désexcitation du système se fait via l'opérateur désexcitation $\hat{\sigma}_R^-$.

de la saturation.

2.4. Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité sans fluctuations de spin

2.4.1. Hamiltonien d'une boîte quantique chargée

Comme présenté dans la section 1 du chapitre 1, la présence d'une charge confinée à l'intérieur d'une boîte quantique va fortement influencer l'interaction des photons avec la boîte quantique. En effet, cette charge possède un spin qui se trouve soit dans l'état up soit dans l'état down. Nous considérons ici, un état de spin aligné avec l'axe du micropilier et l'axe d'excitation. Une boîte quantique confinant une charge peut être modélisée comme un système à 4 niveaux présenté sur la figure 2.12 : si l'état fondamental de la charge confinée est $|\uparrow\rangle$, l'état excité correspondant est $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$. De même, si l'état du spin est $|\downarrow\rangle$, l'état excité correspondant est $|\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$. Pour respecter la conservation du moment cinétique, il apparaît que seule une des deux polarisations circulaires peut générer une paire électron-trou dans la boîte quantique en présence d'une charge. En considérant une charge positive (un trou) dans la boîte quantique, nous avons les règles de sélection optiques suivantes⁵ : si le spin est $|\uparrow\rangle$ (respectivement $|\downarrow\rangle$), seuls les photons $|L\rangle$ (respectivement $|R\rangle$) peuvent interagir avec la boîte quantique.

On considère dans un premier temps, la boîte quantique comme un système à quatres

5. Si la charge est négative, la transition $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\downarrow\downarrow\rangle$ est excitée par les photons $|L\rangle$ et la transition $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ est excitée par les photons $|R\rangle$

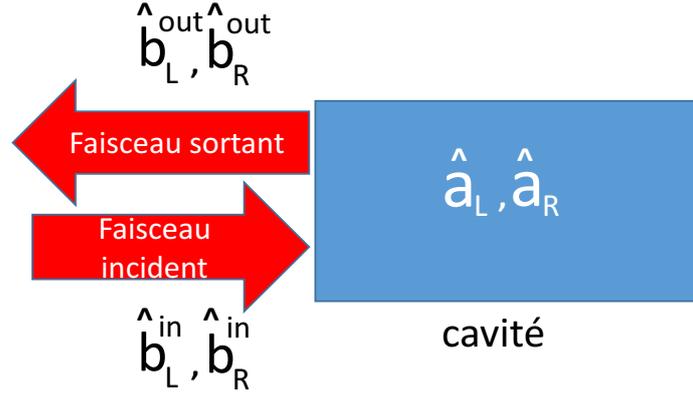


FIGURE 2.13. – Représentation des opérateurs quantiques du système champ extérieur-cavité en prenant en considération la polarisation de la lumière. On définit les opérateurs \hat{b}_L^{in} , \hat{b}_R^{in} , \hat{b}_L^{out} et \hat{b}_R^{out} associés aux champ externes avant et après interaction pour les polarisations circulaires gauche (L) et droite (R) avec la cavité. On définit également \hat{a}_L et \hat{a}_R qui sont les opérateurs associés au champ intracavité.

niveaux scindé en deux branches complètement indépendantes avec un état fondamental et un état excité pour chacune des branches. On dénomme “branche \uparrow ”, la branche associée aux états $|\uparrow\rangle$ et $|\uparrow\downarrow\rangle$ ainsi qu’aux photons $|L\rangle$ (branche située à gauche sur la figure 2.12). De même, on dénomme “branche \downarrow ” celle associée aux états $|\downarrow\rangle$ et $|\downarrow\uparrow\rangle$ ainsi qu’aux photons $|R\rangle$ (à droite sur la figure 2.12). Cette séparation complète des branches nous permet de réutiliser tous les résultats précédents puisque l’on obtient un système à deux niveaux dans les deux cas (que le système soit dans la branche \uparrow ou dans la branche \downarrow).

De plus, pour considérer les deux types de polarisation, nous allons distinguer deux espaces de Fock pour chaque polarisation circulaire gauche (L) et droite (R)⁶ : On note \hat{b}_R^{in} et \hat{b}_L^{in} les opérateurs du champ incident dans la polarisation circulaire gauche et la polarisation circulaire droite. \hat{b}_R^{in} (respectivement \hat{b}_L^{in}) est normalisé pour que la quantité $\langle \hat{b}_L^{in\dagger} \hat{b}_L^{in} \rangle$ (respectivement $\langle \hat{b}_R^{in\dagger} \hat{b}_R^{in} \rangle$) soit égale au nombre de photons incidents polarisés circulairement gauche (respectivement circulairement droit) par unité de temps. Le champ externe sortant après interaction, est également séparé en deux contributions \hat{b}_R^{out} et \hat{b}_L^{out} .

En utilisant le formalisme “Input output” schématisé sur la figure 2.13 et par analogie avec l’équation 2.11, les opérateurs de champ extérieurs sont obtenus via la relation :

$$\begin{cases} \hat{b}_L^{out} - \hat{b}_L^{in} = \sqrt{\kappa_{top}} \hat{a}_L \\ \hat{b}_R^{out} - \hat{b}_R^{in} = \sqrt{\kappa_{top}} \hat{a}_R \end{cases} \quad (2.66)$$

Dans l’Hamiltonien du système, on doit également distinguer les photons $|R\rangle$ et $|L\rangle$. Dans le référentiel tournant, on dédouble chaque terme de l’Hamiltonien de cavité pour chaque polarisation :

6. L’espace de Fock pour la polarisation circulaire gauche sera composé des états $|0\rangle_L, |1\rangle_L, |2\rangle_L \dots$ etc. L’espace de Fock pour la polarisation circulaire droite sera composé des états $|0\rangle_R, |1\rangle_R, |2\rangle_R \dots$ etc

2. Modélisation des boîtes quantiques en microcavité : non linéarité optique et initialisation de spin.

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{cav,L}} = (\omega_c - \omega)\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}}^\dagger\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}} \text{ et } \hat{\mathbf{H}}_{\text{cav,R}} = (\omega_c - \omega)\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}}^\dagger\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}} \quad (2.67)$$

Il en va de même pour l'hamiltonien de pompage :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{H}}_{\text{pump,L}} &= -i\sqrt{\kappa_{\text{top}}}(\hat{\mathbf{b}}_{\text{L}}^{\text{in}}\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}}^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_{\text{L}}^{\text{in}\dagger}\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}}) \\ \hat{\mathbf{H}}_{\text{pump,R}} &= -i\sqrt{\kappa_{\text{top}}}(\hat{\mathbf{b}}_{\text{R}}^{\text{in}}\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}}^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_{\text{R}}^{\text{in}\dagger}\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}}) \end{aligned} \quad (2.68)$$

Pour la boîte quantique, on décrit un hamiltonien pour chaque branche également :

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\uparrow} = (\omega_d - \omega)\hat{\sigma}_{\text{L}}^+\hat{\sigma}_{\text{L}}^- \text{ et } \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\downarrow} = (\omega_d - \omega)\hat{\sigma}_{\text{R}}^+\hat{\sigma}_{\text{R}}^- \quad (2.69)$$

L'hamiltonien régissant l'interaction entre la boîte quantique et la cavité s'exprime également suivant que le spin est à l'état up ou à l'état down :

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\uparrow} = -ig(\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}}^\dagger\hat{\sigma}_{\text{L}}^- - \hat{\sigma}_{\text{L}}^+\hat{\mathbf{a}}_{\text{L}}) \text{ et } \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\downarrow} = -ig(\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}}^\dagger\hat{\sigma}_{\text{R}}^- - \hat{\sigma}_{\text{R}}^+\hat{\mathbf{a}}_{\text{R}}) \quad (2.70)$$

On peut ainsi poser l'hamiltonien complet du système :

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_{\text{cav,L}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{cav,R}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{pump,L}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{pump,R}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\uparrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\uparrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\downarrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\downarrow} \quad (2.71)$$

2.4.2. Modélisation des processus dissipatifs

En prenant le même principe qu'avec les opérateurs hamiltonien, nous allons distinguer les dissipations pour chacune des polarisations circulaires. Nous obtenons donc pour les pertes à l'intérieur de la cavité, les termes de Lindbladien suivants :

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,L/R}}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}}\rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}}\rho - \rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{cav}} \right) \quad (2.72)$$

Pour la boîte quantique, nous allons séparer les processus dissipatifs de l'état $|\uparrow\rangle$ associé à l'état de polarisation $|R\rangle$ et de l'état $|\downarrow\rangle$ associé à l'état de polarisation $|L\rangle$. Pour le phénomène d'émission spontanée hors cavité, nous avons :

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,L/R}}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}}\rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}}\rho - \rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{sp}} \right) \quad (2.73)$$

Pour les dissipations due au déphasage pur, nous écrivons :

$$\hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,L/R}}[\rho] = \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}}\rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}}\rho - \rho\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}\dagger}\hat{\mathbf{C}}_{\text{L/R}}^{\text{deph}} \right) \quad (2.74)$$

L'évolution de la matrice densité s'écrit ainsi de la manière suivante :

$$\frac{d\rho}{dt} = -i[\mathbf{H}, \rho] + \hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,R}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,R}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,R}} \quad (2.75)$$

Avec le même raisonnement que précédemment, nous allons déterminer une forme analy-

tique de la réflectivité suivant l'état de spin de la charge confinée.

2.4.3. Description analytique de la réponse optique : matrice M_{\uparrow} et

$$M_{\downarrow}$$

Comme avec l'exciton neutre, nous allons déterminer une forme analytique permettant d'obtenir rapidement la réflectivité d'un système trionique. Des travaux similaires ont été réalisés à Bristol, dans le groupe de J. Rarity et peuvent être trouvés dans les références [116, 30]. Notons que dans ce chapitre, nous considérons un pilier circulaire : le modèle analytique considérant l'anisotropie des micropiliers est disponible dans l'annexe 2. Nous cherchons à calculer la réponse optique du système quand l'état de spin est $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$. L'idée est donc de trouver une relation analytique de la forme :

$$\begin{pmatrix} b_{L\uparrow}^{out} \\ b_{R\uparrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\uparrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} \text{ et } \begin{pmatrix} b_{L\downarrow}^{out} \\ b_{R\downarrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\downarrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} \quad (2.76)$$

où M_{\uparrow} et M_{\downarrow} sont les matrices de passage permettant d'obtenir les composantes du champ extérieur en fonction des composantes du champ incident pour un état de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$, respectivement.

Notons qu'il n'est nul besoin de réécrire les équations d'évolution du système pour déterminer les expressions de M_{\uparrow} et M_{\downarrow} : il nous suffit de considérer que si le spin est $|\uparrow\rangle$, la composante $|R\rangle$ interagit avec un système à deux niveaux (la transition $|\uparrow\rangle \leftrightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$) tandis que la composante $|L\rangle$ ne subit que la réponse optique de la cavité. A l'inverse, si le spin est $|\downarrow\rangle$, la composante $|L\rangle$ interagit avec un système à deux niveaux (la transition $|\downarrow\rangle \leftrightarrow |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$) et la composante $|R\rangle$ n'interagit qu'avec la cavité. Nous avons donc :

$$M_{\uparrow} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}} & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} \end{pmatrix} \quad (2.77)$$

Dans cette équation, x_{\uparrow} est le coefficient de saturation associé à la transition $|\uparrow\rangle \leftrightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$. Puisque cette transition est gouvernée par les photons polarisés $|L\rangle$, x_{\uparrow} est simplement donné par :

$$x_{\uparrow} = \frac{n_L}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right) \quad (2.78)$$

De la même manière, nous avons l'expression suivante :

$$M_{\downarrow} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\downarrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}} \end{pmatrix} \quad (2.79)$$

avec x_{\downarrow} défini comme :

$$x_{\downarrow} = \frac{n_R}{n_c} \left(\frac{1}{1 + \Delta'^2} \right) \quad (2.80)$$

Les expressions des matrices de passage M_{\uparrow} et M_{\downarrow} dépendent respectivement des coefficients de saturation x_{\uparrow} et x_{\downarrow} . Or nous avons vu dans la section 2.3.5 de ce chapitre, qu'il

fallait résoudre une équation de troisième ordre pour déterminer ces coefficients. Le principe est identique et nous résolvons les équations suivantes pour déterminer les expressions de x_{\uparrow} et x_{\downarrow} :

$$\begin{aligned} x_{\uparrow} &= 16\eta_{top} \frac{C}{\gamma_{sp}} |b_L^{in}|^2 \frac{1}{|(1-i\Delta')(1-i\Delta) + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}}|^2} \\ x_{\downarrow} &= 16\eta_{top} \frac{C}{\gamma_{sp}} |b_R^{in}|^2 \frac{1}{|(1-i\Delta')(1-i\Delta) + \frac{2C}{1+x_{\downarrow}}|^2} \end{aligned} \quad (2.81)$$

x_{\uparrow} ne dépend en effet que de $|b_L^{in}|^2$, le nombre de photons incident polarisés $|L\rangle$ tandis que x_{\downarrow} ne dépend que de $|b_R^{in}|^2$, le nombre de photons incident polarisés $|R\rangle$.

2.4.4. Spectre de réflectivité et non linéarité

Après avoir obtenu les coefficients de saturation x_{\uparrow} et x_{\downarrow} , nous pouvons déterminer la réflectivité totale quand le spin est $|\uparrow\rangle$ et la réflectivité totale quand le spin est $|\downarrow\rangle$. A partir de la matrice M_{\uparrow} et des champs incidents b_L^{in} et b_R^{in} , nous pouvons en déduire $b_{L\uparrow}^{out}$ et $b_{R\uparrow}^{out}$, et donc la réflectivité totale du système conditionné à un spin dans l'état $|\uparrow\rangle$, notée R_{\uparrow} . Dans l'approximation semi-classique, on considère que $\langle \hat{\mathbf{b}}_{L,R}^{in\dagger} \hat{\mathbf{b}}_{L,R}^{in} \rangle = \langle \hat{\mathbf{b}}_{L,R}^{in\dagger} \rangle \langle \hat{\mathbf{b}}_{L,R}^{in} \rangle$ et on obtient la relation :

$$R_{\uparrow} = \frac{|\hat{\mathbf{b}}_{R\uparrow}^{out}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_{L\uparrow}^{out}|^2}{|\hat{\mathbf{b}}_R^{in}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_L^{in}|^2} \quad (2.82)$$

De manière similaire, pour l'état $|\downarrow\rangle$, on détermine R_{\downarrow} à partir de la matrice M_{\downarrow} et des champs incidents b_L^{in} et b_R^{in} :

$$R_{\downarrow} = \frac{|\hat{\mathbf{b}}_{R\downarrow}^{out}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_{L\downarrow}^{out}|^2}{|\hat{\mathbf{b}}_R^{in}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_L^{in}|^2} \quad (2.83)$$

En considérant le spin est à l'état $|\uparrow\rangle$, on peut considérer trois cas particuliers :

2.4.4.1. Cas d'une polarisation incidente circulaire droite

Dans ce cas, $b_R^{in} = b^{in}$ et $b_L^{in} = 0$, l'expression de la réflectivité R_{\uparrow} pour n'importe quelle puissance est donc :

$$R_{\uparrow} = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} \right|^2 \quad (2.84)$$

On retrouve le même spectre de réflectivité que la cavité "vide" à basse puissance comme le montre la figure 2.14 : la boîte quantique est transparente aux photons incidents qui sont polarisés circulaire droit.

2.4.4.2. Cas d'une polarisation incidente circulaire gauche

Dans ce cas, $b_R^{in} = 0$ et $b_L^{in} = b^{in}$, l'expression générale de la réflectivité s'écrit :

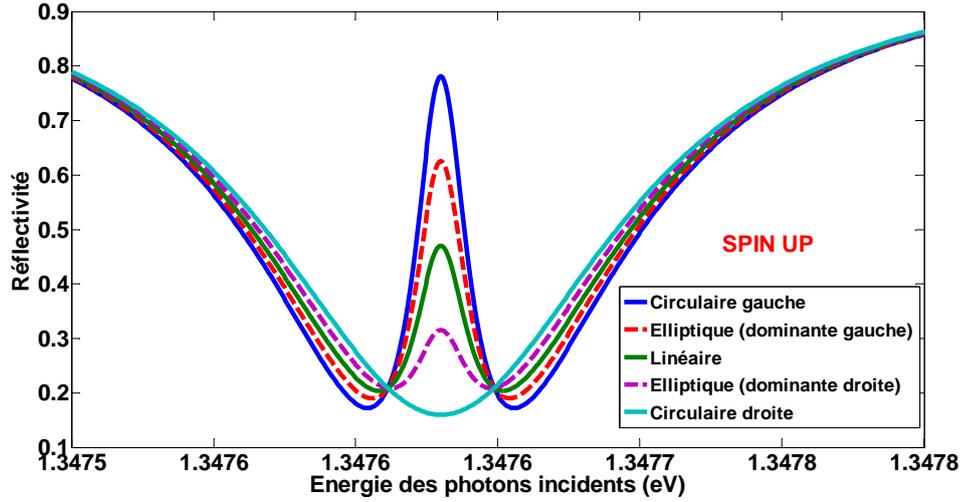


FIGURE 2.14. – Spectres de réflectivité pour différentes polarisations incidentes lorsque le spin du trou résident est à l'état $|\uparrow\uparrow\rangle$ dans la limite basse puissance. Plus la contribution de la polarisation circulaire gauche est faible, plus la réflectivité à résonance avec la boîte quantique est faible.

$$R_{\uparrow} = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1 - i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}} \right|^2 \quad (2.85)$$

La totalité des photons interagit avec la boîte quantique et on retrouve l'expression de la boîte quantique neutre en cavité qui dépend de x_{\uparrow} . Sur la figure 2.14, on observe donc le même spectre de réflectivité que pour un système à deux niveaux.

2.4.4.3. Cas d'une polarisation incidente linéaire

Dans ce cas, la lumière incidente est composée à moitié de photons polarisés circulairement gauche et à moitié de photons polarisés circulairement droit. Nous avons alors $b_R^{in} = b_L^{in} = \frac{b^{in}}{\sqrt{2}}$, l'expression de la réflectivité est donc :

$$R_{\uparrow} = \frac{1}{2} \left[\left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1 - i\Delta} \right|^2 + \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1 - i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}} \right|^2 \right] \quad (2.86)$$

La boîte quantique sera transparente pour la moitié des photons : le spectre de réflectivité est donc la moyenne d'un spectre de cavité vide et d'un spectre de boîte quantique en cavité dans la limite basse puissance (voir Fig.2.14).

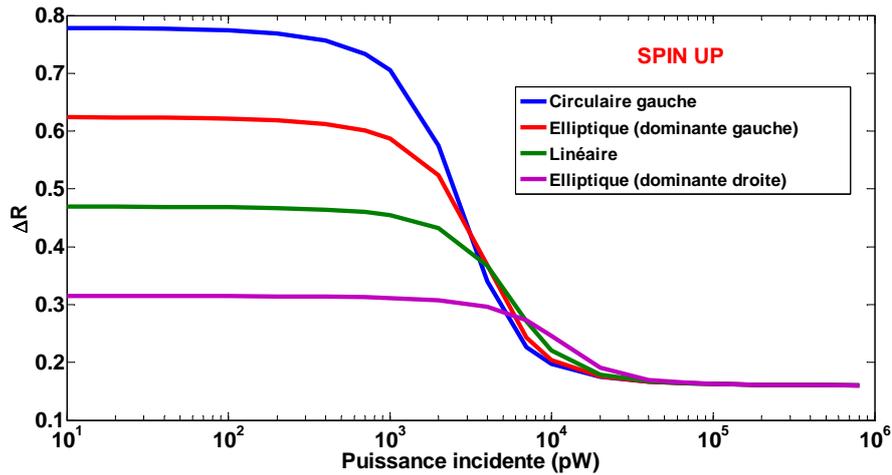


FIGURE 2.15. – Courbes de non-linéarité optique représentant la réflectivité à résonance avec la boîte quantique en fonction de la puissance du faisceau incident pour différentes polarisations incidentes. Plus la contribution de la polarisation circulaire gauche est faible, plus la puissance incidente nécessaire pour saturer la transition de la boîte quantique est grande.

2.4.4.4. Cas général et non linéarité optique

Lorsque la polarisation est elliptique, le nombre de photons $|L\rangle$ est différent du nombre de photons $|R\rangle$. L'expression de la réflectivité R_{\uparrow} sera alors une moyenne pondérée comme celle obtenue à l'équation 2.86, mais avec des coefficients de pondération respectivement proportionnels à $|b_L^{in}|^2$ et $|b_R^{in}|^2$.

Sur la figure 2.14, nous avons représenté deux spectres en polarisation elliptique dans la limite basse puissance dans le cas où $b_L^{in} > b_R^{in}$ (elliptique gauche) et dans le cas où $b_L^{in} < b_R^{in}$ (elliptique droite). On constate que le pic de réflectivité est plus grand lorsque $b_L^{in} > b_R^{in}$, c'est à dire quand la proportion de photons $|L\rangle$ est plus importante que celle des photons $|R\rangle$.

La figure 2.14 permet de visualiser l'importance de la polarisation sur le spectre dans la limite basse puissance. Dans la figure 2.15, on trace R_{\uparrow} à $\omega = \omega_d = \omega_c$ en fonction de la puissance incidente pour différentes polarisations (courbes de non linéarité optique). Sur ces courbes, on retrouve le plateau correspondant à la limite basse puissance ($x_{\uparrow} = 0$) où la boîte quantique est la plupart du temps à l'état fondamental et le plateau correspondant à la limite haute puissance ($x_{\uparrow} \gg 1$) où la transition de la boîte quantique est saturée. Entre ces deux plateaux, on observe une diminution de R_{\uparrow} qui se produit à d'autant plus basse puissance que la proportion de photons $|L\rangle$ est grande. En effet, en polarisation linéaire, il faudra une puissance incidente deux fois plus grande pour obtenir un nombre de photons $|L\rangle$ identique à la polarisation circulaire gauche. On commence donc à saturer la boîte quantique

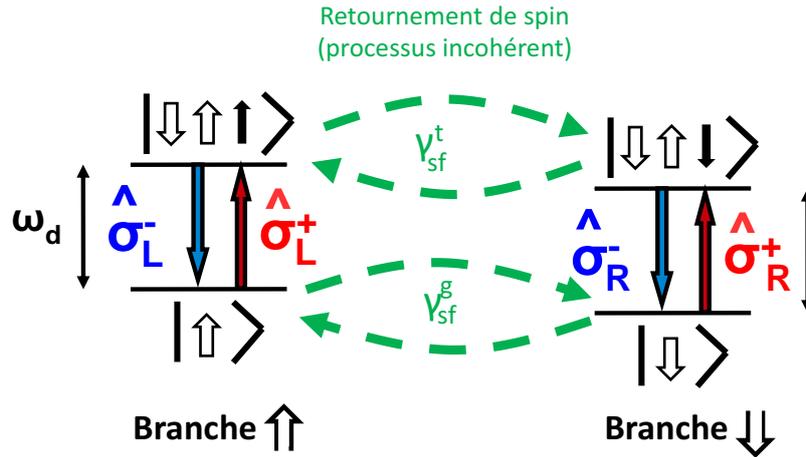


FIGURE 2.16. – Représentation de la boîte quantique comme un système à 4 niveaux avec deux états excités et deux états fondamentaux séparés par une énergie ω_d . Nous avons représenté le cas où la charge confinée dans la boîte quantique est un trou. Comme sur la figure 2.12, la branche \uparrow est gouvernée par les photons $|L\rangle$ et la branche \downarrow est gouvernée par les photons $|R\rangle$. Les termes de saut de spin associés aux taux de retournement de spin γ_{sf}^t (respectivement γ_{sf}^g) permettent de passer d'un état excité à un autre (respectivement d'un état fondamental à un autre).

à une puissance d'autant plus faible que la proportion de photons $|L\rangle$ est importante.

2.5. Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité avec fluctuations de spin

2.5.1. Modélisation des processus de saut de spin

Le spin d'une charge, de par son interaction avec son environnement, est susceptible de changer d'état : les électrons et les trous interagissent notamment avec les spins nucléaires de la boîte quantique [67, 166, 167] et les phonons [70, 168]. A noter que si l'état de spin du système fluctue au cours du temps, il a en général, une probabilité p_\uparrow d'être dans la branche \uparrow et une probabilité p_\downarrow d'être dans la branche \downarrow . Nous considérons donc dans cette section, un spin fluctuant au cours du temps et nous décrirons comment estimer p_\uparrow et p_\downarrow .

Les renversements de spin des électrons et des trous sont caractérisés par des taux de renversement de spin noté γ_{sf} . Sur la figure 2.18, Les transitions verticales sont donc optiques et les transitions horizontales sont possibles grâce aux renversements de spin des particules. Les paramètres importants de ce système à 4 niveaux sont le taux de retournement de spin de la particule du niveau fondamental γ_{sf}^g et le taux de retournement de spin de la particule du niveau excité (trion) γ_{sf}^t .

L'hamiltonien du système reste inchangé et s'exprime toujours de la manière suivante :

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_{\text{cavL}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{cavR}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{pumpL}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{pumpR}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\uparrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\uparrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}\downarrow} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}\downarrow} \quad (2.87)$$

Pour simuler les retournements de spin, nous allons introduire des opérateurs de saut associés à ces retournements. Nous noterons $\hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}}$, l'opérateur de saut permettant de passer de l'état fondamental $|\uparrow\rangle$ vers l'état $|\downarrow\rangle$ et $\hat{\mathbf{C}}_{|\downarrow\rangle}^{\text{sf}}$, l'opérateur de saut qui permet la transformation inverse. Ces deux opérateurs de saut sont liés au taux de retournement de spin du niveau fondamental γ_{sf}^g . Pour les états trion $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, on utilise l'opérateur $\hat{\mathbf{C}}_{|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle}^{\text{sf}}$ permettant de passer de l'état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ vers l'état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ suivant le taux de retournement γ_{sf}^t et $\hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle}^{\text{sf}}$ l'opérateur permettant de passer de l'état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ vers l'état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ suivant le taux de retournement γ_{sf}^t :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{C}}_{|\downarrow\rangle}^{\text{sf}} &= \sqrt{\gamma_{sf}^g} |\uparrow\rangle \langle \downarrow| \quad \text{et} \quad \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} = \sqrt{\gamma_{sf}^g} |\downarrow\rangle \langle \uparrow| \\ \hat{\mathbf{C}}_{|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle}^{\text{sf}} &= \sqrt{\gamma_{sf}^t} |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle \langle \downarrow\uparrow\downarrow| \quad \text{et} \quad \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle}^{\text{sf}} = \sqrt{\gamma_{sf}^t} |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle \langle \uparrow\downarrow\uparrow| \end{aligned} \quad (2.88)$$

Les sauts de spin étant des processus incohérents, nous les modélisons dans l'équation maîtresse par des termes de Limbladien comme par exemple :

$$\hat{\mathbf{L}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} = \frac{1}{2} (2\hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} \hat{\rho} \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} \hat{\rho} - \hat{\rho} \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} \hat{\mathbf{C}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}\dagger}) \quad (2.89)$$

On définit de même, $\hat{\mathbf{L}}_{|\downarrow\rangle}^{\text{sf}}$, $\hat{\mathbf{L}}_{|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle}^{\text{sf}}$, $\hat{\mathbf{L}}_{|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle}^{\text{sf}}$. L'évolution de la matrice densité est donc donnée par :

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = -i[\hat{\mathbf{H}}, \hat{\rho}] + \hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,L}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,R}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,R}} + \hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,R}} + \hat{\mathbf{L}}_{|\uparrow\rangle}^{\text{sf}} + \hat{\mathbf{L}}_{|\downarrow\rangle}^{\text{sf}} + \hat{\mathbf{L}}_{|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle}^{\text{sf}} + \hat{\mathbf{L}}_{|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle}^{\text{sf}} \quad (2.90)$$

Comme avec le système à deux niveaux, on utilise la méthode numérique exacte pour calculer les spectres de réflectivité numérique.

2.5.2. Description analytique : cas d'un spin fluctuant

Dans notre modèle semi-classique, il nous faut considérer les fluctuations de spin et déterminer les probabilités p_{\uparrow} et p_{\downarrow} d'être respectivement dans la branche \uparrow ou dans la branche \downarrow afin de déterminer la réflectivité du système. Dans la section 4.3, nous avons posé les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} b_{L\uparrow}^{\text{out}} \\ b_{R\uparrow}^{\text{out}} \end{pmatrix} = M_{\uparrow} \begin{pmatrix} b_L^{\text{in}} \\ b_R^{\text{in}} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} b_{L\downarrow}^{\text{out}} \\ b_{R\downarrow}^{\text{out}} \end{pmatrix} = M_{\downarrow} \begin{pmatrix} b_L^{\text{in}} \\ b_R^{\text{in}} \end{pmatrix} \quad (2.91)$$

Ces relations restent valables dans le cas où γ_{sf}^g et γ_{sf}^t sont très petits devant les taux des transitions lumineuses (γ). On calcule à partir de ces relations, R_{\uparrow} la réflectivité sachant que le spin est à l'état $|\uparrow\rangle$ et R_{\downarrow} la réflectivité sachant que le spin est à l'état $|\downarrow\rangle$. A un instant donné, de par les fluctuations de spin, le système peut avoir une réponse réflective R_{\uparrow} ou R_{\downarrow} . La réflectivité totale moyenne R peut alors s'exprimer de la manière suivante avec p_{\uparrow} et

2.5. Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité avec fluctuations de spin

p_{\downarrow} , les probabilités respectives d'être dans la branche \uparrow ou dans la branche \downarrow :

$$R = p_{\uparrow}R_{\uparrow} + p_{\downarrow}R_{\downarrow} \quad (2.92)$$

Nous introduisons $\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}$, le taux caractéristique de passage de la "branche \uparrow " vers la "branche \downarrow " et $\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}$, le taux caractéristique de passage de la "branche \downarrow " vers la "branche \uparrow ". A l'équilibre, nous avons autant de processus allant dans un sens que dans l'autre et donc p_{\uparrow} et p_{\downarrow} sont gouvernées par :

$$p_{\uparrow}\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} = p_{\downarrow}\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} \quad (2.93)$$

De plus, puisque $p_{\uparrow} + p_{\downarrow} = 1$, on obtient :

$$\begin{aligned} p_{\uparrow} &= \frac{\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}}{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} + \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}} \\ p_{\downarrow} &= \frac{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}}{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} + \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}} \end{aligned} \quad (2.94)$$

Il reste donc à déterminer $\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}$ et $\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}$: ces taux sont donnés par la moyenne pondérée de γ_{sf}^g et γ_{sf}^t , avec comme coefficients de pondération, la probabilité d'être dans l'état excité ou dans l'état fondamental. On obtient :

$$\begin{aligned} \gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} &= p(t|\uparrow)\gamma_{sf}^t + p(g|\uparrow)\gamma_{sf}^g \\ \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} &= p(t|\downarrow)\gamma_{sf}^t + p(g|\downarrow)\gamma_{sf}^g \end{aligned} \quad (2.95)$$

Les probabilités apparaissant ci dessus sont les probabilités conditionnelles d'être dans un état excité (t) ou fondamental (g) sachant que le système est dans la branche \downarrow ou \uparrow . En utilisant l'équation 2.65, nous pouvons déterminer les probabilités conditionnelles :

$$\begin{aligned} p(t|\uparrow) &= \frac{1}{2} \frac{x_{\uparrow}}{1+x_{\uparrow}} \quad \text{et} \quad p(t|\downarrow) = \frac{1}{2} \frac{x_{\downarrow}}{1+x_{\downarrow}} \\ p(g|\uparrow) &= 1 - p(t|\uparrow) \quad \text{et} \quad p(g|\downarrow) = 1 - p(t|\downarrow) \end{aligned} \quad (2.96)$$

Ces formules décrivent, pour chaque branche, comment le coefficient de saturation est relié à la probabilité d'être dans l'état excité ou l'état fondamental

En posant le rapport des temps de saut de spin de l'état fondamental sur celui du trion $\epsilon = \frac{\gamma_{sf}^g}{\gamma_{sf}^t}$, nous avons :

$$\begin{aligned} \gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} &= \frac{\gamma_{sf}^t}{2} [2\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{x_{\uparrow}}{1+x_{\uparrow}}] \\ \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} &= \frac{\gamma_{sf}^t}{2} [2\epsilon + (1 - \epsilon) \frac{x_{\downarrow}}{1+x_{\downarrow}}] \end{aligned} \quad (2.97)$$

En respectant l'équation 2.93, on peut exprimer l'efficacité de polarisation de l'état de spin P définie par $P = p_{\uparrow} - p_{\downarrow}$. On obtient :

$$P = \frac{\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow} - \gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}}{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} + \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}} = \frac{(1 - \epsilon)(x_{\downarrow} - x_{\uparrow})}{4\epsilon + (1 + 3\epsilon)(x_{\uparrow} + x_{\downarrow}) + 2(1 + \epsilon)x_{\uparrow}x_{\downarrow}} \quad (2.98)$$

Enfin, à partir de l'efficacité de polarisation, on peut en déduire les probabilités p_{\uparrow} et p_{\downarrow} permettant de déterminer la réflectivité du système :

$$p_{\uparrow} = \frac{\gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}}{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} + \gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}} = \frac{1 + P}{2} \quad (2.99)$$

$$p_{\downarrow} = \frac{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}}{\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} + \gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow}} = \frac{1 - P}{2} \quad (2.100)$$

Etudions quelques cas particuliers permettant de mieux comprendre les dernières équations.

Si le faisceau d'excitation est polarisé linéairement, nous avons $n_R = n_L$ et donc $x_{\uparrow} = x_{\downarrow}$. En polarisation linéaire, on excite symétriquement les deux branches impliquant $\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} = \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}$. On en déduit que $p_{\uparrow} = p_{\downarrow}$ et $P = 0$ d'après l'équation 2.98 : le spin ne peut être polarisé en polarisation linéaire et l'efficacité de polarisation est nulle.

Nous constatons également que si $\epsilon = 1$, c'est à dire $\gamma_{sf}^g = \gamma_{sf}^t$, nous avons alors $\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} = \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}$, impliquant que $p_{\uparrow} = p_{\downarrow} = 0.5$. Nous en déduisons $P = 0$ quelle que soit la polarisation incidente ou la puissance.

A partir de l'équation 2.98, on comprend tout d'abord que s'il n'y a pas d'excitation de la transition de la boîte quantique, $x_{\uparrow} = x_{\downarrow} = 0$ et nous en déduisons $P = 0$. Nous retrouvons l'équilibre thermodynamique qui implique que $p_{\uparrow} = p_{\downarrow} = 0.5$, les deux états de spin étant dégénérés. Ceci reste vrai dans le cas où la puissance incidente est très basse, c'est à dire $n_L \ll n_C$ et $n_R \ll n_C$ correspondant à $x_{\uparrow} = x_{\downarrow} \approx 0$, donc à $p_{\uparrow} = p_{\downarrow} = 0.5$.

En règle générale, on caractérise notre système dans ce régime basse puissance où les populations sont équitablement réparties entre les deux branches. Nous avons vu précédemment dans la section 2.3.3 que le modèle semi-classique, décrivant un exciton dans une boîte quantique en microcavité, donnait des résultats identiques au modèle numérique exact dans la limite basse puissance. Dans la section suivante, nous vérifions que le modèle semi-classique caractérisant un trion dans une boîte quantique en microcavité donne également des résultats similaires au modèle numérique exact.

2.5.3. Boîtes quantiques neutres et boîtes quantiques chargés : comparaison des réponses optiques

Sur la figure 2.17, nous avons comparé les spectres obtenus avec le modèle semi-classique (en trait plein) et les spectres obtenus avec le modèle numérique exact (en tiret) dans les cas d'une cavité vide, d'une boîte quantique neutre (la transition de l'exciton est assimilée à un système à deux niveaux) et d'une boîte quantique chargée (la transition du trion est assimilée à un système à quatre niveaux).

Sur cette figure, nous pouvons remarquer que pour les mêmes paramètres du système, le pic de réflectivité de la boîte quantique est deux fois plus petit dans le cas trionique que dans le cas excitonique dans la limite basse puissance en polarisation linéaire. Dans la limite basse puissance, $p_{\uparrow} = p_{\downarrow} = 0.5$ et nous avons donc $R = \frac{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}}{2}$. En polarisation

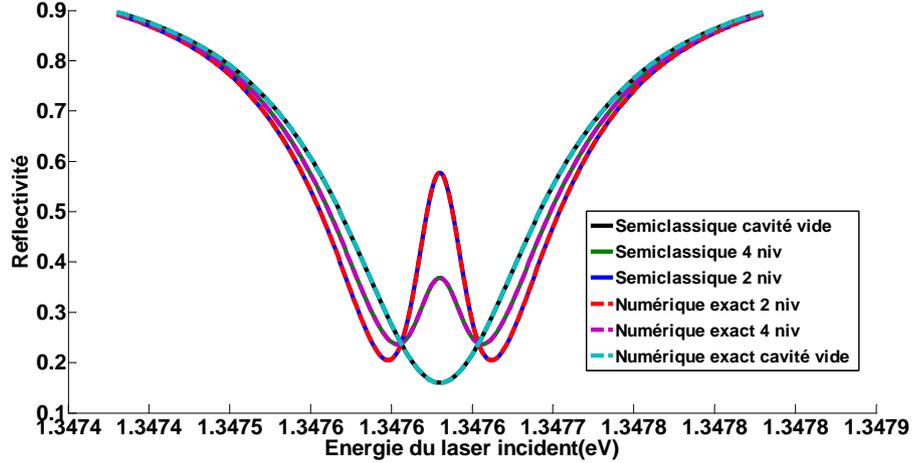


FIGURE 2.17. – Spectres de réflectivité correspondant à une cavité vide, un système à deux niveaux, un système à quatre niveaux en polarisation linéaire dans la limite basse puissance calculés avec la méthode numérique exacte (en pointillé) et le modèle semi-classique (en trait plein). Pour les trois configurations, nous avons un accord parfait entre le modèle analytique et la méthode numérique exacte dans la limite basse puissance

linéaire, la boîte quantique est alternativement sensible à la polarisation $|L\rangle$ et $|R\rangle$ suivant les fluctuations de spin et la réflectivité est obtenue en faisant la moyenne entre une cavité “vide” et une cavité pleine⁷. En polarisation circulaire, la boîte quantique alterne entre un état transparent aux photons incidents et un état excitable par les photons incidents. Quelle que soit la polarisation incidente, dans la limite basse puissance, la réflectivité sera toujours donnée par la moyenne de la cavité “vide” et une cavité pleine soit un spectre de réflectivité avec un pic de boîte quantique deux fois plus petit dans le cas du trion que dans celui de l’exciton.

Si nous comparons la réflectivité calculée avec le modèle semi-classique utilisant les probabilités et la réflectivité calculée numériquement dans la limite de très basse puissance, on peut constater que nous trouvons deux courbes identiques quelle que soit la polarisation incidente (voir Fig.2.17). Dans la limite basse puissance, nous obtenons un accord parfait entre le modèle analytique et la méthode numérique exacte pour la cavité “vide”, une transition excitonique (système à 2 niveaux) ou une transition trionique (système à 4 niveaux).

Dans le cas de puissance intermédiaire, P_{\uparrow} et P_{\downarrow} dépendent des coefficients de saturation x_{\uparrow} et x_{\downarrow} ainsi que de ϵ , le rapport des taux de retournement de spin des états fondamentaux et des états excités.

2.5.4. Processus d’initialisation de spin

Si l’on souhaite initialiser l’état de spin et favoriser p_{\uparrow} , il est crucial d’introduire un déséquilibre entre x_{\uparrow} et x_{\downarrow} (voir Eq. 2.98). On peut favoriser un état de spin en excitant préférentiellement une transition ($x_{\uparrow} \neq x_{\downarrow}$) via une polarisation circulaire mais à la condition que

7. cavité interagissant avec la boîte quantique en régime basse puissance

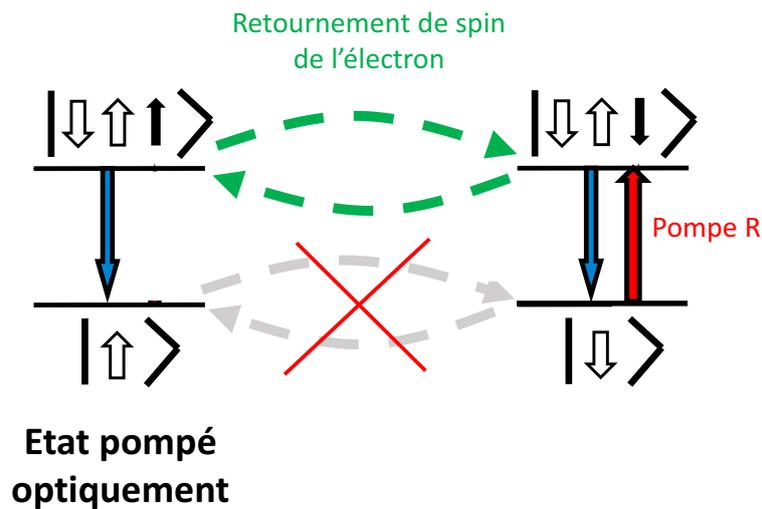


FIGURE 2.18. – Représentation du phénomène de pompage optique de spin dans la boîte quantique. La pompe polarisée circulairement droit excite la transition $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$. L'émission spontanée peut relaxer le système dans l'état $|\downarrow\rangle$ ou un retournement de spin peut changer l'état de spin du trion $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$. Une fois dans l'état $|\downarrow\uparrow\uparrow\rangle$, le système a de forte chance de se relaxer dans l'état $|\uparrow\rangle$. Cette état ne peut pas être excité par la pompe polarisée circulairement gauche et le temps de retournement de spin étant beaucoup plus long que tous les temps caractéristiques des transitions, on néglige les transitions de retournement de spin dans les niveaux fondamentaux. En pompant en polarisation circulaire $|R\rangle$, on pompe l'état de spin $|\uparrow\rangle$. En pompant en polarisation circulaire gauche $|L\rangle$, c'est l'état $|\downarrow\rangle$ qui est initialisé.

2.5. Modélisation d'une boîte quantique chargée en microcavité avec fluctuations de spin

$\epsilon \neq 1$, c'est à dire, $\gamma_{sf}^g \neq \gamma_{sf}^t$. Or, en absence de champ magnétique, les trous sont notamment moins sensibles à l'interaction avec les spins nucléaires que les électrons, et auront un taux de retournement de spin plus faible [169]. Cette différence de temps de vie avait d'ailleurs permis à Gérardot et al.[21], dans le groupe de R. Warburton, de démontrer le pompage optique d'un spin de trou en absence de champ magnétique. Le principe de ce pompage optique du spin est illustré sur la figure 2.18 : Il consiste à exciter une transition optique avec une polarisation circulaire. Plusieurs cycles d'excitation ont lieu jusqu'au renversement de l'état du spin de l'électron qui mène au niveau fondamental non excité par émission spontanée. Comme le temps de vie du trou est plus grand que le temps de vie de l'électron ($\gamma_{sf}^g \ll \gamma_{sf}^t$ soit $\epsilon \ll 1$), l'état de spin reste initialisé dans l'état fondamental non excité. La démonstration du phénomène de pompage dans l'article de Gerardot et al a été caractérisée par une absence de signal d'absorption lorsque la polarisation est circulaire. En polarisation linéaire, le signal d'absorption de la boîte réapparaît (voir chapitre 1 pour plus de détails).

Pour étudier ce processus plus en détail, on se place donc maintenant dans le cas où la polarisation incidente est circulaire droite ($|R\rangle$) et nous avons donc $|b_L^{in}|^2 = 0$ impliquant que $n_L = 0$ donc $x_\uparrow = 0$. L'expression de l'efficacité de polarisation devient alors :

$$P = \frac{(1 - \epsilon)x_\downarrow}{4\epsilon + (1 + 3\epsilon)x_\downarrow} \quad (2.101)$$

Dans la limite basse puissance, nous considérons $x_\downarrow = 0$ et nous retrouvons l'équilibre thermodynamique du système avec $P = 0$. A haute puissance, $x_\downarrow \gg 1$ et l'efficacité de polarisation tend alors vers $P \rightarrow \frac{1-\epsilon}{1+3\epsilon}$. On peut alors distinguer trois cas particuliers :

- Si $\epsilon = 1$, c'est à dire $\gamma_{sf}^t = \gamma_{sf}^g$, nous avons $\gamma_{\uparrow \rightarrow \downarrow} = \gamma_{\downarrow \rightarrow \uparrow}$, se traduisant par $p_\uparrow = p_\downarrow$ et $P = 0$ quel que soit les valeurs de x_\uparrow et x_\downarrow . Les deux branches sont également occupées.
- Si $\epsilon \gg 1$, c'est à dire $\gamma_{sf}^g \gg \gamma_{sf}^t$, nous avons $P \rightarrow -0.33$ soit $2p_\uparrow = p_\downarrow$. La branche \downarrow est deux fois plus occupée que la branche \uparrow car lorsque la boîte quantique est excité dans l'état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$, le système ne peut rester que dans la branche \downarrow .
- Si $\epsilon \ll 1$, c'est à dire $\gamma_{sf}^g \ll \gamma_{sf}^t$, nous avons également $P \rightarrow 1$ soit $p_\uparrow = 1$ démontrant une polarisation totale du spin. L'état de spin est alors initialisé dans l'état $|\uparrow\rangle$ [21].

Lorsque $\epsilon \ll 1$, il est possible d'initialiser l'état de spin et nous allons étudier ici la réflectivité en polarisation circulaire en fonction de la puissance incidente et du paramètre $\epsilon = \frac{\gamma_{sf}^g}{\gamma_{sf}^t}$, pour comprendre théoriquement le phénomène de pompage de spin. Pour estimer la réflectivité pour n'importe quelle puissance, il faut estimer x_\downarrow par convergence (voir section 2.3.5). D'après les équations de la section 2.4.3, on en déduit la réflectivité

$$R_\downarrow = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1+x_\downarrow} \frac{1}{1-i\Delta'}} \right|^2 \text{ et la réflectivité } R_\uparrow \text{ est quant à elle donnée par } R_\uparrow = \left| 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} \right|^2 \text{ (cavité vide car la transition } |\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle \text{ est transparente aux photons } |R\rangle\text{). On en déduit également } p_\uparrow \text{ et } p_\downarrow \text{ à l'aide des équations 2.99 et 2.100, puis la réflectivité totale } R = p_\uparrow R_\uparrow + p_\downarrow R_\downarrow.$$

On peut ainsi calculer la réflectivité pour plusieurs valeurs de $\epsilon = \frac{\gamma_{sf}^g}{\gamma_{sf}^t}$ en fonction de la puissance incidente comme présenté sur la figure 2.19. Sur cette figure, nous avons tracé l'amplitude du pic de réflectivité de la boîte quantique à $\omega = \omega_c = \omega_d$ en fonction de la puissance incidente. Sur chacune des courbes, nous retrouvons la limite basse puissance et

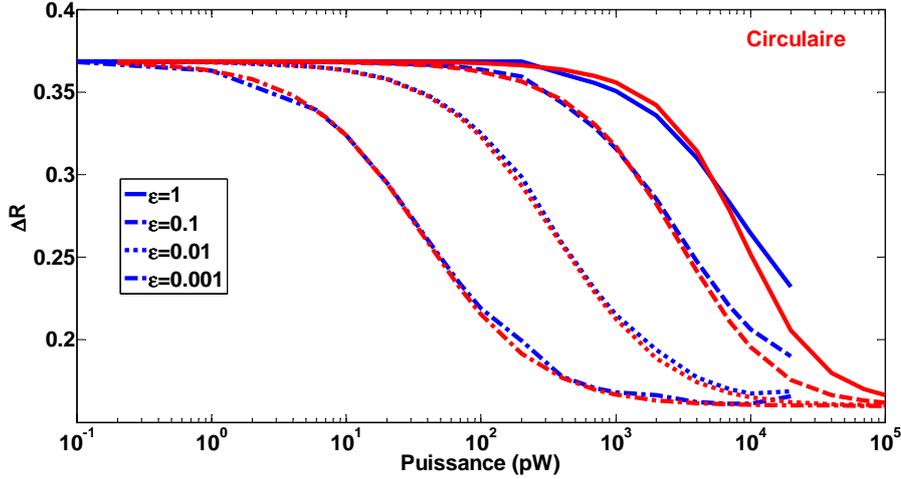


FIGURE 2.19. – Courbes de l’amplitude de la réflectivité à $\omega = \omega_d$ en polarisation circulaire en fonction de la puissance incidente pour différentes valeurs de ϵ calculées avec le modèle analytique (en rouge) ou le modèle numérique exact (en bleu). On constate un très bon accord entre les deux modèles lorsque $\epsilon \ll 1$. Ces courbes montrent que plus ϵ est petit, plus la boîte quantique sera transparente à basse puissance.

la limite haute puissance à travers la présence de deux “plateaux”. Entre ces deux régimes, l’amplitude de la réponse optique de la boîte quantique décroît progressivement avec la puissance. On constate sur cette figure, que cette décroissance progressive de l’amplitude dépend de ϵ puisqu’elle se produit à d’autant plus basse puissance que ϵ est faible.

Pour comprendre mieux le phénomène de pompage, nous pouvons calculer les probabilités d’occupation des quatre états du système associées à ces courbes de non linéarité par l’intermédiaire des équations suivantes :

$$\begin{aligned} p_{|\uparrow\rangle} &= p_{\uparrow}p(g|\uparrow) \text{ et } p_{|\downarrow\rangle} = p_{\downarrow}p(g|\downarrow) \\ p_{|\uparrow\downarrow\rangle} &= p_{\uparrow}p(t|\uparrow) \text{ et } p_{|\downarrow\uparrow\rangle} = p_{\downarrow}p(t|\downarrow) \end{aligned} \quad (2.102)$$

A partir de ces équations, nous avons calculé les probabilités d’occupation dans le cas où $\epsilon = 1$ (présenté sur la figure 2.20) et le cas où $\epsilon = 0.01$ (présenté sur la figure 2.21). Sur ces deux figures, on remarque qu’à basse puissance, seuls les deux états fondamentaux du système sont occupés avec $p_{|\uparrow\rangle} = p_{|\downarrow\rangle} = 0.5$ ce qui est caractéristique de la limite basse puissance et associé au “plateau” sur les courbes de non linéarité de la figure 2.19. En revanche, les variations des probabilités d’occupation à mesure que la puissance augmente, sont différentes pour $\epsilon = 1$ et $\epsilon = 0.01$.

Lorsque $\epsilon = 1$, nous dépeuplons progressivement l’état $|\downarrow\rangle$ vers l’état $|\downarrow\uparrow\rangle$ par excitation de la transition $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\rangle$ via les photons $|R\rangle$ jusqu’à la saturation caractérisée par $p_{|\downarrow\rangle} = p_{|\downarrow\uparrow\rangle} = 0.25$. Pour la branche $|\uparrow\rangle$, seul l’état $|\uparrow\rangle$ est occupé à $p_{|\uparrow\rangle} = 50\%$ car lorsque l’état excité $|\uparrow\downarrow\rangle$ est peuplé par l’intermédiaire d’un retournement de spin de l’électron ($|\downarrow\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\rangle$), l’émission spontanée dépeuple très rapidement cet état vers l’état $|\uparrow\rangle$. La diminution de la réflectivité observée sur la figure 2.19 pour $\epsilon = 1$ est donc due à la saturation

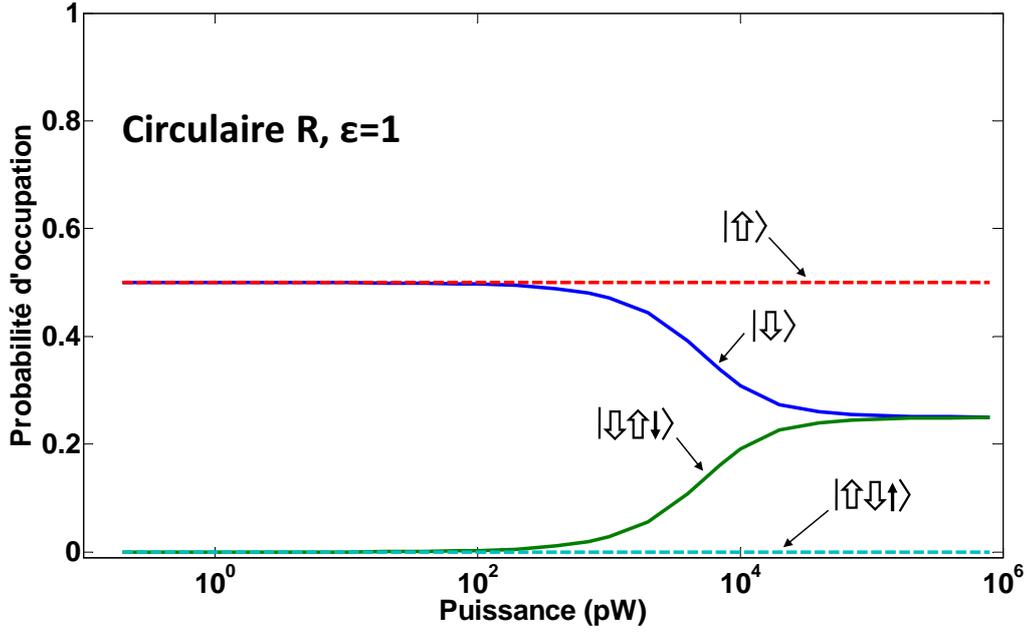


FIGURE 2.20. – Courbes des populations des quatre états de la boîte quantique en fonction de la puissance en polarisation circulaire lorsque $\epsilon = 1$

progressive de la transition optique associée à la polarisation $|R\rangle$ de la boîte quantique.

Dans le cas où $\epsilon \ll 1$, on observe sur la figure 2.21, une augmentation de la probabilité d'occupation de l'état $|\uparrow\rangle$ et une diminution de la probabilité d'occupation de l'état $|\downarrow\rangle$ à mesure que la puissance augmente jusqu'à atteindre $p_{\uparrow} \sim 1$ et $p_{\downarrow} \sim 0$. Les niveaux excités sont quant à eux quasiment inoccupés avec des probabilités d'occupation proches de 0. Ces tendances s'expliquent parfaitement avec le phénomène d'initialisation décrit précédemment : un photon $|R\rangle$ excite la transition $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$. Un saut de spin permet de passer de l'état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ vers $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ et l'émission spontanée de l'état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ vers l'état $|\uparrow\rangle$. Comme $\gamma_{sf}^g \ll \gamma_{sf}^t$, le système reste dans $|\uparrow\rangle$. Lorsque $\epsilon = 0.01$, la réflectivité diminue donc à cause de la boîte quantique qui devient de plus en plus transparente aux photons $|R\rangle$ à mesure que l'état $|\uparrow\rangle$ est initialisé. Cette initialisation se produit à plus basse puissance que la saturation de la boîte quantique et il en résulte que le seuil de non-linéarité (puissance à partir de laquelle la réflectivité décroît) est beaucoup plus faible lorsque $\epsilon = 0.01$ que lorsque $\epsilon = 1$.

Sur la figure 2.19, nous avons comparé les courbes de non linéarité calculées à partir du modèle analytique et à partir du calcul exact numérique. On constate un très bon accord notamment lorsque $\epsilon < 1$ qui s'explique par le fait qu'on ne peuple presque pas les états excités et que nous avons donc très peu de fluctuations quantiques. (dans ce cas x_{\downarrow} est très faible).

Sur cette figure, on observe donc que lorsque le taux de retournement de spin de la particule résidente est plus grand que celui de la particule générée ($\epsilon \ll 1$) et que lorsque l'excitation est polarisée circulairement, la population est transférée dans sa totalité sur le niveau fondamental transparent à l'excitation. Si cette condition est remplie, il est possible d'initialiser le spin dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$ suivant la polarisation circulaire d'excitation comme

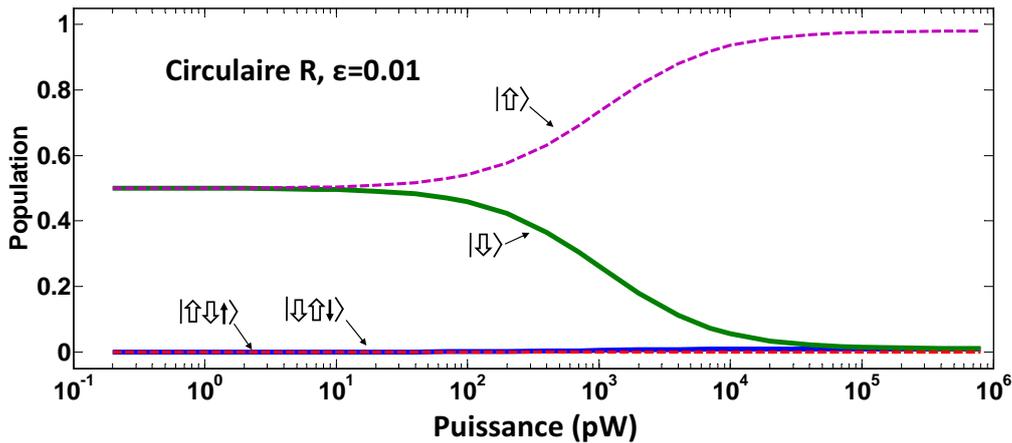


FIGURE 2.21. – Courbes des populations des quatre états de la boîte quantique en fonction de la puissance en polarisation circulaire lorsque $\epsilon = 0.01$.

démontré par Gerardot et al [21].

2.6. Conclusion

Nous avons présenté un modèle analytique permettant de simuler un exciton dans une boîte quantique (considéré comme un système à deux niveaux) dans un premier temps, puis un trion dans une boîte quantique dans un second temps (considéré comme un système à quatre niveaux). Nous avons comparé ce modèle analytique à un modèle numérique exact démontrant un excellent accord dans le régime basse puissance (en absence de déphasage pur) et dans le régime haute puissance. Entre ces deux régimes, l'accord entre les deux modèles est moins satisfaisant mais le modèle analytique permet de calculer rapidement les spectres de réflectivité et de non-linéarité d'un système donné et d'extraire l'ordre de grandeur du nombre critique de photons associé à cette nonlinéarité.

La fin de ce chapitre explique théoriquement, dans le cadre d'une boîte quantique en microcavité, l'expérience d'initialisation de Gerardot et al [21] où un faisceau incident polarisé circulairement peut initialiser le spin confiné à l'intérieur de la boîte quantique. Nous avons notamment démontré qu'une signature expérimentale de cette initialisation peut être obtenue via des mesures de spectroscopie résonante en polarisations circulaires et linéaires.

3. Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité

Après avoir présenté la théorie de la spectroscopie résonante et de l'initialisation de spin dans le chapitre 2, nous allons maintenant présenter comment expérimentalement nous effectuons des mesures de spectroscopie résonante sur nos échantillons et initialisons le spin à l'intérieur d'une boîte quantique. Le montage expérimental de spectroscopie résonante a été mis en place par Vivien Loo pendant son doctorat [170]. Il a pu ainsi démontrer une non linéarité optique avec 8 photons par impulsion avec un système boîte quantique en cavité en régime de couplage fort [41]. Au cours de cette thèse, le montage expérimental a été amélioré et nous avons étudié un échantillon contenant une boîte quantique en micropilier contenant un trion. Suite à cette étude, nous sommes parvenus à initialiser le spin dans la boîte quantique par pompage optique du spin.

La première partie de ce chapitre présentera les détails techniques du montage expérimental. Dans la deuxième partie, nous montrerons différents spectres de luminescence et de réflectivité permettant de caractériser la boîte quantique et le micropilier. Nous terminerons ce chapitre par une démonstration expérimentale de l'initialisation de spin.

3.1. Présentation du montage expérimental

3.1.1. Schéma de principe de la spectroscopie résonante

Lors de sa thèse entre 2009 et 2012, Vivien Loo a développé une première version d'un montage expérimental de spectroscopie résonante [171, 144, 172, 170]. Basiquement, ce dispositif consiste à mesurer la réflectivité d'un micropilier contenu dans un cryostat et refroidi à quelques kelvins (voir Fig.3.1) : un laser est envoyé sur un micropilier et séparé en deux avant l'échantillon pour pouvoir mesurer la puissance avant réflexion (puissance de référence). L'autre partie du faisceau interagit avec la boîte quantique en micropilier et l'intensité du faisceau réfléchi est mesurée. La réflectivité est déduite du ratio entre la puissance réfléchie par l'échantillon et la puissance de référence. Un spectre de réflectivité est obtenu en mesurant la réflectivité pour différentes longueurs d'onde.

En pratique, le dispositif peut être séparé en différentes parties (voir Fig. 3.2) pour répondre à plusieurs contraintes :

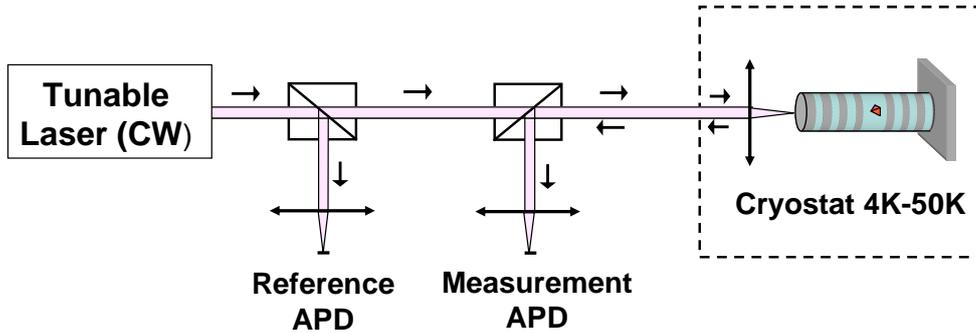


FIGURE 3.1. – Schéma de principe d'une mesure de réflectivité : Le faisceau est mesuré avant (APD de référence) et après réflexion sur l'échantillon (APD de mesure). La réflectivité est obtenue en mesurant le rapport de l'intensité après réflexion sur l'intensité mesurée avant réflexion, et un spectre de réflectivité est obtenu en mesurant la réflectivité à différentes longueurs d'onde.

- **Préparation du faisceau.** Cette partie isolée de l'ensemble du montage permet de régler la puissance et la longueur d'onde sans désaligner le faisceau incident sur l'échantillon.

- **Mise en forme et alignement.** Impose la polarisation du faisceau incident et contrôle la taille du faisceau pour avoir un recouvrement spatial maximal entre le faisceau et le micropilier.

- **Eclairage et visualisation.** Permet d'observer la surface de l'échantillon et aide à l'alignement.

- **Cryostat et porte-échantillon.** L'échantillon doit être refroidi entre 4 et 50K pour diminuer les interactions avec les phonons et est donc contenu dans un cryostat.

- **Analyses et mesures.** Il faut bien évidemment mesurer l'intensité du faisceau réfléchi mais également l'intensité avant échantillon afin de connaître précisément la puissance envoyée sur l'échantillon pour calculer la réflectivité ramenée à la puissance incidente.

L'ensemble du montage expérimental est contrôlé par ordinateur et les détails techniques seront donnés dans les sections suivantes.

3.1.2. Préparation du faisceau

La ligne du laser est schématisée sur la figure 3.3 et les explications qui vont suivre s'appuieront sur ce schéma. Comme le montre le schéma de la figure 3.2, cette partie est isolée du reste du montage par une fibre monomode qui va faire office de filtre spatial. Un des objectifs de cette séparation est de pouvoir modifier et caractériser les paramètres du faisceau incident (puissance, longueur d'onde) sans perdre l'alignement de l'expérience. On cherche également à pouvoir utiliser différents lasers en parallèle notamment pour des expériences de photoluminescence.

Afin de pouvoir modifier la longueur d'onde du faisceau incident, nous utilisons un laser accordable en longueur d'onde. Nous utilisons une diode laser à cavité externe modèle DL pro 940 de Toptica accordable entre 910 nm et 970 nm. Pour changer la longueur d'onde, on peut avoir un réglage fin sur une courte plage de longueur d'onde ou un réglage grossier sur une large plage de longueur d'onde :

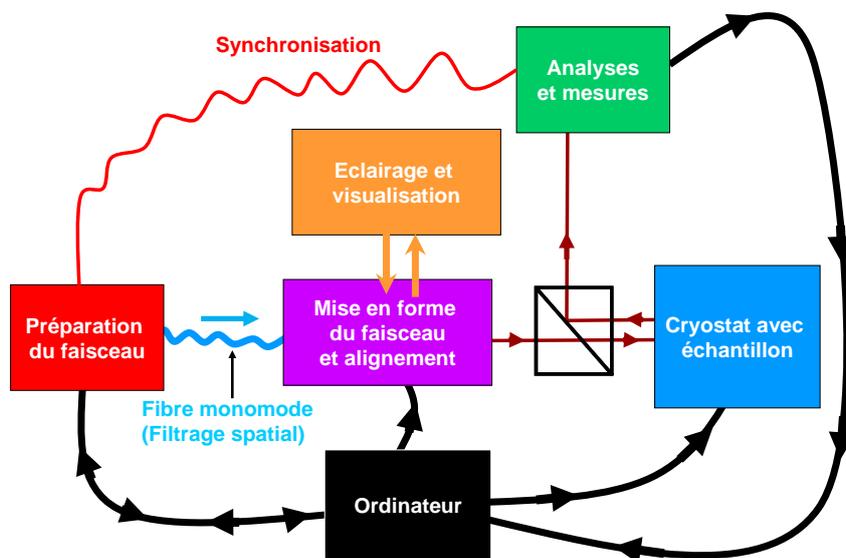


FIGURE 3.2. – Schéma des différentes parties du montage expérimental

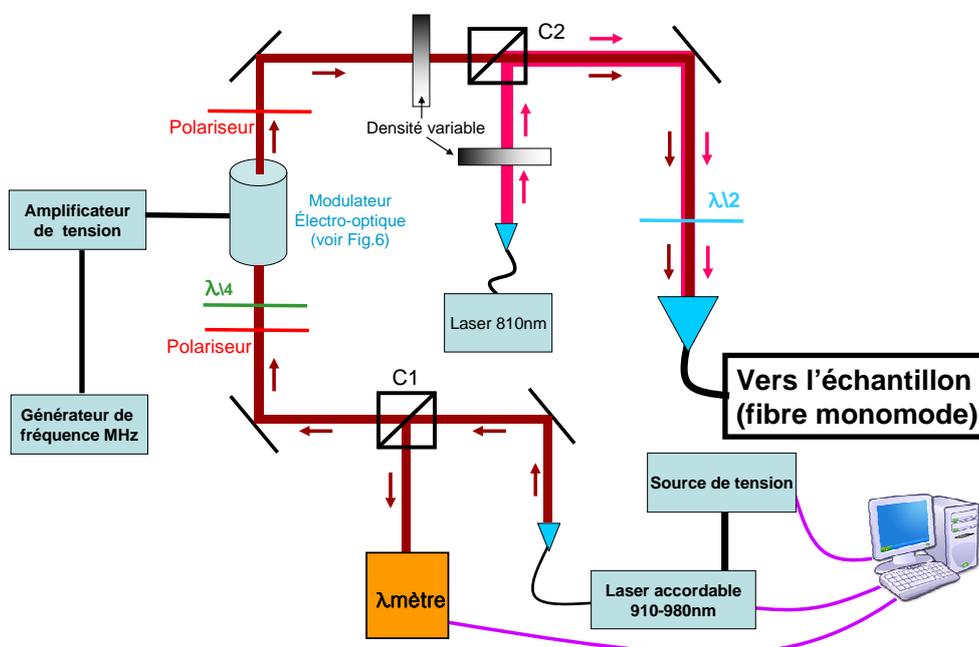


FIGURE 3.3. – Schéma de la partie du montage expérimental correspondant à la préparation du faisceau.

3. Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité

- En déplaçant le moteur à l'intérieur de la diode laser pour modifier la position de la cavité, nous changeons de mode de cavité et la longueur d'onde change avec un pas d'environ 100 pm à 200 pm. On peut obtenir de très larges spectres mais le pas en longueur d'onde n'est pas suffisamment précis et reproductible pour permettre des expériences de spectroscopie résonante avec une grande résolution.

- En utilisant une source de tension Keithley 2400 pour appliquer une tension entre -5 et 5V aux bornes de la cavité du laser, on change précisément la longueur d'onde du laser sur une plage d'environ 200 pm environ. Un spectre de résolution inférieure à une fraction de picomètre sur environ 200 pm peut ainsi être obtenu. Il est possible que des sauts de mode se produisent à l'intérieur de la cavité laser, sautant d'une longueur d'onde à une autre par pas de 200 pm environ. Cependant, il existe généralement des paramètres pour lesquels ces sauts de mode peuvent être évités.

On utilise la deuxième méthode pour obtenir des spectres de réflectivité et on couple les deux méthodes pour obtenir des spectres larges supérieurs à 200 pm avec une grande résolution. Le contrôle du laser se fait par ordinateur grâce au logiciel Labview (le moteur du laser étant connecté par connexion RS232 et la source de tension par connexion GPIB). La diode laser est connectée à une fibre monomode qui permet d'injecter le faisceau dans le montage expérimental.

De plus, afin de connaître la longueur d'onde à chaque mesure de réflectivité, une très faible partie du faisceau est envoyée sur un λ damètre au niveau du cube C1. Cet instrument de marque Highfinesse est connecté via USB et utilise son propre logiciel. La communication avec Labview est toutefois possible pour mesurer la longueur d'onde en temps réel.

Dans l'idée d'effectuer des expériences de détection synchrone avec le meilleur rapport signal sur bruit possible, la grande majorité du faisceau pénètre ensuite dans un cristal électro-optique (EM 200A, Leysop). Le principe du modulateur est représenté sur la figure 3.4. Ce cristal constitué de deux cellules de Pockels permet de moduler le laser incident. L'électro-optique transforme en effet le laser continu en signal créneau optique permettant une détection synchrone. Un générateur de fréquence permet de générer un signal créneau électrique de fréquence réglable entre 0 et 2MHz, qui est amplifié par un amplificateur M250 (entreprise Leysop). Le signal après amplification est envoyé sur le cristal électro-optique qui, se basant sur l'effet Pockels, voit sa biréfringence modifiée suivant la tension appliquée. Pour obtenir une modulation optimale du faisceau, le modulateur est positionné entre deux polariseurs parallèles et une lame quart d'onde qui impose une polarisation circulaire à l'entrée du cristal électro-optique. De cette manière, le modulateur électro-optique est passant à tension nulle et bloquant à tension négative et on module ainsi le faisceau laser.

Pour contrôler la puissance envoyée sur l'échantillon, nous utilisons des densités variables sur le chemin du laser, représentées avant le cube C2 sur la figure 3.3. On peut ainsi faire varier la puissance entre plusieurs dizaines de μW jusqu'à la limite mesurable c'est à dire quelques pW . Ces densités modifient néanmoins la trajectoire du faisceau ainsi que son profil. Pour palier à ce problème, nous utilisons une fibre monomode et également à maintien de polarisation pour éviter les fluctuations de polarisation rendant le signal instable. Cette fibre découple la partie consacrée au réglage du laser et celle consacrée à la mesure comme le schématise la figure 3.2. Une lame demi-onde est placée juste avant la fibre afin d'aligner la polarisation du faisceau sur l'axe rapide de la fibre et maximiser la puissance en sortie de

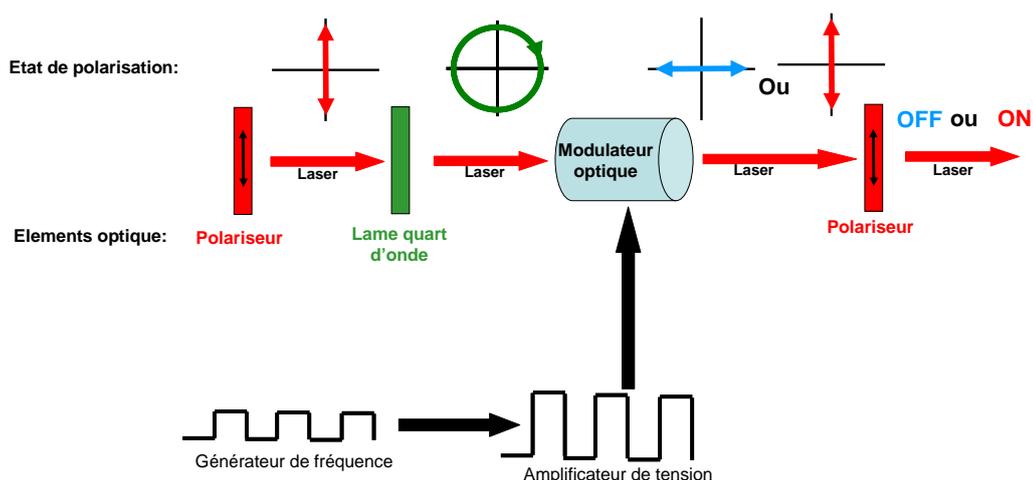


FIGURE 3.4. – Schéma de principe des cellules électro-optiques. Le faisceau incident continu est modifié en signal optique en créneau via une modification périodique de la biréfringence de la cellule.

fibres.

Pour mesurer des spectres de photoluminescence nous avons rajouté un cube séparateur C2 qui permet d'injecter un faisceau laser non résonant à 810 ou 850nm à travers le même chemin optique que le laser résonant. Comme pour le laser accordable, on peut modifier la puissance à l'aide de densités variables. Le faisceau non résonant est aligné avec la fibre à l'aide de miroirs qui ne sont pas représentés sur le schéma. Les faisceaux vont ensuite parcourir la fibre et pénétrer dans les autres parties du montage expérimental.

3.1.3. Mise en forme du faisceau, alignement, éclairage et visualisation

Le profil du laser est quasiment gaussien et reste mécaniquement stable après la fibre (voir figure 3.7). Avant d'envoyer le faisceau sur l'échantillon, il est important de :

- Définir la polarisation du faisceau incident
- Définir une taille de faisceau optimale pour que le recouvrement spatial entre le faisceau et la cavité soit maximal.
- Mesurer la puissance incidente avant l'échantillon pour calculer une réflectivité normalisée.

Polarisation En sortie de fibre, on place les optiques permettant de définir n'importe quel état de polarisation du faisceau incident : un polariseur pour fixer la polarisation en sortie de fibre, une lame demi-onde et une lame quart d'onde pour obtenir n'importe quelle polarisation incidente en réglant l'angle de ces deux composants optiques. Due à la présence de nombreux composants optiques sur la table optique, la polarisation après les lames quart d'onde et demi onde est différente de la polarisation arrivant sur l'échantillon et les angles de ces lames d'ondes sont généralement choisis pour avoir une polarisation linéaire ou circulaire sur l'échantillon. Pour les mesures de rotation de polarisation qui seront présentés dans le chapitre 5, un Soleil-Babinet est utilisé comme lame λ/n avec n variable pour avoir un

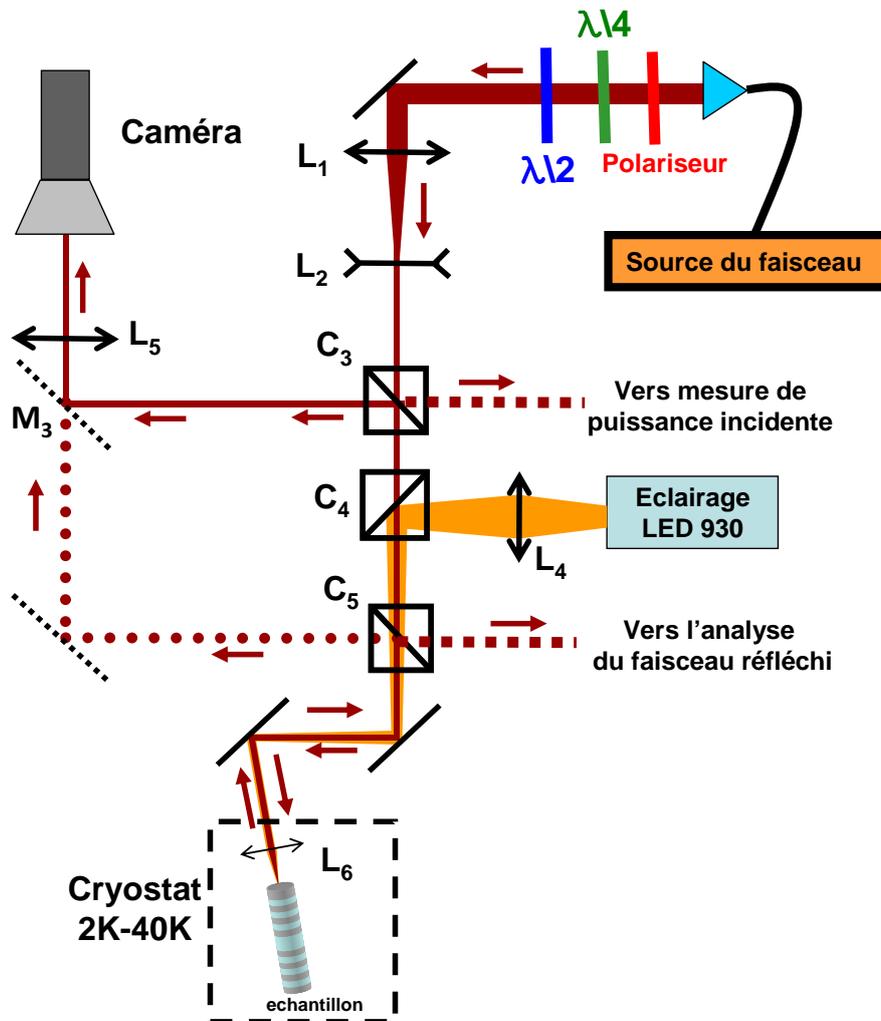


FIGURE 3.5. – Schéma de la partie du montage expérimental correspondant à la mise en forme du faisceau et l'alignement. L'éclairage et la visualisation sont également représentés sur le schéma.

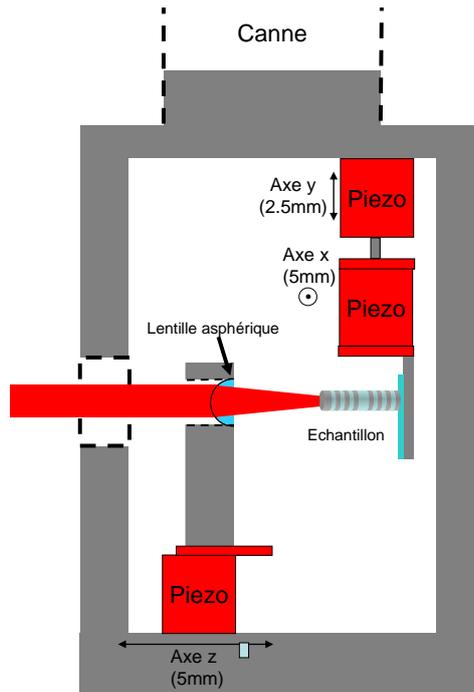


FIGURE 3.6. – Schéma du porte échantillon : une lentille asphérique L6 intégrée au porte échantillon focalise le faisceau incident et extrait le faisceau réfléchi sur le micropilier. Le couplage est ajusté via des moteurs piézo-électrique.

contrôle parfait de la polarisation incidente.

Couplage du faisceau avec le micropilier La taille du faisceau est ensuite refaçonée grâce aux lentilles L1 et L2 pour ajuster l'ouverture numérique du faisceau focalisé après la lentille L6 afin qu'elle soit égale à l'ouverture numérique des micropiliers (voir Fig 3.5). En effet, les micropiliers mesurant quelques micromètres, un des défis majeurs est de coupler le faisceau laser incident avec le micropilier. Pour focaliser le faisceau afin que le couplage soit maximal avec le micropilier, nous utilisons une lentille asphérique L6 de focale 1.5mm et d'ouverture numérique 0.65 qui est installée sur le porte échantillon dans le cryostat comme le montre la figure 3.6. Pour que cette configuration soit optimale, il faut aligner à l'extérieur du cryostat, l'axe optique de la lentille. Grâce à des moteurs piézo-électriques (Attocube modèle ANP_x 51), nous pouvons régler finement la position du micropilier par rapport au faisceau et ajuster la direction parallèle à l'axe optique pour optimiser la focale. Grâce à ce porte échantillon, on a un recouvrement spatial maximal entre le pilier et le faisceau et l'efficacité d'injection des photons dans la cavité est presque parfaite, atteignant jusqu'à 95% [41, 170].

Pour avoir un couplage optimal du faisceau incident avec le micropilier via la lentille L6, il faut également réduire la taille du faisceau sortant de la fibre monomode. La lentille convergente L1 focalise donc le faisceau incident pour réduire sa taille tandis que la lentille divergente L2 va rendre le faisceau parallèle. Ces deux lentilles jouent donc le rôle de réducteur de faisceau et réduisent la taille du faisceau avant le cube C3. La majorité de la puissance du faisceau se dirige vers deux miroirs qui injectent le faisceau incident de biais par rapport à la fenêtre du cryostat mais parallèle à l'axe du pilier. Cet angle entre la fenêtre

3. Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité

et le faisceau permet de réduire les interférences de Fabry-Pérot qui peuvent avoir lieu entre les différentes fenêtres du cryostat et qui parasitent les mesures de réflectivité.

Eclairage et visualisation Le cube C3 permet de prélever une partie du faisceau incident pour mesurer sa puissance (abordé dans la partie suivante) et la partie transmise du faisceau traverse le cube C4. Il est important de pouvoir visualiser la surface de l'échantillon pour parfaire l'alignement du montage et trouver les micropiliers à la surface. Dans le cas contraire, la recherche de pilier à la surface de l'échantillon serait extrêmement longue et difficile. Pour visualiser la surface, on utilise donc une diode électroluminescente à 930nm dont la lumière est focalisée par une lentille L4 et suit le même chemin optique que le faisceau principal à partir du cube C4 (voir Fig. 3.5). La lumière éclaire l'échantillon en passant par la lentille L6 du porte échantillon.

Une partie de la réflexion de la lumière est envoyée sur le cube C5 qui la redirige vers une caméra. La lumière réfléchi est également focalisée sur la caméra par une lentille L5 à longue focale. A l'aide des moteurs piézo-électriques et de la visualisation, on peut trouver les micropiliers à la surface et centrer grossièrement ces micropiliers sur l'axe de la lentille. La caméra facilite également l'alignement du faisceau à travers la lentille du porte échantillon puisqu'elle permet d'observer le spot laser après réflexion sur l'échantillon.

Grâce à la fraction du faisceau qui est déviée sur le cube C5 on peut également observer le spot du laser avant l'échantillon pour optimiser l'alignement du faisceau dans le réducteur de faisceau. On peut choisir de visualiser le spot avant ou après réflexion sur l'échantillon grâce au miroir amovible M3. En complément de la caméra, on utilise plusieurs miroirs et diaphragmes non représentés sur le schéma.

3.1.4. Analyses et mesures

Avant réflexion sur échantillon, l'intensité incidente est mesurée grâce au cube C3 qui envoie une partie du faisceau incident sur une photodiode PD référence (Marque Hamamatsu, modèle C5460). Afin de collecter toute la lumière même lorsque la trajectoire du faisceau est légèrement modifiée, une lentille L3 devant la photodiode focalise le faisceau incident sur la cellule de détection.

Après interaction avec le micropilier, une partie du faisceau est réfléchi et suit le même chemin optique que le faisceau incident. Le cube C5 envoie la moitié du faisceau réfléchi vers les détecteurs. Le faisceau réfléchi est envoyé sur une photodiode plus sensible que la photodiode de référence (un gain d'avalanche de 250 contre un gain de 30 pour la photodiode de référence). Une lentille asphérique L7 permet de focaliser la lumière réfléchi sur la cellule de détection de la photodiode. La réflectivité est déduite du rapport entre le signal de la photodiode de réflectivité et celle de référence. On peut ainsi prévenir les problèmes dus à la variation de puissance du laser incident pour différentes longueurs d'onde (la puissance peut varier d'un facteur 3 entre le début et la fin d'un spectre de réflectivité). Pour réduire le bruit de mesure, il est nécessaire d'ajuster le temps de réponse des deux photodiodes. On utilise donc des détections synchrones (Signal Recovery 7280) qui utilisent le signal du générateur de fréquence pour détecter les modulations du signal optique. Grâce à ce système, on obtient

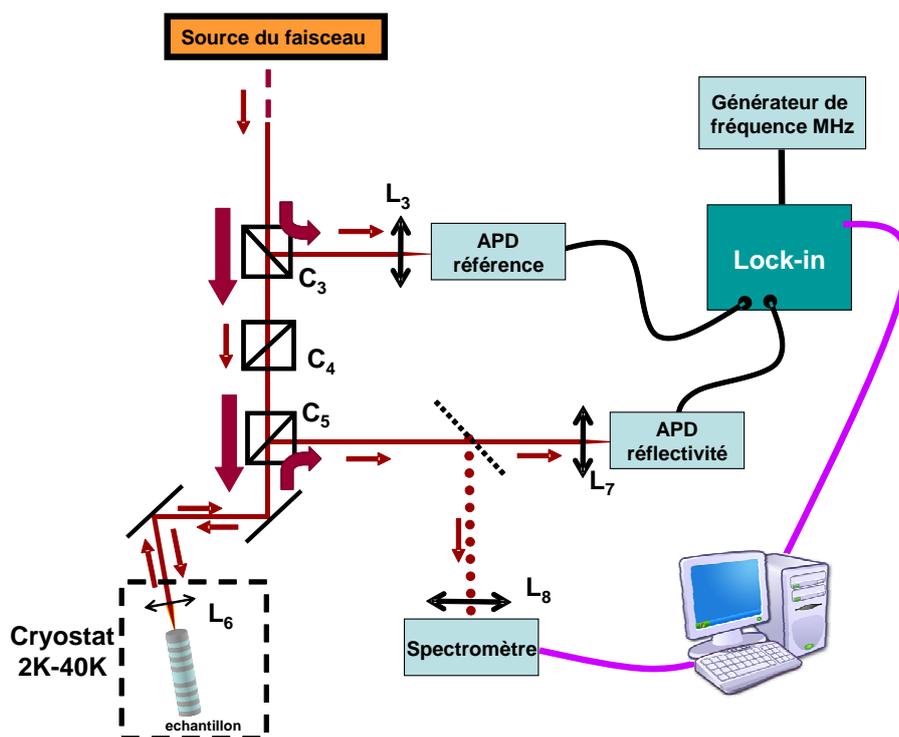


FIGURE 3.7. – Schéma de la partie “mesures et analyses” du montage expérimental

un très bon rapport signal sur bruit sur les spectres de réflectivité.

En posant le miroir M3, le faisceau réfléchi est envoyé dans un spectromètre équipé d'une caméra CCD permettant de faire des mesures de luminescence. Comme présenté dans l'introduction, les mesures de photoluminescence se font sous excitation non résonante avec un laser de longueur d'onde 810 nm injecté dans la partie “préparation du faisceau” (voir Fig. 3.3). Une lentille L8 focalise le faisceau sur la fente du spectromètre et la résolution du spectromètre est d'environ 24pm.

3.1.5. Cryostat et porte-échantillon

Un point essentiel des expériences d'optique quantique avec des boîtes quantiques est la température à laquelle ces expériences doivent se dérouler. Afin de minimiser l'interaction de la boîte quantique avec les vibrations atomiques de l'environnement (phonons), il est nécessaire de refroidir à des températures très basses proches du zéro absolu. Pour refroidir notre échantillon, nous utilisons de l'hélium liquide dont la température d'ébullition à pression atmosphérique est de 4K. Le schéma du cryostat apparaît dans la figure 3.8 et est composé de plusieurs chambres :

- Pour atténuer le gradient de température entre l'hélium liquide et l'extérieur, une première chambre est remplie d'azote liquide à 77K.
- Une deuxième chambre isole par un vide chaque chambre entre elles et avec l'extérieur. Un vide d'environ 10^{-5} mbar est effectué afin que les échanges thermiques se réduisent aux rayonnements thermiques. Ce vide se dégrade au cours du temps à cause des multiples mises à froid du cryostat et doit donc être renouvelé régulièrement.
- La troisième chambre contient la réserve d'hélium (environ 5L). Le bouclier d'azote et la

3. Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité

chambre à vide permettent de conserver cet hélium pendant environ 2 jours. Lorsque le cryostat est chaud, on prérefroidit le réservoir d'hélium avec de l'azote liquide pour économiser de l'hélium liquide qui est très coûteux.

- L'insert contient la canne sur laquelle est fixée le porte échantillon avec l'échantillon en position verticale représenté sur la figure 3.6.

L'échantillon est refroidi grâce à un capillaire contrôlé par une vanne pointeau permettant aux vapeurs d'hélium froid de circuler entre le réservoir à hélium et l'insert. Lorsque la vanne pointeau est ouverte, la vanne au niveau du capillaire est ouverte vers l'extérieur afin de laisser circuler les vapeurs d'hélium. Il est également possible de pomper la chambre de l'échantillon afin d'augmenter la différence de pression et accélérer le flux d'hélium donc le refroidissement. Si on pompe de manière continue, il est possible de transvaser de l'hélium liquide dans la chambre de l'échantillon et la basse pression changera l'état de l'hélium liquide en hélium suprafluide (ne perturbant pas l'échantillon mais le refroidissant néanmoins à une température inférieure à 2K). Dans ces conditions, l'interaction avec les phonons devient très faible et la stabilité thermique est grandement améliorée. Cependant, il n'est plus possible d'utiliser la température pour accorder l'énergie de la boîte quantique avec l'énergie de la cavité comme nous le verrons par la suite dans les mesures.

La température est contrôlée via deux détecteurs fixés près de la vanne pointeau dans la chambre de l'échantillon et sur la canne juste au dessus de l'échantillon. Des résistances chauffantes sont également associées à ces détecteurs afin de pouvoir augmenter légèrement la température si nécessaire. Une source d'asservissement permet de contrôler exactement la température à l'intérieur du cryostat en utilisant ces résistances.

Grâce à ce cryostat, l'échantillon peut être refroidi entre 1 et 50K pendant plusieurs jours et les fenêtres au niveau de l'échantillon permettent de faire des expériences d'optique quantique avec notre dispositif.

3.2. Caractérisation d'une boîte quantique en micropilier dans le régime de couplage faible

Nous présentons dans cette section la démarche typique permettant de caractériser une boîte quantique dans un micropilier et nous illustrons cette démarche en présentant des mesures de photoluminescence puis d'excitation résonante d'une boîte quantique confinant une charge en régime de couplage faible avec le micropilier. La technique de photoluminescence permet de visualiser l'ensemble des transitions de la boîte quantique et les modes du micropilier sur une large plage de longueur d'onde mais est limitée à une résolution d'environ 24 pm. La spectroscopie résonante permet de mesurer la réflectivité en fonction de la longueur d'onde avec une résolution supérieure au picomètre mais est limitée à une plage de 200 pm. Si la transition n'est pas en résonance avec le mode de cavité, on observe seulement le spectre de réflectivité d'une cavité vide.

Dans un premier temps, des spectres de luminescence sous excitation non résonante sont mesurés pour observer la position en énergie des transitions de la boîte quantique par rapport au mode de cavité. On peut ensuite identifier la température à laquelle une transition de

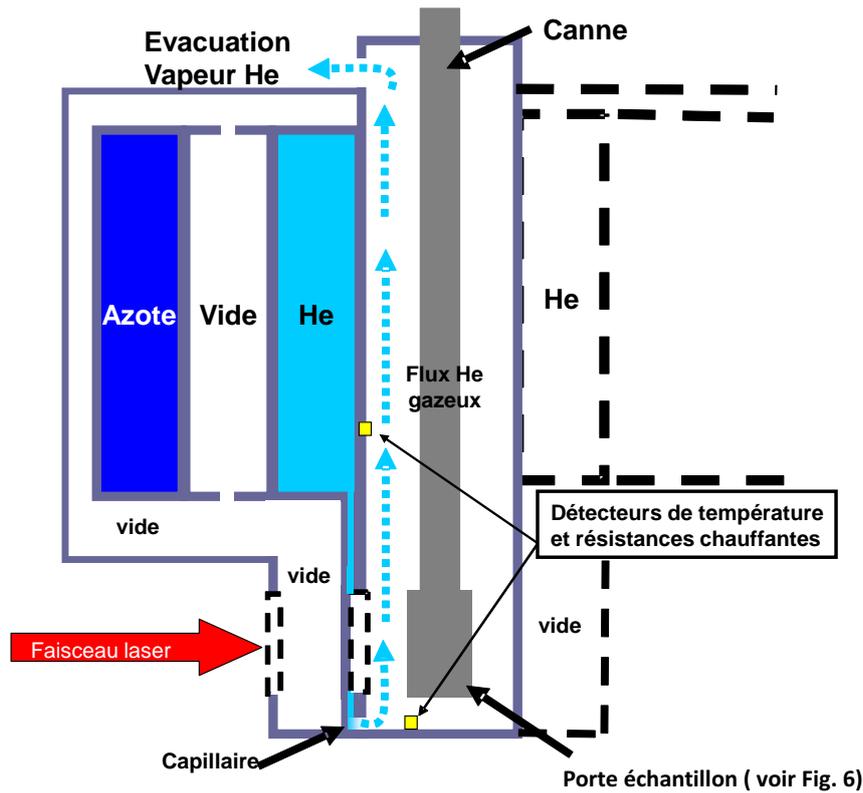


FIGURE 3.8. – Schéma du cryostat : le refroidissement de l'échantillon se fait par des vapeurs d'hélium provenant du réservoir à hélium.

la boîte quantique peut être en résonance avec le mode. On effectue alors des spectres de réflectivité pour caractériser le système.

3.2.1. Description de l'échantillon utilisé

L'échantillon a été fabriqué par épitaxie par jet moléculaire sur un substrat de GaAs. Le miroir de Bragg est constitué de 20 paires de AlAs/GaAs de couches d'épaisseur optique $\frac{\lambda}{4}$ coté air. Le miroir coté substrat est constitué de 24 paires de couches d'épaisseur optique $\frac{\lambda}{4}$. 4 paires sont ajoutées au miroir coté substrat afin de compenser la différence d'indice entre l'air et le substrat. Dans cette configuration, le micropilier est symétrique avec autant de pertes par le miroir coté air (miroir du haut) que par celui coté substrat (miroir du bas). Le taux d'échappement par le miroir du haut κ_{top} est donc égal au taux d'échappement par le miroir du bas κ_{bot} . Une cavité en GaAs d'épaisseur optique λ se trouve entre les deux miroirs et contient en son centre une couche de boîtes quantiques auto-assemblées en InGaAs. L'échantillon a ensuite été façonné par Adrien Dousse grâce à la technique de lithographie in-situ [37] (voir chapitre 1). Les piliers ainsi formés ont des tailles variant de $2\mu m$ à $5\mu m$. Cet échantillon avait été étudié en luminescence par Adrien Dousse [137] et avait déjà permis d'identifier les différentes transitions exciton, biexciton et trion pour une boîte quantique. Sur la figure 3.9, nous avons présenté des mesures de non-linéarité en photoluminescence faites par Adrien Dousse pour caractériser les différentes transitions de la boîte quantique. Il a pu observer que l'intensité des transitions X et CX variait linéairement avec la puissance tandis

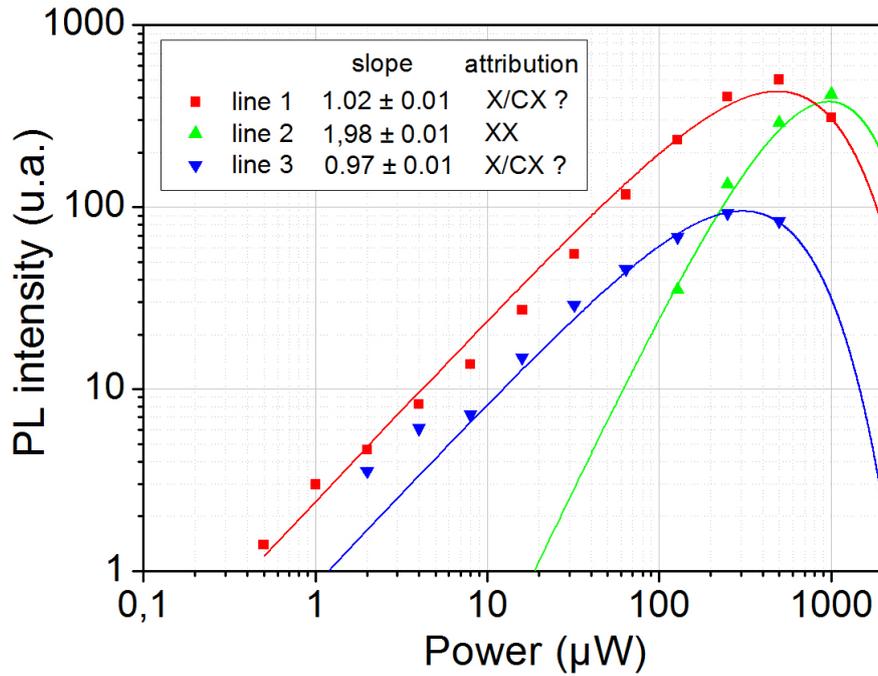


FIGURE 3.9. – Courbes extraites de la référence [137]. Courbes de l'intensité en photoluminescence en fonction de la puissance. Les transitions X et CX ont un comportement linéaire avec la puissance tandis que la transition XX a un comportement quadratique.

que l'intensité de la transition XX variait quadratiquement. Des mesures de corrélation représentées sur la figure 3.10, ont ensuite différencié la transition X de la transition CX.

Les mesures qui vont suivre, ont été effectuées sur un pilier de diamètre $2.1\mu m$.

3.2.2. Mesures en photoluminescence

Identification des transitions La présence d'une quarantaine de micropiliers sur cet échantillon a nécessité de trouver une manière systématique et rapide d'analyser chaque micropilier. La spectroscopie résonante étant une technique de spectroscopie fine, elle ne permet pas de visualiser des transitions éloignées du mode de cavité et un spectre de cavité vide est observé lorsque la température n'est pas adaptée. Une méthode rapide consiste à mesurer des spectres de photoluminescence sous excitation non résonante pour chacune des boîtes quantiques. En éclairant le micropilier avec un laser à 810nm, on génère des paires électron-trou dans le substrat ou la couche de mouillage et les charges vont se relaxer dans une des transitions de la boîte quantique qui va émettre un photon lors de la recombinaison (voir chapitre 1.1). Cette technique a le mérite de révéler toutes les transitions de la boîte quantique et à haute puissance d'excitation, les différents modes du micropilier.

Nous présentons un spectre de luminescence d'un micropilier à 4K sur la figure 3.11, . Le mode fondamental de la cavité est observé à 920,2 nm. En reprenant les travaux d'Adrien Dousse, on peut identifier avec une probabilité raisonnable de succès, les différentes transitions de la boîte quantique. A 4K, la transition de l'exciton présumé chargé est caractérisé à 919,8 nm et la transition de l'exciton présumé neutre à 919,4nm (l'identification de l'exciton

3.2. Caractérisation d'une boîte quantique en micropilier dans le régime de couplage faible

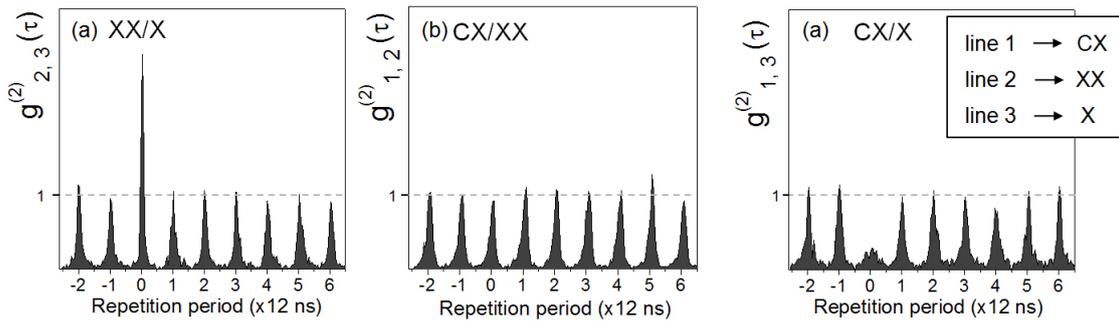


FIGURE 3.10. – Courbes extraites de la référence [137]. Mesures de corrélation croisée entre les différentes transitions de la boîte quantique. La mesure de corrélation croisée X/XX met en évidence un regroupement de photon tandis que la mesure de corrélation croisée CX/XX ne montre aucun regroupement. Cette différence est observée car XX et X font partie d'une même cascade radiative contrairement à CX qui est indépendante. Enfin, le dégroupement de photons observé sur la corrélation croisée X/CX prouve que les deux transitions sont bien associées à une même boîte quantique qui peut alternativement être chargée ou neutre mais pas les deux à la fois.

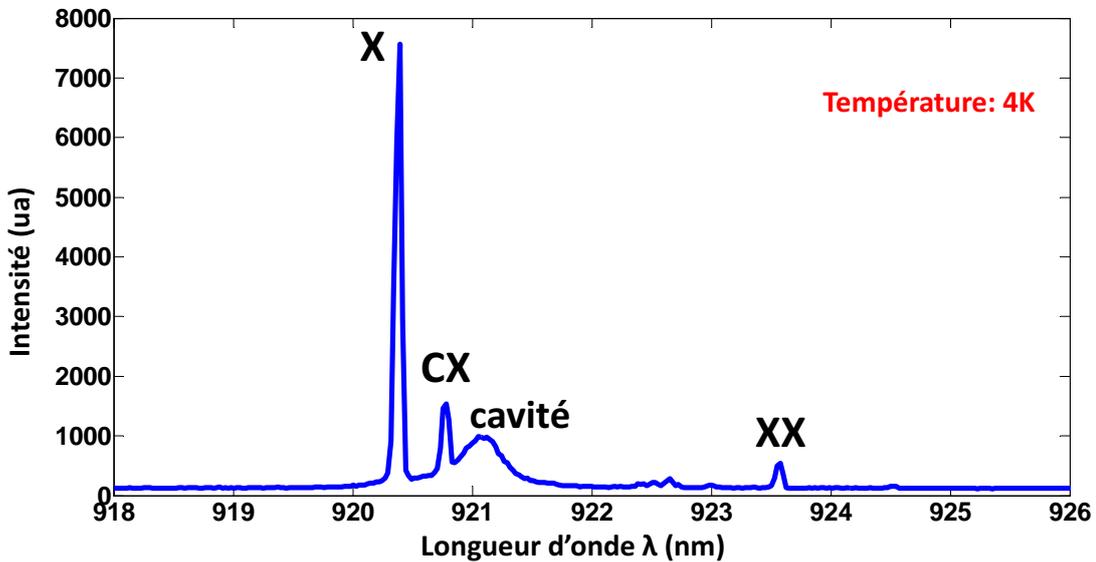


FIGURE 3.11. – Spectre de luminescence du micropilier en fonction de la longueur d'onde. À partir des informations collectées par Adrien Dousse, on peut identifier avec une probabilité raisonnable de succès, les transitions de l'exciton, du biexciton et d'un exciton chargé. La cavité peut également être identifiée sur le spectre de luminescence et on constate que la transition du trion est proche de la cavité.

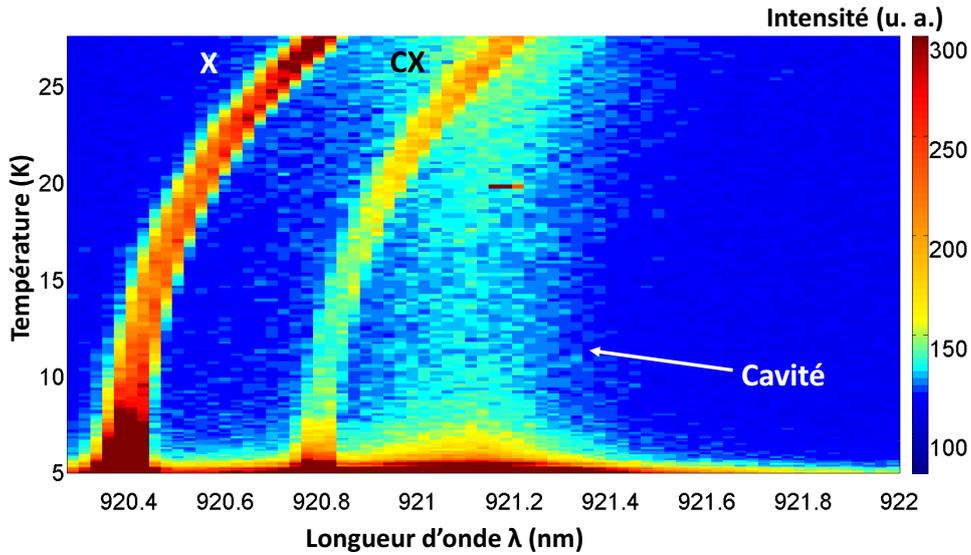


FIGURE 3.12. – Carte de luminescence en fonction de la température. Pour chaque pas en température, un spectre de luminescence est mesuré. On peut observer que la raie de l'exciton chargé croise le mode de cavité à 26K et la raie de l'exciton neutre croise le mode à 35K.

chargé sera confirmée plus tard, via les mesures d'initialisation et de rotation de polarisation). A plus basse énergie, on trouve la transition du biexciton. Cette boîte quantique est un candidat idéal puisque la présence d'un spin dans la boîte quantique nécessite le confinement d'une charge à l'intérieur de celle ci et la transition de l'exciton chargé est proche de la résonance du mode fondamental de la cavité.

Détermination de la température à résonance Malgré la lithographie in-situ, il est rare que les transitions de la boîte quantique soient exactement en résonance avec le mode de cavité à 4K. Pour que l'énergie de la boîte quantique soit la même que celle du mode, nous augmentons la température du système. De cette manière, l'énergie des transitions se déplace vers les basses énergies. Entre 4 et 15 K, l'énergie de la boîte quantique varie peu comme le montre la carte de la figure 3.12. Au dessus de 15K, l'énergie des transitions varie plus rapidement avec la température. L'énergie du mode est également modifiée avec la température mais sa variation est beaucoup moins importante que l'énergie de la boîte quantique. Il s'ensuit qu'à 26K, la transition trionique de la boîte quantique croise la cavité et est donc en résonance avec elle. On observe une augmentation de l'intensité à mesure que l'énergie de la transition se rapproche de l'énergie de la cavité. Cette augmentation est caractéristique de l'effet Purcell, phénomène qui accélère l'émission de la boîte quantique dans le mode en présence d'une cavité. La résonance de la transition de l'exciton se produit à plus haute température (environ 35K) sur la carte de la figure 3.12 et on observe également une augmentation de l'intensité caractéristique de l'effet Purcell. Cette carte permet de confirmer que la transition trionique peut être en résonance avec la cavité à une température proche de 25K, nous permettant d'envisager des mesures de spectroscopie résonante si on se place à cette température.

3.2.3. Spectroscopie résonante

Après avoir identifié en luminescence les transitions de la boîte quantique et la température pour laquelle la transition trionique est en résonance avec la cavité, les mesures de réflectivité peuvent être envisagées.

Optimisation des mesures de spectroscopie résonante Il est nécessaire d'optimiser le couplage entre le faisceau incident et le micropilier avant d'acquérir des spectres de réflectivité. La polarisation incidente est linéaire et peut être modifiée en tournant la lame demi-onde. Ayant identifié l'énergie du mode de cavité, nous nous plaçons à une énergie hors de la résonance de cette cavité afin de maximiser la réflectivité, le pilier étant alors réfléchissant. Pour maximiser la réflectivité hors résonance, nous ajustons la position des positionneurs piezo-électriques sur lequel repose l'échantillon (voir la figure 3.6 de la section 3.1.3). On optimise ainsi la distance focale ainsi que les autres positionneurs pour que le faisceau soit focalisé au centre du micropilier. Lorsque la réflectivité hors résonance est maximale, on choisit l'énergie du laser de manière à être en résonance avec l'énergie du mode de cavité, énergie connue grâce aux mesures de luminescence. Sans toucher à la focale, nous améliorons le centrage du faisceau par rapport au micropilier en minimisant la réflectivité à résonance. Une fois l'alignement optimisé, on peut mesurer la réflectivité pour différentes longueurs d'onde.

Observation des modes de cavité en spectroscopie résonante Après optimisation de l'alignement, on obtient les spectres de réflectivité normalisés de la figure 3.13 qui permettent de distinguer la résonance du mode fondamental de la cavité. Comme le facteur de qualité est faible, le creux de réflectivité du mode de cavité est très large et il faut plusieurs spectres de réflectivité sur une plage de 200pm pour obtenir un spectre complet de la réflectivité du mode.

De plus, en mesurant des spectres de réflectivité pour différentes polarisations linéaires, on peut identifier les deux modes correspondant aux axes propres du micropilier. En effet, le pilier n'est pas parfaitement cylindrique et les modes du micropilier sont non-dégénérés. On nomme le mode V, le mode de basse énergie associé au grand axe du micropilier et le mode H, le mode de haute énergie associé au petit axe du micropilier. En comparant ces deux spectres, on peut estimer rapidement la séparation des modes du micropilier en calculant la différence entre ω_H , l'énergie du mode H et ω_V , l'énergie du mode V. Les deux modes sont espacés de 60 pm en longueur d'onde correspondant à une séparation des modes égale à $\omega_H - \omega_V = 90\mu eV$.

A partir de la largeur à mi-hauteur du creux de réflectivité, ou en utilisant le modèle théorique présenté dans le chapitre 2, on peut extraire κ , le taux de fuite total de la cavité. Pour les deux modes, κ est égale à $\kappa = 630\mu eV$ correspondant à un facteur de qualité de 2140, ce qui est en accord avec le nombre de paires de miroirs de Bragg et les expériences précédentes sur ce type d'échantillon.

Le taux de perte par le miroir du haut κ_{top} peut être évalué à partir de la réflectivité minimale lorsque $\omega = \omega_c$ dont l'expression a été déterminé dans le chapitre 2 :

$$R_0 = \left| 1 - 2 \frac{\kappa_{top}}{\kappa} \right|^2$$

3. Spectroscopie résonante et initialisation d'un spin unique en microcavité

Dans le cas idéal où toute la lumière est couplée au pilier, le taux de perte par le miroir du haut du micropilier serait donné par $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 26\%$ ou $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 74\%$. Comme le nombre de miroirs de Bragg est symétrique d'un côté et de l'autre de la cavité, $\kappa_{top} = \kappa_{bot}$. Or, si $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 74\%$ alors $\frac{\kappa_{bot}}{\kappa} = 74\%$ également, et $\kappa_{top} + \kappa_{bot} > \kappa$ ce qui n'est pas possible. On estime donc que l'efficacité d'extraction par le miroir du haut ($\frac{\kappa_{top}}{\kappa}$) serait égale à 26%. L'efficacité d'extraction par le miroir du bas ($\frac{\kappa_{bot}}{\kappa}$) est alors également de 26% et la proportion des pertes de la cavité ($\frac{\kappa_s}{\kappa} = 1 - \frac{\kappa_{top}}{\kappa} - \frac{\kappa_{bot}}{\kappa}$) égale à 48%.

En réalité, il y a toujours une part de la lumière incidente qui n'est pas couplée avec le mode du micropilier et la réflectivité expérimentale diffère de la réflectivité théorique. La lumière non couplée va rajouter une contribution constante indépendante de la longueur d'onde sur le spectre de réflectivité. L'annexe 3 détaille le calcul utilisé pour obtenir le spectre de réflectivité expérimental à partir du spectre théorique en prenant en compte la lumière non couplée. Pour que les simulations puissent correspondre à la fois aux mesures d'initialisation et de rotation de polarisation (voir section 3.3 et chapitre 5), on estime que environ 25% de la lumière ne sont pas couplés avec le micropilier. Sur les 25% de lumière non couplée, environ 10% sont collectés et participent à un fond continu sur les spectres de réflectivité (environ 15% n'étant pas collectés). L'efficacité d'injection est estimée à environ $\eta_{in} = 75 \pm 15\%$ avec une forte incertitude et nous discuterons de la valeur de η_{in} un peu plus tard dans le chapitre. Cette grandeur est plus faible que dans les précédentes expériences de Vivien Loo (l'efficacité d'injection était d'environ $\eta_{in} = 95\%$ [41, 171, 144]) à cause d'une couche de nitrure résiduelle à la surface de nos micropiliers.

En considérant la lumière non couplée collectée, on évalue ainsi des efficacités d'extraction par le miroir du haut et par le miroir de bas de $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = \frac{\kappa_{bot}}{\kappa} = 40 \pm 5\%$. Les pertes par les cotés dans le pilier sont également estimées à $\frac{\kappa_s}{\kappa} = 20 \pm 5\%$. Pour la suite, nous utiliserons un $\eta_{top} = 40\%$ dans chacune des analyses théoriques, car cette valeur permet le meilleur accord théorie-expérience si l'on prend en compte l'ensemble des mesures.

Observation du régime de couplage faible pour une boîte quantique en micropilier en excitation résonante

En zoomant sur les spectres de réflectivité des modes, on peut voir apparaître un pic de réflectivité très fin comme le montre la figure 3.14. Ce pic de réflectivité correspond à la transition identifiée précédemment comme l'exciton chargé et le spectre montre la transition en résonance avec le mode de cavité, cest à dire, $\omega_{QD} \approx \omega_C$. La finesse du pic est une signature d'un système en régime de couplage faible comme vu précédemment dans le chapitre 2.

Pour trouver la température où la transition de la boîte quantique est en résonance avec la cavité, une carte de réflectivité (voir Fig.3.15) est tracée où pour chaque température, un spectre de réflectivité similaire à celui de la figure 3.14, est mesuré. On observe l'énergie de la cavité changer avec la température (la couleur bleu foncé représente le creux de réflectivité de la cavité et la ligne blanche en pointillé représente la résonance de la cavité). On voit également apparaître une ligne en turquoise sur la carte entre 23K et 27K croisant la résonance de la cavité (en pointillé) à 23K. Cette ligne correspond au pic de réflectivité de la transition de la boîte quantique vu sur la figure 3.14. Cette transition apparaît comme étant une transition d'un exciton chargé d'après l'étude en photoluminescence ; on voit également de manière très faible la transition présumée excitonique de la boîte quantique qui est à

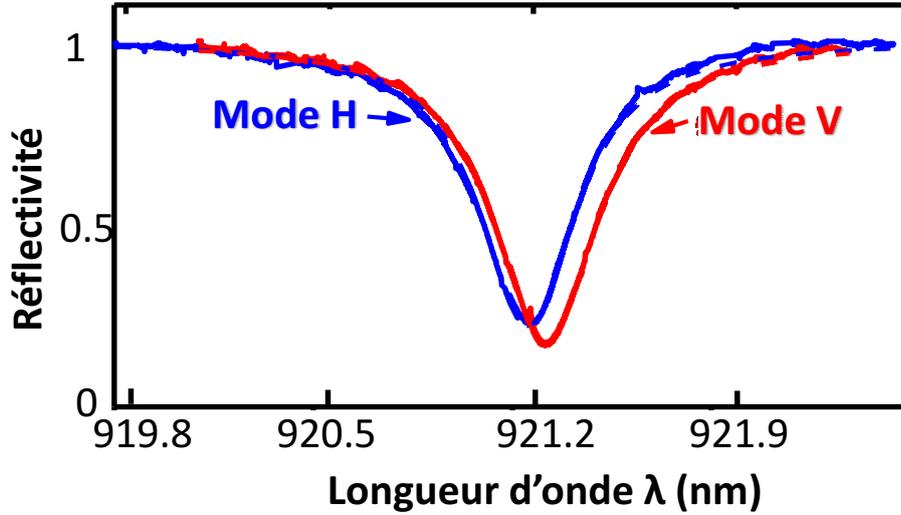


FIGURE 3.13. – Spectres de réflectivité expérimentaux (en trait plein) et théoriques (en pointillé) des deux modes fondamentaux du micropilier. Chaque spectre expérimental de mode est obtenu en cumulant une dizaine de spectres de réflectivité (les spectres de réflectivité étant limités à 200pm). A partir ces spectres et en considérant la lumière non couplée collectée, on détermine $\kappa = 630\mu\text{eV}$, $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 0.4$ et $\omega_H - \omega_V = 90\mu\text{eV}$.

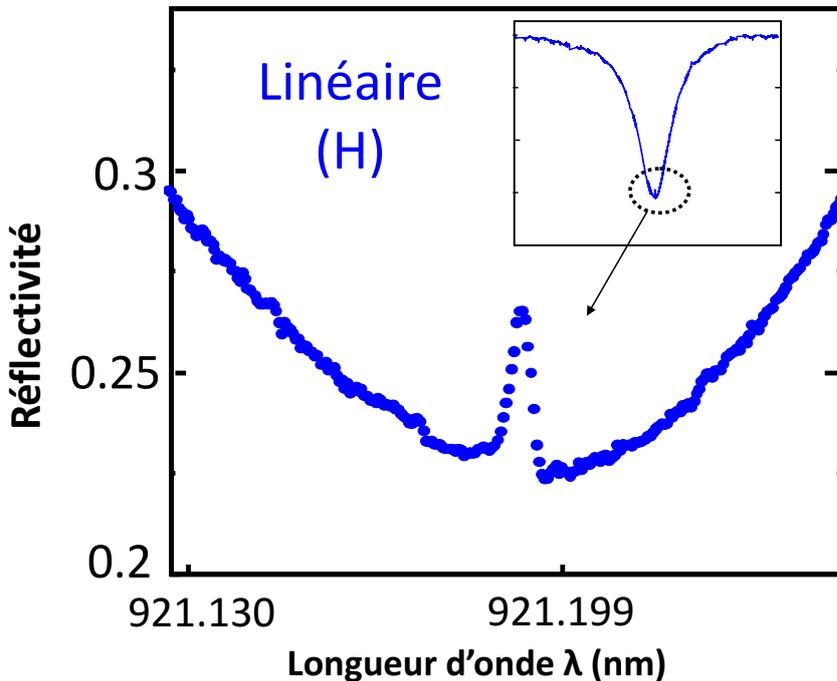


FIGURE 3.14. – Spectre de réflectivité en fonction de la longueur d'onde du laser incident. Le spectre est pris dans le creux de réflectivité de la cavité et le pic correspond au signal d'une transition de la cavité de la boîte quantique. La température étant de 24K, le pic de réflectivité correspond à la transition notée CX sur la figure 3.11.

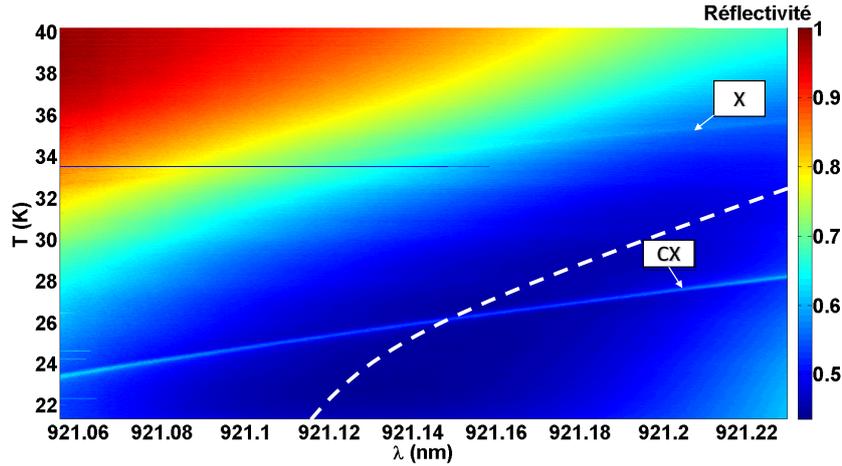


FIGURE 3.15. – Carte de réflectivité en fonction de la température. Pour chaque pas en température, un spectre de réflectivité est mesurée. La grande zone bleue correspond au creux de la cavité et la résonance est représenté en pointillé blanc sur la carte. La ligne turquoise qui traverse la zone bleue entre 23 et 27 K correspond au pic de la boîte quantique.

résonance avec la cavité vers 36K.

Extraction des paramètres du système boîte quantique en micropilier On se place donc à 25K, température où la transition trionique est en résonance avec la cavité. Pour identifier les principaux paramètres de notre système vus dans le chapitre 2 (γ , κ , g), nous nous plaçons dans le régime de basse puissance. Cette transition étant pour l'instant identifiée comme celle d'un trion, nous allons utiliser le modèle théorique à quatres niveaux du chapitre 2 pour analyser ces spectres.

Le spectre de réflectivité dans le régime de basse puissance, c'est à dire, quand la boîte quantique n'est pas saturée, permet de déterminer une constante de couplage de l'ordre de $g = 15 \mu\text{eV}$ et un taux de décohérence totale d'environ $\gamma = 2 \mu\text{eV}$.

Connaissant également le taux de fuite optique de la cavité $\kappa = 630 \mu\text{eV}$, on peut alors en déduire que la coopérativité C et la constante de couplage fort sont égales à :

$$C = \frac{g^2}{\kappa\gamma} = 0.18 \text{ et } S = \frac{4g}{\kappa} = 0.1$$

Ces deux grandeurs étant inférieures à 1, le système étudié est bien en régime de couplage faible.

3.2.4. Non linéarité optique de la boîte quantique

Observation de la non-linéarité optique Pour obtenir une étude complète de notre système, plusieurs spectres de réflectivité de la transition en résonance avec la mode de cavité pour différentes puissances incidentes ont été mesurés et sont représentés sur la figure 3.16. Sur ces spectres, on observe une disparition progressive du pic de réflectivité à mesure que la puissance augmente. Ces différents spectres mettent en évidence le phénomène de saturation de la transition du trion. A basse puissance, la boîte quantique est la majorité du temps

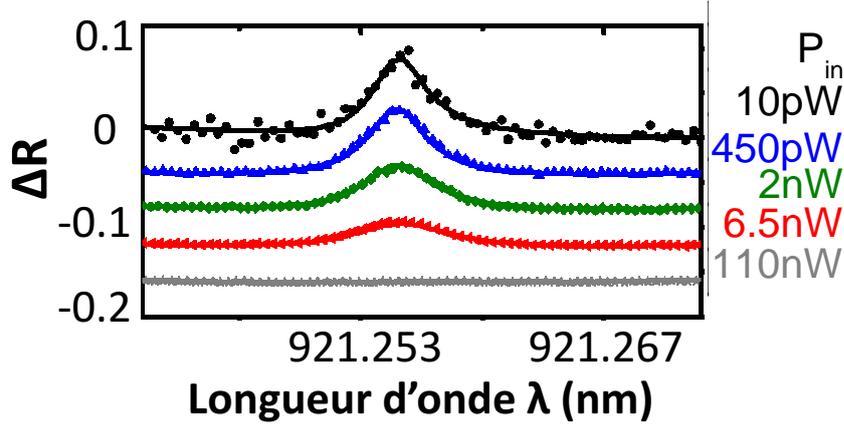


FIGURE 3.16. – Spectre de réflectivité en fonction de l'énergie des photons en polarisation linéaire pour différentes puissances incidentes. Il y a un très bon accord entre les mesures expérimentales (composées de points) et les courbes théoriques (en trait plein). A basse puissance, la boîte quantique est excitable et un pic de réflectivité apparaît. A haute puissance, la boîte quantique est constamment saturée et ne peut plus être excitée par la grande majorité des photons. On constate alors que le pic de réflectivité disparaît.

à l'état fondamental et à mesure que la puissance augmente, on sature progressivement la boîte quantique jusqu'à ce que cette dernière soit transparente pour la grande majorité des photons.

A partir des spectres de réflectivité, on peut tracer la courbe de non linéarité du système qui consiste à tracer l'amplitude du pic de réflectivité de la boîte quantique en fonction de la puissance incidente P_0 (voir Fig.3.17). On retrouve la forme déjà observée dans le chapitre 2 avec un plateau à basse puissance où l'amplitude du pic de réflectivité est maximale et un plateau où le pic de réflectivité a disparu dû à la saturation de la boîte quantique.

Estimation du taux d'émission spontanée et de l'efficacité d'injection La courbe de la figure 3.17 peut également être tracée en fonction du nombre de photons à l'intérieur de la cavité. Le nombre de photons intracavité est déterminé par la relation [41](voir section 3 du chapitre 2) :

$$n = \frac{\eta_{in} P_0}{\kappa_{top} \hbar \omega_c} \left| 1 - \sqrt{R} \right|^2$$

En faisant l'approximation $R = R_0 = \left| 1 - 2 \frac{\kappa_{top}}{\kappa} \right|^2$, nous pouvons utiliser un formalisme simplifié pour déterminer le nombre de photons intracavité :

$$n = 4 \eta_{top} \frac{\eta_{in} P_0}{\kappa \hbar \omega_c}$$

Dans cette relation, n dépend de η_{in} et η_{top} sur lesquelles nous avons de fortes incertitudes. Ces incertitudes se répercutent sur le nombre de photons critique n_c donné par la relation (voir chapitre 2) :

$$n_c = \frac{\gamma_{sp}}{4g^2}$$

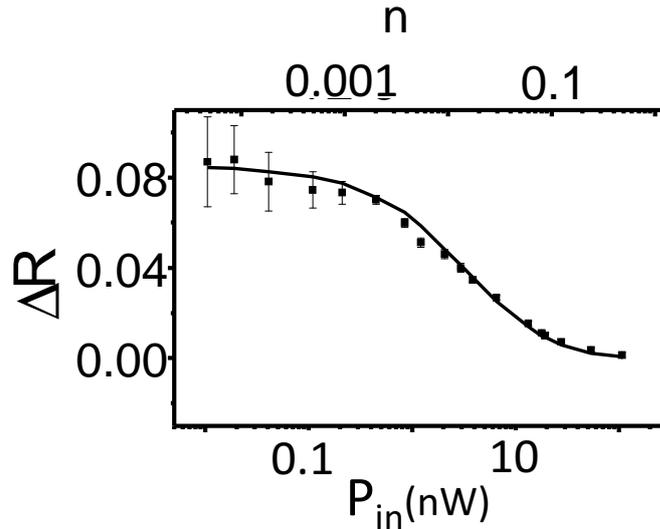


FIGURE 3.17. – Courbe de non linéarité en polarisation linéaire : chaque point correspond à la réflectivité lorsque $\omega = \omega_{QD}$. La courbe décroît au fur et à mesure que la puissance augmente car la transition de la boîte quantique est progressivement saturée.

Si le nombre de photons intracavité est très inférieur au nombre de photons critique ($n \ll n_c$), nous sommes dans le régime basse puissance où la boîte quantique est à l'état fondamental. Si le nombre de photons intracavité est très supérieur au nombre de photons critique ($n \gg n_c$), nous retrouvons le régime haute puissance où la boîte quantique est saturée.

Pour qu'il y ait un bon accord entre les mesures expérimentales et les spectres théoriques, nous considérons que le taux d'émission spontanée est égal à environ $\gamma_{sp} = 1 \pm 0.2 \mu\text{eV}$ et le taux de déphasage pur à $\gamma_* = 1.5 \pm 0.5 \mu\text{eV}$. Cette valeur de γ_{sp} correspond à un temps d'émission spontanée très standard pour ce type de boîte quantique, c'est à dire $700 \pm 100 \text{ps}$. En considérant $\eta_{top} = 40\%$, nous pouvons estimer η_{in} à environ 75% et nous obtenons les spectres théoriques en trait plein de la figure 3.16 et la courbe en trait plein de la figure 3.17 qui sont en très bon accord avec les mesures expérimentales.

A partir de ces paramètres, nous déterminons un nombre de photons critique de $n_c \approx 2.10^{-3}$. Ce nombre correspond au nombre moyen à l'intérieur de la cavité nécessaire pour saturer la boîte quantique et est dans notre cas, très faible. A titre de comparaison, Englund et al [140] ainsi que Srinivasan et al [141] avaient observé des nombres de photons critiques de l'ordre de 0.03 dans les cristaux photoniques et les microdisques, respectivement. Dans nos micropiliers, Loo et al [41] avaient également démontré un nombre de photons critique intracavité de 0.03 avec une boîte quantique en micropilier dans le régime de couplage fort. Le nombre de photons critique déterminé dans notre système en couplage faible est plus faible car γ et γ_{sp} sont plus faibles dans notre cas. Cette mesure de non-linéarité met en évidence l'efficacité de l'interaction entre la boîte quantique et les photons grâce au micropilier.

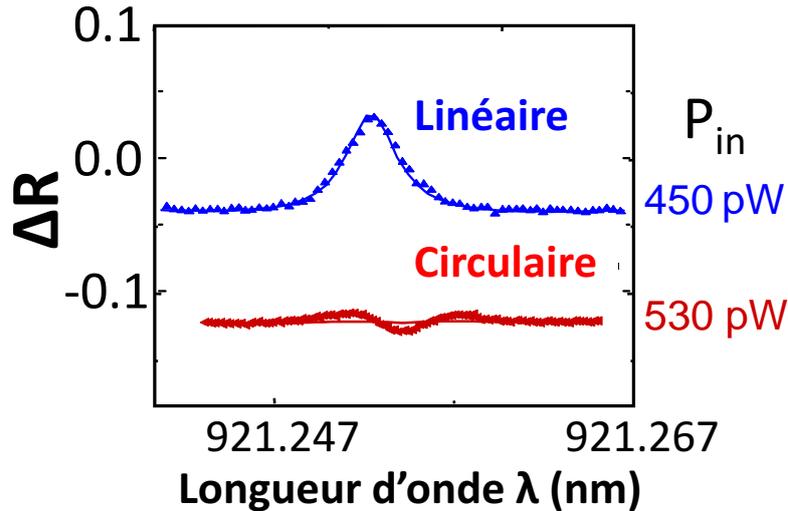


FIGURE 3.18. – Comparaison entre un spectre de réflectivité en polarisation linéaire (en bleu) et un spectre en polarisation circulaire (en rouge) pour une puissance incidente quasi-identique. Les courbes composées de points sont les spectres expérimentaux et les courbes en trait plein sont les courbes théoriques obtenues avec le modèle décrit au chapitre 2.

3.3. Démonstration expérimentale de l'initialisation optique du spin

Les spectres présentés dans le précédent chapitre, obtenus en polarisation linéaire, ont permis de déterminer les paramètres de notre boîte quantique et la mesure de non-linéarité optique avec un seuil très faible a démontré que les photons interagissaient efficacement avec la boîte quantique. Etudiant probablement un trion, nous avons cherché à identifier la nature de la charge confinée en essayant d'initialiser le spin. Une initialisation de spin en absence de champ magnétique permettrait d'identifier la charge comme un trou confiné comme l'ont démontré les expériences de Gerardot et al [21] présentées dans la section 2 du chapitre 1 d'introduction. L'initialisation du spin de trou reposant sur une différence de temps de relaxation entre le trou et l'électron, nous vérifierons si nous comprenons les observations en comparant les données expérimentales avec les simulations numériques. Comme présenté dans le chapitre 1 et 2, il faut exciter la transition trionique avec une polarisation circulaire gauche L ou droite R pour initialiser le spin du trou.

3.3.1. Mise en évidence du pompage optique de spin

En utilisant une lame quart d'onde et une lame demi-onde schématisées sur la figure 3.5, on peut obtenir une polarisation circulaire relativement pure sur le micropilier. Comme le montrent les spectres de la figure 3.18, on remarque rapidement, que pour une puissance quasi-identique (450 pW pour la polarisation linéaire et 530 pW pour la polarisation cir-

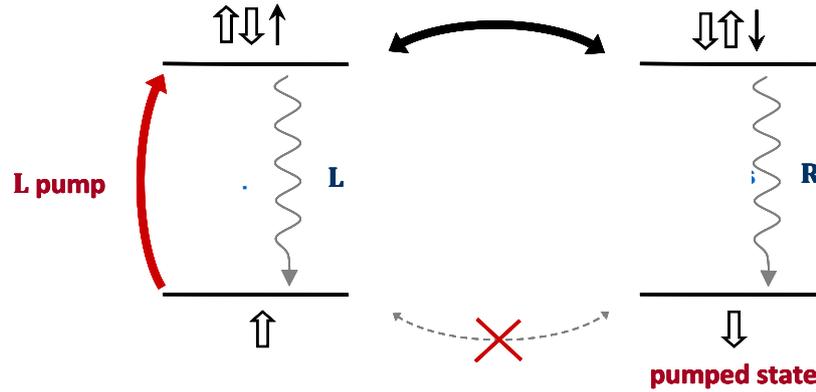


FIGURE 3.19. – Schéma de la boîte quantique en excitation résonance avec une polarisation circulaire

culaire), la transition de la boîte quantique est presque saturée lorsque la polarisation est circulaire alors que ce n'est pas le cas en polarisation linéaire. De manière similaire aux mesures d'absorption de Gerardot et al [21], la disparition du pic de réflectivité en polarisation circulaire est une indication claire de l'initialisation de spin. L'observation expérimentale de l'initialisation de spin confirme que la transition de la boîte quantique est un trion positif avec un trou confiné .

Le principe de l'initialisation du spin du trou est schématisé sur la figure 3.19 et a été présenté dans le chapitre 2. Lorsque le temps de relaxation du spin du trou du niveau fondamental $T_h = \frac{1}{\gamma_h}$ est plus grand que le temps de relaxation de l'électron des niveaux excités $T_{trion} = \frac{1}{\gamma_{sf}^t}$, le spin est initialisé dans l'état non excité par le faisceau incident et la boîte quantique devient alors transparente à l'excitation incidente. Par exemple, si la polarisation incidente est circulaire $|L\rangle$, le faisceau incident excite la transition $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$. Par retournement du spin de l'électron, la boîte quantique passe d'un état $|\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ vers un état $|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$. Par émission spontanée, le système est relaxé dans l'état $|\downarrow\rangle$. Comme le retournement de spin du trou est lent comparé aux autres processus, le spin est initialisé dans l'état $|\downarrow\rangle$. Pour caractériser complètement l'initialisation de spin, nous avons mesuré des spectres de réflectivité à différentes puissances, en polarisation circulaire.

3.3.2. Non-linéarité optique due à l'initialisation de spin

Pour différentes puissances, nous avons mesuré les spectres de réflectivité de la figure 3.20. On constate que comme en polarisation linéaire, la transition de la boîte quantique est progressivement saturée à mesure que la puissance augmente mais pour des puissances beaucoup plus faibles. Pour caractériser la non-linéarité du système en polarisation circulaire, nous avons tracé la réflectivité à résonance avec la boîte quantique en fonction de la puissance incidente et nous avons obtenu la courbe de la figure 3.21. Sur cette figure, nous comparons la non linéarité du système en polarisation linéaire (en noir) et en polarisation circulaire (en rouge). La courbe de non linéarité en polarisation circulaire est décalée de deux ordres de grandeurs vers les basses puissances par rapport à la courbe de non-linéarité en polarisation

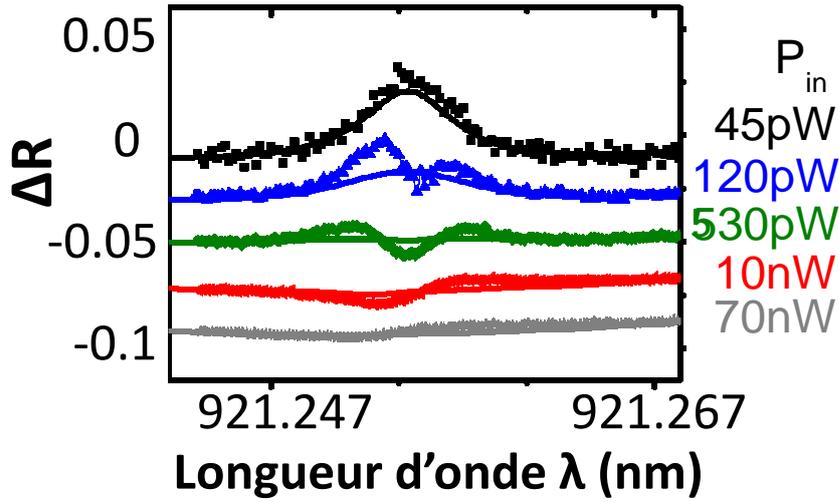


FIGURE 3.20. – Spectre de réflectivité en fonction de l'énergie des photons en polarisation circulaire pour différentes puissances incidentes

linéaire. Ce décalage du seuil de non linéarité en polarisation circulaire met clairement en évidence le phénomène d'initialisation. Ce décalage avait déjà été observé et commenté sur nos spectres théoriques dans le chapitre 2. Dans ce chapitre, nous avons vu que l'écart entre les seuils des deux courbes de non-linéarité était caractérisé par le rapport entre les taux de retournement de spin du trou et de l'électron $\epsilon = \frac{\gamma_{sf}^g}{\gamma_{sf}^t}$.

Pour caractériser ϵ , nous pouvons analyser théoriquement les données expérimentales. Pour des paramètres identiques ($\gamma, \kappa, g, \kappa_{top}, \eta_{in}, \gamma_{sp}$) à la polarisation linéaire, les courbes théoriques (en trait plein) coïncident bien avec les courbes expérimentales (points) sur les figures 3.20 et 3.21. On peut en extraire que le temps de relaxation du spin du trou à l'état fondamental est environ 200 fois plus long que le temps de relaxation du spin de l'électron à l'état trion ($\epsilon = 0.005$). Cette différence est due à une plus grande sensibilité de l'électron par rapport au spin nucléaire que le trou. Etant donnée cette différence de temps de vie, on a tendance au cours du temps à transférer la population sur le niveau fondamental $|\uparrow\rangle$ si la polarisation est $|R\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ si la polarisation est $|L\rangle$.

Bien que les analyses théoriques soient en bon accord avec les données expérimentales, on constate un creux dans la courbe de non linéarité et des creux de réflectivité apparaissant au centre du pic de réflectivité de la boîte quantique (voir par exemple, la courbe expérimentale obtenue à $P_0 = 530$ pW en polarisation circulaire sur la figure 3.18). Ces creux de réflectivité ne sont pas prédits par le modèle théorique et différentes hypothèses peuvent expliquer cette forme atypique :

- Les simulations numériques ont montré que lorsque l'écart en énergie des modes du pilier était grand, le micropilier devenait polarisant et transformait une partie des photons $|L\rangle$ en photons $|R\rangle$ et inversement les photons $|R\rangle$ en photons $|L\rangle$. Ce mélange des polarisations modifie l'initialisation puisque nous excitions alors les deux transitions même si la polarisation incidente est circulaire, et nous avons pu constater des creux de réflectivité sur les spectres de réflectivité théoriques similaires à ceux observés expérimentalement sur la figure 3.20.

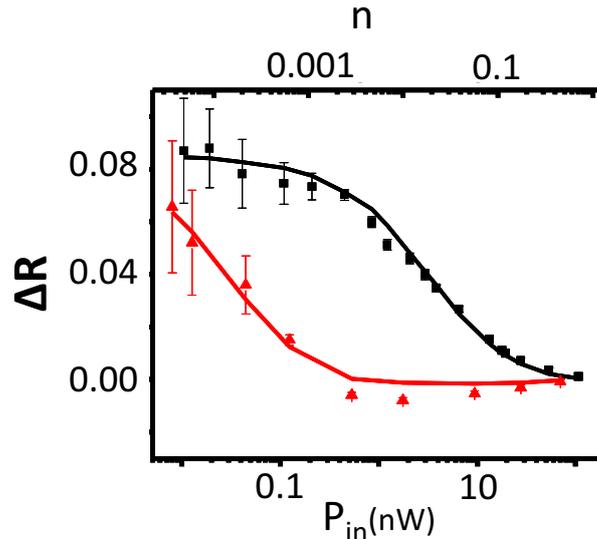


FIGURE 3.21. – Courbes de non linéarité en polarisation linéaire (en noir) et en polarisation circulaire (en rouge) : chaque point correspond à la réflectivité lorsque $\omega = \omega_{QD}$. La transition de la boîte quantique est saturée à beaucoup plus basse puissance en polarisation circulaire qu'en polarisation linéaire mettant en évidence le phénomène de pompage optique de spin.

Toutefois, ces creux de réflectivité théoriques n'apparaissent que pour des écarts des modes beaucoup plus grands que celui mesuré expérimentalement (par exemple, $\omega_H - \omega_V = 150 \mu\text{eV}$ au lieu de $\omega_H - \omega_V = 90 \mu\text{eV}$) : l'écart de mode de $90 \mu\text{eV}$ ne suffit donc pas à expliquer la forme observée expérimentalement. Cependant, nous savons qu'une couche résiduelle de nitrure est présente à la surface des micropiliers. Cette couche est partiellement dépolarisante et mélange les polarisations $|L\rangle$ et $|R\rangle$. Le dépôt de nitrure a donc des effets similaires à un écart en énergie des modes et pourrait être la cause de la différence entre théorie et expérience.

-Une autre explication possible est que nous négligeons ici complètement les effets de spin nucléaire. Or, il est possible qu'à mesure que le spin est pompé efficacement, ces effets soient de plus en plus importants. Nous avons vu dans le chapitre 1 d'introduction que les effets de spin nucléaire impliquaient des interactions réciproques entre le spin du trou et les spin nucléaire. Ils pourraient avoir une incidence sur les populations à haute puissance et modifier le spectre de réflectivité.

3.3.3. Etude des populations du système

Grâce au modèle analytique du chapitre 2 et de l'annexe II, on peut calculer les populations moyennes en excitation résonante pour différentes puissances. L'étude des populations permet de déterminer à partir de quelle puissance l'état de spin est initialisé efficacement dans l'état $|\uparrow\rangle$. Les courbes des populations en fonction de la puissance lorsque la polarisation est $|R\rangle$, sont référencées figure 3.22.

À basse puissance, la boîte quantique est majoritairement dans l'état désexcité et seuls les niveaux fondamentaux sont peuplés. Les populations des états $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ sont de 50% et les populations des états $|\uparrow\downarrow\rangle$ et $|\downarrow\uparrow\rangle$ sont de 0%. À très haute puissance, il y a beaucoup de photons à la fois $|R\rangle$ et $|L\rangle$ (à cause de l'écart des modes et de la couche de nitrure) dans la

cavité et les quatre niveaux de la boîte quantique sont saturés. Les populations des quatre états sont donc de 25%. Entre ces deux régimes, on remarque que la courbe de population de l'état $|\uparrow\rangle$ peut atteindre un maximum à 90% pour une puissance de quelques nW avant de diminuer. Cet optimum correspond au cas où il y a suffisamment de photons dans l'état $|R\rangle$ et suffisamment peu de photons dans l'état $|L\rangle$ pour initialiser le spin à 90% dans l'état $|\uparrow\rangle$. Au delà de cette puissance, le nombre de photons $|L\rangle$ devient trop important et l'état $|\downarrow\rangle$ ainsi que les deux états excités se peuplent progressivement. Il en ressort que si la puissance est trop importante, on “dépompe” le spin.

Cette baisse d'efficacité d'initialisation est due à l'ellipticité du micropilier qui a tendance à se comporter comme un polariseur et à transformer les photons circulaires L en R et inversement (le dépôt de nitrure pourrait avoir un effet comparable). Si le pilier était parfaitement circulaire, on pomperait le spin à 100% avec une polarisation circulaire incidente. Malgré l'anisotropie du pilier, il est possible de pomper à 100% l'état du spin en utilisant une polarisation elliptique adaptée. Il est cependant difficile en pratique de trouver les deux polarisations elliptiques optimales et nous nous contenterons d'utiliser une polarisation circulaire, relativement efficace vu l'écart des modes ($\omega_H - \omega_V = 90 \mu\text{eV}$ à comparer avec $\kappa = 630 \mu\text{eV}$). L'initialisation de spin sera utilisée par la suite pour avoir un état de spin bien défini dans la boîte quantique, pour effectuer des mesures de rotation de polarisation qui seront abordées dans les chapitres 4 et 5. Nous sommes donc capables d'initialiser l'état de spin de manière similaire à Gerardot et al [21].

3.4. Conclusion

Nous avons observé en spectroscopie résonante, un trion positif dans une boîte quantique en couplage faible avec la microcavité. Grâce au modèle numérique présenté dans le chapitre 2, nous avons pu extraire les paramètres caractéristiques de notre système que sont la coopérativité ($C \sim 0.2$) et l'efficacité d'extraction par le miroir du haut ($\eta_{top} \sim 40\%$).

Nous avons également démontré que nous sommes capables d'initialiser l'état de spin à l'intérieur de la boîte quantique en microcavité. Comme vu dans le chapitre 2, l'initialisation de spin est mise en évidence par un décalage vers les basses puissances de la courbe de non linéarité.

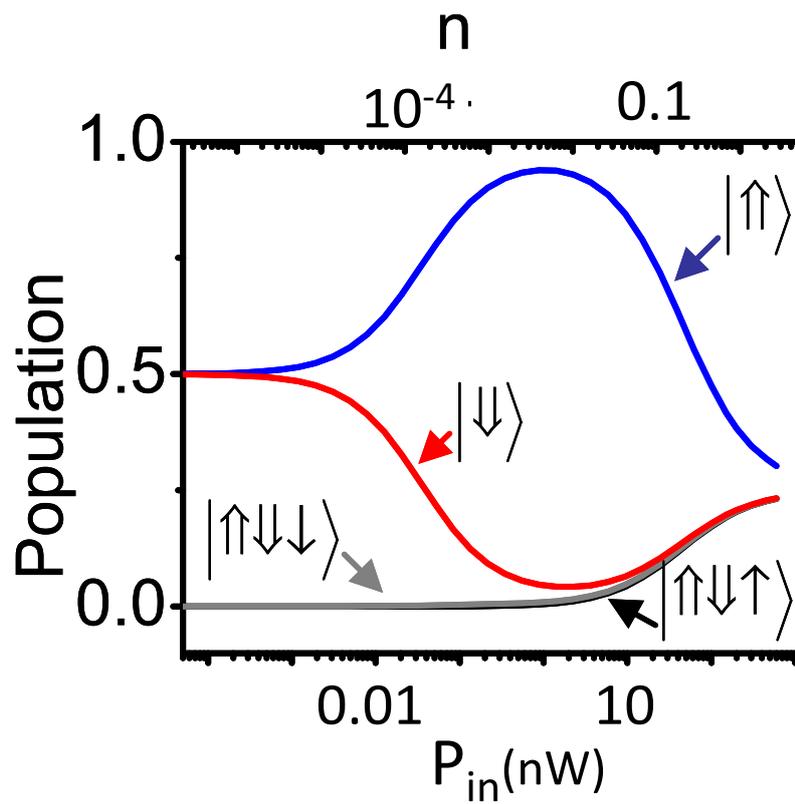


FIGURE 3.22. – Courbes de probabilité d'occupation de chaque état de la boîte quantique lorsque la polarisation incidente est circulaire et $\omega = \omega_d$ pour différentes puissances.

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

Pouvoir initialiser un état de spin est un point clé d'une interface spin-photon. Dans les deux chapitres précédents, il a été démontré, théoriquement puis expérimentalement, qu'un spin confiné dans une boîte quantique pouvait être initialisé optiquement, avec un laser polarisé circulairement. Cette expérience montre que les photons sont capables d'influencer l'état de spin à l'intérieur de la boîte quantique. Dans ce chapitre et le suivant, nous allons exposer théoriquement puis expérimentalement comment un spin peut influencer la polarisation des photons afin d'obtenir une interface spin-photon la plus efficace possible et de pouvoir lire l'état de spin via la polarisation de la lumière. Nous présentons ici un modèle analytique prolongeant celui développé dans le groupe de J. Rarity [30, 161], permettant de calculer rapidement la rotation de la polarisation réfléchie induite par un spin unique. Nous verrons notamment que pour des paramètres réalistes, la mesure parfaite de spin est possible.

La première partie de ce chapitre présentera les outils utilisés pour décrire l'état de polarisation de la lumière. Nous décrirons ensuite dans une deuxième section le phénomène de rotation de polarisation avec ces outils. La troisième partie introduira un modèle analytique permettant de calculer la rotation de polarisation de la lumière après interaction avec la boîte quantique dans un micropilier à symétrie de révolution en fonction des paramètres du système. Enfin, la dernière partie de ce chapitre présentera une extension de ce modèle à des micropiliers ayant une anisotropie latérale. Ce modèle nous permettra notamment de déterminer quels sont les paramètres nécessaires pour obtenir une rotation de polarisation maximale et une mesure de spin parfaite.

4.1. Analyse de l'état de polarisation de la lumière

4.1.1. Les paramètres de Stokes

Une onde plane électromagnétique est caractérisée par E_H et E_V , nombres complexes qui indiquent l'amplitude et la phase de l'onde dans la base Horizontale-Verticale notée base HV. Le choix de cette base est arbitraire et il est possible de caractériser une onde électromagnétique grâce à E_D et E_A dans la base diagonale-antidiagonale (notée DA) ou E_L et E_R dans la base circulaire gauche droite (notée LR).

Ces trois bases sont connectées par des relations de changement de base : on peut, par exemple, déterminer les composantes E_L , E_R , E_D et E_A en fonction des composantes E_V et E_H par les relations :

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

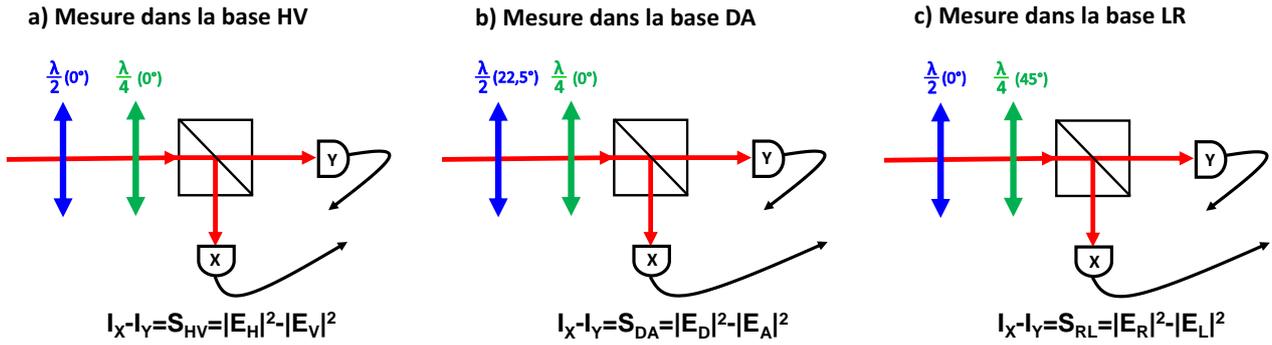


FIGURE 4.1. – Schéma des trois mesures des paramètres de Stokes dans les bases horizontale-verticale, Diagonale-Antidiagonale et circulaire droite-gauche. Pour chaque paramètre de Stokes, la lumière est décomposée en deux composantes, qui sont mesurées, et le paramètre de Stokes est obtenu en faisant la différence entre ces composantes.

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{i}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{i}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_H \\ E_V \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} E_D \\ E_A \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & -\frac{1}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_H \\ E_V \end{pmatrix} \quad (4.1)$$

En pratique, on ne mesure pas des amplitudes complexes telles que E_H et E_V mais des intensités, c'est à dire des grandeurs de type $I_H = |E_H|^2$ et $I_V = |E_V|^2$. Pour caractériser l'état de polarisation d'un faisceau quelconque, on introduit donc les paramètres de Stokes de la lumière. La mesure d'un paramètre de Stokes décompose la lumière dans une base de polarisation donnée comme le présente la figure 4.1. En prenant l'exemple de la figure 4.1.a, les composantes horizontales et verticales de la lumière sont séparées par un cube séparateur polarisant et les composantes $|E_H|^2$ et $|E_V|^2$ de la lumière sont mesurées par des détecteurs (les angles de la lame $\lambda/2$ et de la lame $\lambda/4$ sur la figure 4.1.a sont à 0° par rapport au cube de manière à n'avoir aucun effet sur la polarisation incidente). Pour obtenir une description plus complète de la lumière, il faut également mesurer les composantes diagonale $|E_D|^2$ et antidiagonale $|E_A|^2$ de la lumière en plaçant l'axe rapide de la lame demi-onde à 22.5° par rapport au cube séparateur (la polarisation incidente est tournée de 45° transformant $D \rightarrow H$ et $A \rightarrow V$ pour que le cube puisse séparer les polarisation diagonale et antidiagonale). Les composantes circulaires $|E_L|^2$ et $|E_R|^2$ sont quant à elles mesurées grâce à une lame quart d'onde dont l'axe rapide est placé à 45° par rapport au cube séparateur (la lame quart d'onde transforme $R \rightarrow H$ et $L \rightarrow V$).

De cette manière, on obtient quatre grandeurs expérimentales décrivant parfaitement l'état de polarisation du faisceau. Ces quatre grandeurs appelées paramètres de Stokes notés I , S_{HV} , S_{DA} , S_{RL} s'expriment en intensité et sont reliées aux composantes du champ électromagnétique de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 I &= |E_H|^2 + |E_V|^2 = |E_D|^2 + |E_A|^2 = |E_L|^2 + |E_R|^2 \\
 S_{HV} &= |E_H|^2 - |E_V|^2 \\
 S_{DA} &= |E_D|^2 - |E_A|^2 \\
 S_{RL} &= |E_R|^2 - |E_L|^2
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

Si l'état de polarisation est pur, ces quatres paramètres sont connectés par la relation : $S_{HV}^2 + S_{DA}^2 + S_{RL}^2 = I^2$.

En utilisant les relations 4.1 de changement de base entre les polarisations, on peut exprimer les quatres paramètres de Stokes en fonction de la base horizontale-verticale (HV) :

$$\begin{aligned}
 I &= |E_H|^2 + |E_V|^2 \\
 S_{HV} &= |E_H|^2 - |E_V|^2 \\
 S_{DA} &= 2\text{Re}(E_H E_V^*) \\
 S_{RL} &= -2\text{Im}(E_H E_V^*)
 \end{aligned} \tag{4.3}$$

On peut également les exprimer dans la base circulaire gauche- circulaire droite (LR) :

$$\begin{aligned}
 I &= |E_R|^2 + |E_L|^2 \\
 S_{HV} &= +2\text{Re}(E_R E_L^*) \\
 S_{DA} &= -2\text{Im}(E_R E_L^*) \\
 S_{RL} &= |E_R|^2 - |E_L|^2
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

Ces changements de base seront utiles par la suite pour notre modèle analytique.

Les paramètres de Stokes sont pratiques pour caractériser les différents états de polarisation possibles. Prenons l'exemple d'une polarisation linéaire horizontale (H) : dans ce cas, $E_V = 0$. Il en résulte que $S_{DA} = 0$ et $S_{RL} = 0$ d'après les équations 4.3. On en déduit également que $S_{HV} = I = |E_H|^2$. Avec le même raisonnement, on trouve que $E_H = 0$ si la polarisation est verticale et dans ce cas, $S_{DA} = 0$ et $S_{RL} = 0$. Le paramètre S_{HV} est alors donné par $S_{HV} = -|E_V|^2 = -I$.

Il est usuel d'utiliser une notation normalisée par rapport à l'intensité pour réduire ces paramètres de Stokes (on passe alors de quatre paramètres de Stokes à trois) :

$$\begin{aligned}
 s_{HV} &= \frac{S_{HV}}{I} \\
 s_{DA} &= \frac{S_{DA}}{I} \\
 s_{RL} &= \frac{S_{RL}}{I}
 \end{aligned} \tag{4.5}$$

De cette manière, dans le cas d'un état de polarisation pur, les trois paramètres de Stokes réduits sont connectés par la relation :

$$s_{HV}^2 + s_{DA}^2 + s_{RL}^2 = 1 \tag{4.6}$$

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

Une lumière polarisée purement linéaire horizontale est donc décrite par $s_{HV} = 1$, $s_{DA} = 0$ et $s_{RL} = 0$ tandis qu'une lumière polarisée circulaire droite sera décrite par $s_{HV} = 0$, $s_{DA} = 0$ et $s_{RL} = 1$

A noter que la relation 4.6 n'est valable que lorsque l'état de polarisation est pur. Dans le cas contraire, cette égalité n'est plus vérifiée et $s_{HV}^2 + s_{DA}^2 + s_{RL}^2 < 1$. Dans le cas d'une lumière totalement dépolarisée, les paramètres de Stokes sont définis comme : $s_{HV} = s_{DA} = s_{RL} = 0$

4.1.2. Représentation graphique de l'état de polarisation

En règle générale, on représente généralement l'état de polarisation de lumière en deux dimensions comme représenté sur la figure 4.2 : dans cette représentation, on caractérise un état de polarisation elliptique quelconque. L'ellipse représente la trajectoire de la pointe du vecteur \vec{E} au cours du temps. On caractérise cette ellipse par les angles θ et Φ représentés sur la figure 4.2. L'angle θ caractérise l'ellipticité de la polarisation : les polarisations linéaires sont décrites avec $\theta = 0$ tandis que les polarisation circulaires sont obtenues avec $\theta = 45^\circ$. L'angle Φ définit l'orientation du grand axe de la polarisation elliptique ou de la polarisation linéaire ($\Phi = 0$ pour horizontale, $\Phi = 45^\circ$ pour diagonale, $\Phi = 90^\circ$ pour verticale).

Si l'état de polarisation est pur, on peut relier ces deux angles aux paramètres de Stokes définis précédemment par les relations :

$$\begin{aligned}\Phi &= \frac{1}{2} \text{Arctan}\left(\frac{s_{DA}}{s_{HV}}\right) \\ \Theta &= \frac{1}{2} \text{Arcsin}(s_{RL})\end{aligned}\tag{4.7}$$

Dans cette relation, nous pouvons constater que l'angle θ est donné par le paramètre s_{RL} et nous pouvons retrouver les polarisations circulaires ($s_{RL} = \pm 1$ donc $\theta = \pm 45^\circ$) et les polarisations linéaires ($s_{RL} = 0$ donc $\theta = 0^\circ$). Cette représentation ne permet de représenter que des états de polarisation pur contrairement aux paramètres de Stokes qui peuvent décrire les états de polarisation non purs.

4.1.3. Représentation de l'état de polarisation dans la sphère de Poincaré

Il est également possible de représenter géométriquement les états de polarisation de la lumière sur la sphère de Poincaré schématisée sur la figure 4.3. La surface de cette sphère correspond à des états purs de polarisation. Le pôle nord et le pôle sud de la sphère correspondent respectivement aux états de polarisation circulaires droite et gauche notés $|R\rangle$ et $|L\rangle$. L'équateur de la sphère représente l'ensemble des états purs linéaires qui sont des superpositions d'états de $|R\rangle$ et $|L\rangle$ s'exprimant par la relation¹ :

1. Dans le cas général, $|\Psi\rangle = \frac{\sin(\frac{\pi}{4}-\Theta)e^{-i\Phi}|L\rangle + \cos(\frac{\pi}{4}-\Theta)e^{i\Phi}|R\rangle}{\sqrt{2}}$

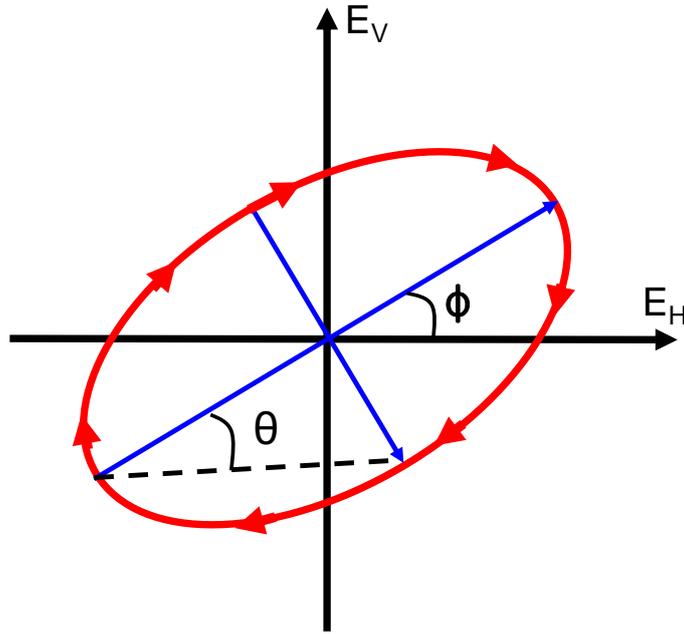


FIGURE 4.2. – Représentation graphique des états de polarisation à partir des composantes horizontale et verticale de la lumière.

$$|\Psi\rangle = \frac{e^{-i\Phi} |L\rangle + e^{i\Phi} |R\rangle}{\sqrt{2}} \quad (4.8)$$

On retrouve sur l'équateur les polarisations linéaires horizontale $|H\rangle$ ($\Phi = 0$), verticale $|V\rangle$ ($\Phi = \frac{\pi}{2}$), diagonale $|D\rangle$ ($\Phi = \frac{\pi}{4}$) et antidiagonale $|A\rangle$ ($\Phi = -\frac{\pi}{4}$). L'intérieur de la sphère correspond à des états non purs et le centre de la sphère représente la lumière dépolarisée.

Nous pouvons faire une analogie avec un vecteur caractérisé par des coordonnées dans l'espace et représenter un état de polarisation de la lumière incidente par un vecteur sur la sphère de Poincaré. Un état de polarisation est décrit alors avec des paramètres de Stokes jouant le rôle de coordonnée dans la sphère de Poincaré :

$$|\Psi\rangle \iff \begin{pmatrix} s_{HV} \\ s_{DA} \\ s_{RL} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Il est également possible de représenter sur la sphère de Poincaré, les angles utilisés dans la représentation graphique de la figure 4.2. Dans ce cas, l'angle 2θ définit la "latitude" et l'angle 2Φ définit la "longitude" sur la sphère de Poincaré représentée sur la figure 4.3, en prenant pour méridien d'origine celui associé à la polarisation $|H\rangle$.

Nous avons donc présenté trois manières de décrire l'état de polarisation : Les paramètres de Stokes, la représentation en termes d'angles et la sphère de Poincaré. Ces trois repré-

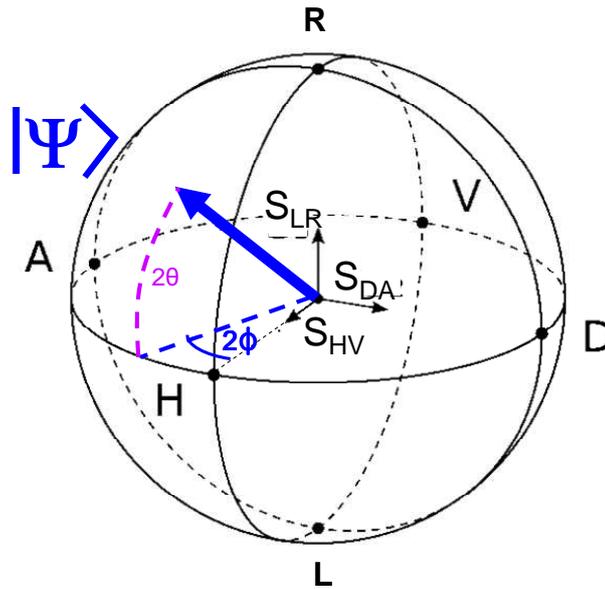


FIGURE 4.3. – Sphère de Poincaré sur laquelle est représenté l'état de polarisation de la lumière. Les pôles correspondent aux deux polarisations circulaires tandis que l'équateur est l'ensemble des polarisations linéaires.

tations nous servirons pour décrire le phénomène de rotation de polarisation présenté dans la section suivante.

4.2. Introduction à la rotation de polarisation

4.2.1. Phénomène de rotation de polarisation

Dans le chapitre 3, nous avons considéré une transition trionique d'une boîte quantique comme un système excitable à 4 niveaux possédant deux niveaux excités et deux niveaux fondamentaux (voir figure 4.4). L'excitation de ce système est régie par des règles de sélection optique qui entraînent qu'un niveau fondamental du système ne peut être excité que par l'une ou l'autre des polarisations circulaires :

- Si le spin de la charge résidente est $|\uparrow\rangle$, seule la polarisation circulaire gauche interagit avec la boîte quantique.
- Si le spin est $|\downarrow\rangle$, seuls les photons polarisés circulairement droit peuvent interagir avec la boîte quantique.

Dans le chapitre 2, nous avons montré que l'excitation en polarisation circulaire de la boîte quantique engendrait une initialisation de spin lorsque le temps de relaxation de spin des niveaux fondamentaux est nettement supérieur à celui des niveaux excités. En se basant sur ce même système à quatre niveaux, nous allons montrer que le spin peut influencer la polarisation de la lumière. Dans la section 2.3 du chapitre 1, nous avons décrit le phénomène de rotation de polarisation d'un faisceau incident induit par un spin unique en transmission (Rotation Faraday) et en réflexion (Rotation Kerr). Nous nous concentrerons ici sur la ro-

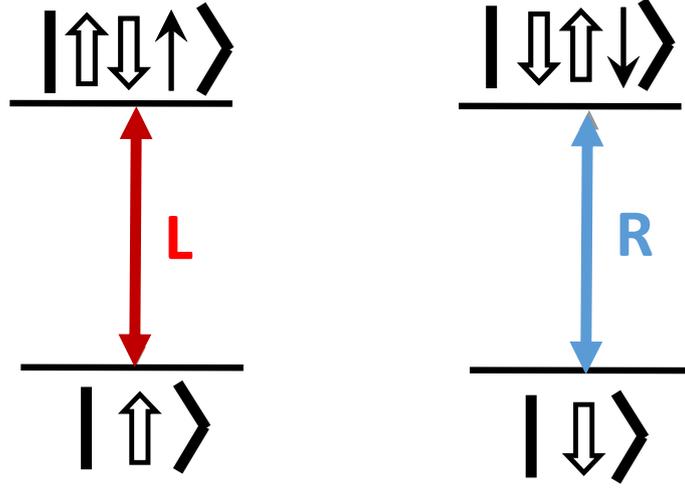


FIGURE 4.4. – Représentation des niveaux d'énergie pour un trou confiné dans une boîte quantique. Le principe d'exclusion de Pauli et la conservation du moment cinétique entraînent que la transition $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ n'est excitée que par la polarisation $|L\rangle$ et la transition $|\downarrow\rangle \rightarrow |\downarrow\uparrow\downarrow\rangle$ n'est excitée que par la polarisation $|R\rangle$.

tation Kerr, qui sera démontrée expérimentalement dans le chapitre suivant, et détaillerons comment calculer la rotation de polarisation.

Considérons donc la situation où le spin de la boîte quantique est initialisé dans un état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$, et où le faisceau incident a un état de polarisation $|\Psi_{in}\rangle$. On pose que cette polarisation est linéaire et orientée selon la direction horizontale ($|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle$). On peut écrire

$$|\Psi_{in}\rangle = \frac{|L\rangle + |R\rangle}{\sqrt{2}} \quad (4.10)$$

où $|L\rangle$ et $|R\rangle$ sont les états de polarisation respectivement, circulaire gauche et circulaire droit. Lorsque le faisceau incident est réfléchi et que le spin est à l'état $|\uparrow\rangle$, l'état de polarisation réfléchi s'exprime :

$$|\Psi_{\uparrow}\rangle = \frac{r_L(\uparrow)|L\rangle + r_R(\uparrow)|R\rangle}{\sqrt{|r_L(\uparrow)|^2 + |r_R(\uparrow)|^2}} \quad (4.11)$$

De même, lorsque l'état de spin est $|\downarrow\rangle$, l'état de polarisation s'écrit :

$$|\Psi_{\downarrow}\rangle = \frac{r_L(\downarrow)|L\rangle + r_R(\downarrow)|R\rangle}{\sqrt{|r_L(\downarrow)|^2 + |r_R(\downarrow)|^2}} \quad (4.12)$$

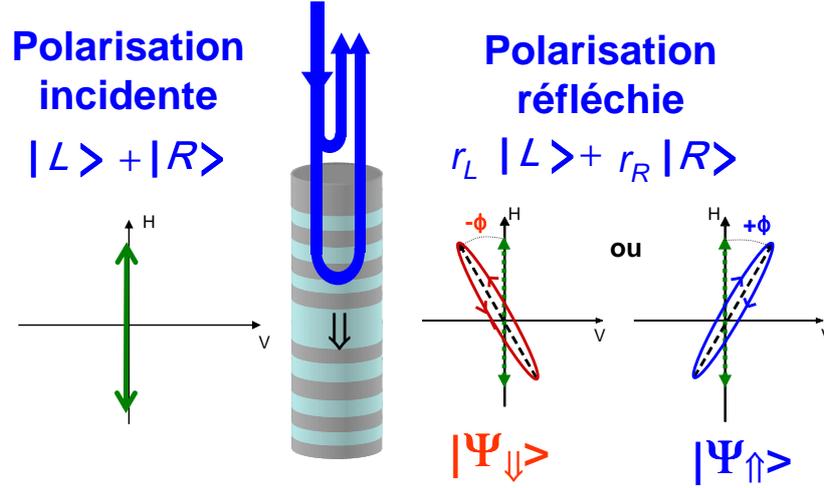


FIGURE 4.5. – Schéma du principe de rotation de polarisation avec des états de polarisation elliptiques et différents ($|\Psi_{\downarrow}\rangle \neq |\Psi_{\uparrow}\rangle$). L'interaction de la lumière incidente avec l'état de spin $|\uparrow\rangle$ se traduit par un état de polarisation elliptique $|\Psi_{\uparrow}\rangle$. L'interaction de la lumière incidente avec l'état de spin $|\downarrow\rangle$ se traduit par un état de polarisation elliptique $|\Psi_{\downarrow}\rangle$.

où r_L et r_R sont les coefficients de réflectivité complexes du champ réfléchi en polarisation circulaire droite et gauche. La figure 4.5 illustre le phénomène de rotation de polarisation dans notre système. Si un spin à l'état $|\uparrow\rangle$ est confiné à l'intérieur de la boîte quantique, la composante $|L\rangle$ de la polarisation linéaire incidente interagit avec la transition $|\uparrow\rangle \rightarrow |\uparrow\downarrow\uparrow\rangle$ de la boîte quantique tandis que cette dernière sera transparente pour la composante $|R\rangle$. Les coefficients de réflectivité complexes r_L et r_R seront donc différents pour les deux composantes circulaires de par la présence du spin, et $|\Psi_{\uparrow}\rangle \neq |\Psi_{in}\rangle$. Nous avons présenté, sur la figure 4.5, le cas où les deux états de polarisation réfléchie sont elliptiques. L'état de polarisation $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ est représenté graphiquement (en bleu) par une ellipse dont le grand axe est tourné d'un angle $+\Phi$ par rapport à l'état de polarisation incident $|\Psi_{in}\rangle$ (en vert). L'état de polarisation $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ est également représenté par une ellipse dont le grand axe est tourné d'un angle $-\Phi$ par rapport à $|\Psi_{in}\rangle$. Cette inversion des angles de rotation est associée au comportement des coefficients de réflectivité r_L et r_R qui changent leur valeur lorsque le spin passe de $|\uparrow\rangle$ à $|\downarrow\rangle$:

$$r_L(\downarrow) = r_R(\uparrow) \text{ et } r_R(\downarrow) = r_L(\uparrow) \quad (4.13)$$

L'ellipticité des états de polarisation réfléchis n'est pas un problème pour notre interface spin-photon du moment que $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ sont nettement différents, comme discuté un peu plus loin dans cette section.

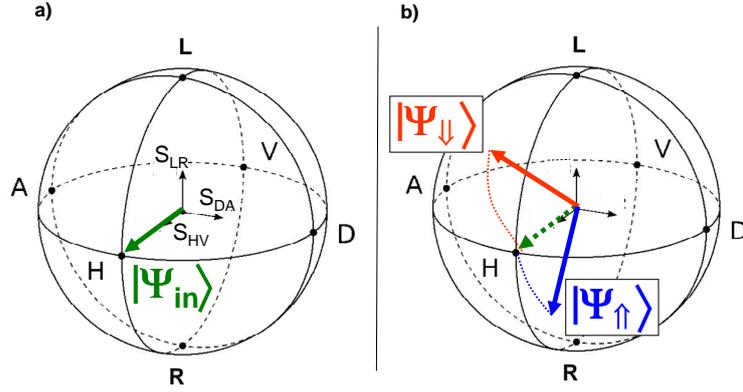


FIGURE 4.6. – a) Sphère de Poincaré sur lequel est représenté la polarisation du faisceau incident. La polarisation est choisie initialement pour être linéaire horizontale. b) Sphère de Poincaré sur lesquels sont représentés les deux états de polarisation réfléchie associés aux états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$.

4.2.2. Description de la rotation de polarisation par les paramètres de Stokes et la sphère de Poincaré

On considère ici que l'état de la lumière incident $|\Psi_{in}\rangle$ est dans un état pur $|H\rangle$. L'état $|\Psi_{in}\rangle$ est représenté sur la sphère de Poincaré de la figure 4.6.a. Comme présenté dans la section 4.1, il est possible de faire une analogie avec des coordonnées cartésiennes sur une sphère, et d'écrire l'état de polarisation sous forme de coordonnées :

$$|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle \iff \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Une modification de la polarisation de la lumière réfléchie par rapport à celle de la lumière incidente revient à déplacer le vecteur sur la sphère comme le montre la figure 4.6.b avec les états $|\psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\psi_{\downarrow}\rangle$. Les paramètres de Stokes seront différents pour les deux états de polarisation réfléchie :

$$|\psi_{\uparrow}\rangle \iff \begin{pmatrix} s_{HV}(\uparrow) \\ s_{DA}(\uparrow) \\ s_{RL}(\uparrow) \end{pmatrix} \text{ et } |\psi_{\downarrow}\rangle \iff \begin{pmatrix} s_{HV}(\downarrow) \\ s_{DA}(\downarrow) \\ s_{RL}(\downarrow) \end{pmatrix} \quad (4.15)$$

Les paramètres de Stokes normalisés sont des nombres sans dimension, qui caractérisent la polarisation de la lumière et donnent les trois coordonnées du vecteur polarisation sur la sphère de Poincaré. Le paramètre s_{HV} détermine à quel point $|\Psi_{\uparrow}\rangle \neq |\Psi_{\downarrow}\rangle \neq |\Psi_{in}\rangle$: plus le paramètre $s_{HV}(\uparrow) < 1$ (respectivement $s_{HV}(\downarrow)$), plus l'état de polarisation $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ (respectivement $|\Psi_{\downarrow}\rangle$) est différent de $|\Psi_{in}\rangle$. Le paramètre s_{DA} permet de déterminer la rotation Kerr (rotation du grand axe de l'ellipse par rapport à $|H\rangle$), c'est à dire Φ , d'autant

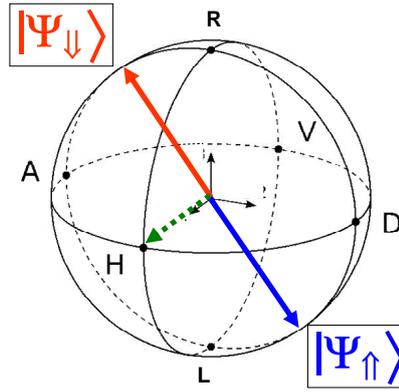


FIGURE 4.7. – Sphère de Poincaré sur lesquels sont représentés les deux états de polarisation réfléchie associés aux états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$. Les deux états de polarisation sont ici orthogonaux (c'est à dire $\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = 0$) correspondant à deux vecteurs opposés sur la sphère

plus grand que s_{DA} est grand). Le paramètre s_{RL} donne l'ellipticité, c'est à dire Θ , d'autant plus grand que s_{RL} grand (voir 4.7). Lorsque la polarisation réfléchie dépendant de l'état de spin est elliptique, comme schématisée sur la figure 4.5, l'angle de rotation de polarisation est défini comme l'angle entre l'axe rapide de la polarisation elliptique et la polarisation incidente, c'est à dire, l'angle Φ (en considérant $|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle$).

4.2.3. Vers une interface spin-photon parfaite

Pour obtenir une interface spin-photon la plus parfaite possible, il faut que les deux états de polarisations $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ soient les plus orthogonaux possibles, c'est à dire idéalement $\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = 0$. Sur la sphère de Poincaré, deux états de polarisation orthogonaux sont représentés par deux vecteurs opposés comme illustré sur la figure 4.7 ($\langle H|V\rangle = 0$ et $H \perp V$ dans la représentation graphique de la figure 4.2, alors que $|H\rangle$ et $|V\rangle$ sont opposés sur la sphère de Poincaré. Il en est de même pour $|D\rangle$ et $|A\rangle$ ainsi que $|R\rangle$ et $|L\rangle$). Les vecteurs $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ représentés sur la sphère de Poincaré de la figure 4.7, sont opposés l'un à l'autre et correspondent au cas où $\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = 0$.

Dans ces conditions où $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ sont orthogonaux, les deux états de polarisation associés à chacun des deux états de spin sont parfaitement discernables : expérimentalement, il suffit d'utiliser une lame demi onde et une lame quart d'onde pour transformer les deux états de polarisation elliptiques orthogonaux en deux états de polarisation linéaire orthogonaux, comme le montre la figure 4.8. En effet, les lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$ produisent une transformation unitaire qui conserve le produit scalaire, et donc l'orthogonalité des deux états de polarisation. Nous pouvons trouver ainsi des angles adéquats $\Theta_{\lambda/2}$ et $\Theta_{\lambda/4}$ pour commuter $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ en $|H\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ en $|V\rangle$ comme l'illustre la figure 4.8.

La figure 4.9 présente le principe d'un montage expérimental simple exploitant cette transformation des états de polarisation : un faisceau incident d'état $|\Psi_{in}\rangle$ interagit avec le système et l'état de polarisation du faisceau réfléchi est soit $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ soit $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ suivant l'état de spin ($|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$), puis transformé soit en l'état $|H\rangle$ soit en l'état $|V\rangle$ par l'action des lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$. Les deux états de polarisation peuvent ensuite être complètement séparés par un cube séparateur

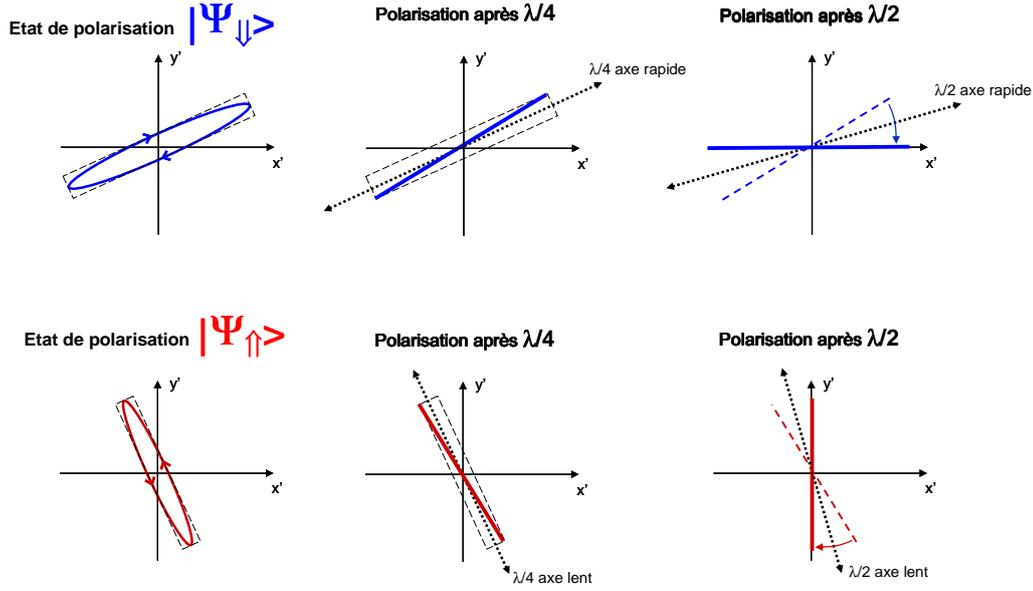


FIGURE 4.8. – Schéma du principe des transformations unitaires initiées par une lame demi-onde et une lame quart d’onde permettant de transformer les états de polarisation $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ en états de polarisation $|H\rangle$ et $|V\rangle$, à condition que $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ soient orthogonaux ($\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = 0$).

polarisant et chaque état de polarisation mesuré avec des photodiodes ou des compteurs de photons.

Le concept clé au coeur de la notion d’interface spin-photon idéale réside dans cette séparation complète des états de polarisation : si les deux états $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ sont orthogonaux, il est possible de mesurer l’état de spin à partir de la mesure d’un seul photon. Dans ce cas, la détection d’un photon sur un détecteur permet de projeter instantanément l’état de spin de la boîte quantique (On parle alors de “mesure forte”). Si le spin est dans l’état $|\uparrow\rangle$, un photon $|H\rangle$ sera détecté avec une probabilité de 100% tandis qu’un photon $|V\rangle$ sera détecté avec une probabilité de 100% si le spin est dans l’état $|\downarrow\rangle$. La rétroaction quantique entraîne également qu’un photon $|H\rangle$ détecté assure à 100% que le spin est dans l’état $|\uparrow\rangle$ et qu’un photon $|V\rangle$ détecté assure à 100% que le spin est dans l’état $|\downarrow\rangle$. Si les deux états de polarisation ne sont pas orthogonaux, il faut plusieurs photons pour mesurer l’état de polarisation.

Pour caractériser l’orthogonalité des états de polarisation associés aux états de spin, on introduit le facteur de mérite D appelé la discernabilité des deux états de polarisations défini comme :

$$D = \sqrt{1 - |\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle|^2} \quad (4.16)$$

Lorsque les états sont orthogonaux, le produit scalaire $\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle$ est nul et la discernabilité est alors égale à $D = 1$: on peut parfaitement “discerner” les deux états de spin suivant l’état de polarisation d’un unique photon réfléchi. Lorsque les états sont identiques ($|\Psi_{\uparrow}\rangle = |\Psi_{\downarrow}\rangle$), $\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle^2 = 1$ se traduisant par $D = 0$. Ce facteur de mérite permet de caractériser l’efficacité

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

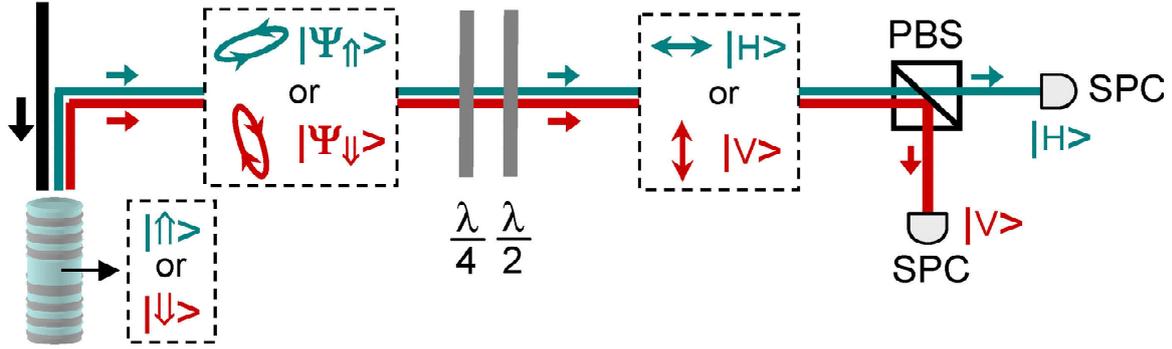


FIGURE 4.9. – Schéma du principe de rotation de polarisation avec des états orthogonaux mais non linéaire. L'interaction de la lumière incidente avec l'état de spin $|\uparrow\rangle$ se traduit par un état de polarisation elliptique $|\Psi_{\uparrow}\rangle$. L'interaction de la lumière incidente avec l'état de spin $|\downarrow\rangle$ se traduit par un état de polarisation elliptique $|\Psi_{\downarrow}\rangle$.

de notre interface spin-photon et on recherche donc une discernabilité la plus proche de 1 dans notre système boîte quantique en microcavité.

4.2.4. Conditions d'orthogonalité des états de polarisation

Mathématiquement, deux états de polarisations orthogonaux se traduisent par un produit scalaire nul ($\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = 0$). Ce produit scalaire peut s'exprimer en fonction des composantes du champ réfléchi, c'est à dire en fonction des composantes $r_L(\uparrow), r_R(\uparrow)$ et $r_L(\downarrow), r_R(\downarrow)$:

$$\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle = \frac{r_L(\downarrow)r_L^*(\uparrow) + r_R(\downarrow)r_R^*(\uparrow)}{\sqrt{|r_L(\downarrow)|^2 + |r_R(\downarrow)|^2} \sqrt{|r_L(\uparrow)|^2 + |r_R(\uparrow)|^2}} \quad (4.17)$$

En utilisant les relations $r_L r_R^* \propto \frac{S_{HV} - iS_{DA}}{2}$, $|r_L|^2 \propto \frac{I + S_{RL}}{2}$ et $|r_R|^2 \propto \frac{I - S_{RL}}{2}$ déduites des relations 4.3, nous pouvons également exprimer ce produit scalaire en fonction des paramètres de Stokes associés aux deux états de polarisation $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$:

$$|\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle|^2 = \frac{I^2 + S_{HV}(\uparrow)S_{HV}(\downarrow) + S_{DA}(\uparrow)S_{DA}(\downarrow) + S_{RL}(\uparrow)S_{RL}(\downarrow)}{2I^2} \quad (4.18)$$

En fonction des paramètres réduits, nous obtenons donc que :

$$|\langle\Psi_{\uparrow}|\Psi_{\downarrow}\rangle|^2 = \frac{1 + s_{HV}(\uparrow)s_{HV}(\downarrow) + s_{DA}(\uparrow)s_{DA}(\downarrow) + s_{RL}(\uparrow)s_{RL}(\downarrow)}{2} \quad (4.19)$$

Nous pouvons de plus déduire une simplification importante pour notre système : en effet, comme expliqué précédemment, les règles de sélection optiques induisent que $r_L(\Downarrow) = r_R(\Uparrow)$ et $r_R(\Downarrow) = r_L(\Uparrow)$. Ceci implique alors que $s_{HV}(\Uparrow) = s_{HV}(\Downarrow)$, $s_{DA}(\Uparrow) = -s_{DA}(\Downarrow)$, et $s_{RL}(\Uparrow) = -s_{RL}(\Downarrow)$ (ces trois relations seront démontré un peu plus loin dans ce chapitre). Ces égalités sur les paramètres de Stokes sont illustrées sur les figures 4.6 et 4.7, où nous observons que $|\Psi_{\Uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\Downarrow}\rangle$ s'éloignent symétriquement de part et d'autre de $|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle$: ils ont donc la même composante selon l'axe HV, mais des composantes opposées selon les autres axes DA et RL. En notant plus simplement que $s_{HV}(\Uparrow) = s_{HV}(\Downarrow) = s_{HV}$, nous pouvons en déduire que :

$$|\langle\Psi_{\Uparrow}|\Psi_{\Downarrow}\rangle|^2 = s_{HV}^2 \quad (4.20)$$

Ainsi, lorsque la rotation de polarisation est parfaite et que $\langle\Psi_{\Uparrow}|\Psi_{\Downarrow}\rangle = 0$, $s_{HV} = 0$ et on en déduit que $\Phi = \pm 45^\circ$ (où Φ est l'angle entre le grand axe de la polarisation elliptique et l'axe H sur la figure 4.2). Il est intéressant de noter ici le changement de paradigme associé à la possibilité de rotations macroscopiques de la polarisation. Pour des angles de rotation faibles ($\Phi < 1rad$), $s_{HV} \sim 1$ et l'amplitude de l'angle est directement reliée au paramètre s_{DA} , comme indiqué par la formule $\Phi = \frac{1}{2}Arctan(\frac{s_{DA}}{s_{HV}})$ (équation 4.7). En revanche, c'est le paramètre s_{HV} qui permet de caractériser le mieux des angles de rotation forts puisque $\langle\Psi_{\Uparrow}|\Psi_{\Downarrow}\rangle = 0$ lorsque $s_{HV} = 0$.

La section qui suit présente un modèle analytique permettant de calculer rapidement les paramètres de Stokes pour un système donné, afin d'accéder à la rotation de polarisation maximale du système, et nous utiliserons alors la relation 4.20 pour savoir si la condition d'orthogonalité peut être remplie.

4.3. Calcul analytique et numérique des paramètres de Stokes

4.3.1. Expression générale analytique des paramètres de Stokes

Dans le chapitre 3, nous avons présenté un modèle semi classique de la réponse réfléctive d'une boîte quantique en microcavité confinant une charge et pouvant former un trion en excitation résonante. Nous avons distingué le cas où le spin de la charge était $|\Uparrow\rangle$ et le cas où le spin était $|\Downarrow\rangle$. Nous en avons déduit une relation qui relie le champ incident composé des deux polarisations circulaire gauche et droite, et le champ interne composé également des deux polarisations circulaires pour chacun des états de spin, dans la limite basse puissance :

$$\begin{pmatrix} b_{L\Uparrow,\Downarrow}^{out} \\ b_{R\Uparrow,\Downarrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\Uparrow,\Downarrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

Lorsque le spin est à l'état $|\uparrow\rangle$ et que le pilier est parfaitement circulaire (pas de séparation de mode), la matrice de passage s'exprime de la manière suivante (voir chapitre 2 section 5) :

$$M_{\uparrow} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1-i\Delta'}} & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Lorsque le spin est $|\downarrow\rangle$, la matrice de passage s'écrit

$$M_{\downarrow} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta} & 0 \\ 0 & 1 - \frac{2\kappa_{top}}{\kappa} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1-i\Delta'}} \end{pmatrix} \quad (4.23)$$

On rappelle que $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$ est la coopérativité, κ est le taux de fuite total de la cavité, κ_{top} est le taux de fuite par le miroir du haut, $\Delta = 2\frac{\omega_c - \omega}{\kappa}$ est l'écart normalisé entre l'énergie du laser et l'énergie de la cavité, et $\Delta' = \frac{\omega_d - \omega}{\gamma}$ est l'écart normalisé entre l'énergie du laser et l'énergie de la boîte quantique.

Lorsque l'état de spin est initialisé comme le montrent les expériences du chapitre 4, l'état de spin ne varie pas au cours du temps et on ne considère qu'une matrice de passage (soit M_{\uparrow} soit M_{\downarrow}). Dans la suite de la démonstration, nous allons prendre l'exemple d'un spin initialisé à l'état $|\uparrow\rangle$. Le faisceau de sonde incident est polarisé horizontal ($|\psi_{in}\rangle = |H\rangle$). Le nombre total de photons incidents par seconde est défini par $I_0 = |b^{in}|^2$ et une polarisation horizontale implique que $b_L^{in} = b_R^{in} = \frac{b^{in}}{\sqrt{2}}$. On peut relier les composantes circulaire gauche et circulaire droite du champ extérieur réfléchi au champ incident total :

$$b_L^{out}(\uparrow) = \frac{b^{in}}{\sqrt{2}} \left(1 - 2\eta_{top} \frac{1}{1-i\Delta + \frac{2C}{1-i\Delta'}} \right) \quad (4.24)$$

$$b_R^{out}(\uparrow) = \frac{b^{in}}{\sqrt{2}} \left(1 - 2\eta_{top} \frac{1}{1-i\Delta} \right) \quad (4.25)$$

où η_{top} est l'efficacité d'extraction par le miroir du haut.

En pratique, la base la plus adaptée pour la mesure des composantes de la lumière est la base H-V correspondant aux deux axes propres d'un pilier avec une anisotropie (H est le grand axe et V est le petit axe). Dans ce cas, il y a une levée de la dégénérescence des modes du micropilier et le pilier devient partiellement polarisant comme déjà vu au chapitre 3. Nous considérons ici un pilier isotrope avec des modes dégénérés, et les micropiliers anisotropes seront abordés dans la section 3 de ce chapitre. Il reste tout de même, pratique de passer d'une représentation dans la base L-R à une représentation dans la base H-V en déterminant

4.3. Calcul analytique et numérique des paramètres de Stokes

les composantes b_H^{out} et b_V^{out} du champ réfléchi. En posant $r_0 = 1 - 2\eta_{top}$ ($|r_0|^2$ donne la réflectivité minimale de la cavité vide), on peut mettre b_H^{out} et b_V^{out} sous une forme faisant intervenir uniquement des coefficients réels. On peut en effet, montrer que² :

$$\begin{aligned} b_H^{out} &= \frac{b_L^{out} + b_R^{out}}{\sqrt{2}} = b_{in} \frac{\alpha + i\beta}{A + iB} \\ b_V^{out} &= i \frac{b_L^{out} - b_R^{out}}{\sqrt{2}} = b_{in} \frac{i\gamma}{A + iB} \end{aligned} \quad (4.26)$$

avec $\alpha, \beta, \gamma, A, B$, des coefficients réels définis par :

$$\begin{aligned} \alpha &= r_0(1 + C - \Delta'\Delta) - \Delta(\Delta + \Delta') + C \\ \beta &= \Delta(1 + 2C - \Delta\Delta') + r_0(\Delta' + \Delta) \\ \gamma &= C(1 - r_0) \\ A &= 1 + 2C - \Delta(2\Delta' + \Delta) \\ B &= 2\Delta(1 + C) + (1 - \Delta^2) \end{aligned} \quad (4.27)$$

A partir de ces cinq coefficients, nous pouvons calculer rapidement les différents paramètres de Stokes en utilisant les formules de changement de base présentées dans la première section de ce chapitre :

- L'intensité réfléchie est obtenue en faisant la somme des intensités en polarisation H et V :

$$I = |b_H^{out}|^2 + |b_V^{out}|^2 = I_0 \frac{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2}{A^2 + B^2} \quad (4.28)$$

- Le paramètre S_{HV} est le paramètre de Stokes dans la base H-V. Ce paramètre est égal à la différence des valeurs absolues des deux coefficients de réflectivité au carré (voir équations 4.3) :

$$S_{HV} = |b_H^{out}|^2 - |b_V^{out}|^2 = I_0 \frac{\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2}{A^2 + B^2} \quad (4.29)$$

2.

$$b_H^{out} = \frac{b_{in}}{\sqrt{2}} \frac{[r_0(1 - \Delta\Delta' + C) - \Delta(\Delta' + \Delta) + C] - i[\Delta(1 + C - \Delta\Delta') + r_0(\Delta' + \Delta) + C\Delta]}{[1 + 2C - 2\Delta\Delta' - \Delta^2] - i[2\Delta(1 + C) + (1 - \Delta^2)]}$$

$$b_V^{out} = \frac{b_{in}}{\sqrt{2}} \frac{C(1 - r_0)}{[1 + 2C - 2\Delta\Delta' - \Delta^2] - i[2\Delta(1 + C) + (1 - \Delta^2)]}$$

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

-Le paramètre S_{DA} , souvent appelé rotation Kerr, est le paramètre de Stokes dans la base D-A. Il est égal à deux fois la partie réelle du produit des coefficients b_H^{out} et b_V^{out} (voir équations 4.3) :

$$S_{DA} = 2Re(b_H^{out}b_V^{out*}) = 2I_0 \frac{\alpha\gamma}{A^2 + B^2} \quad (4.30)$$

- Le paramètre S_{RL} , relié à l'ellipticité du faisceau réfléchi, est le paramètre de Stokes dans la base L-R. Il est égal à deux fois la partie imaginaire du produit des coefficients b_H^{out} et b_V^{out} (voir équations 4.3) :

$$S_{RL} = -2Im(b_H^{out}b_V^{out*}) = -2I_0 \frac{\beta\gamma}{A^2 + B^2} \quad (4.31)$$

Comme présenté dans la section 4.1, les quatre paramètres de Stokes sont reliés par la relation $S_{HV}^2 + S_{DA}^2 + S_{RL}^2 = I^2$ pour un état de polarisation pur. Nous pouvons donc en déduire les paramètres de Stokes réduits :

$$\begin{aligned} s_{HV} &= \frac{\alpha^2 - \beta^2 - \gamma^2}{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2} \\ s_{DA} &= \frac{2\alpha\gamma}{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2} \\ s_{RL} &= -\frac{2\beta\gamma}{\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2} \end{aligned} \quad (4.32)$$

De cette manière, nous respectons la relation $s_{HV}^2 + s_{DA}^2 + s_{RL}^2 = 1$. Ces trois expressions, présentant une certaine complexité, sont des équations analytiques et leur temps de calcul est très court comparé aux calculs numériques. Ces équations ont également le mérite de ne dépendre que de quatre paramètres déjà vus dans le chapitre 2 :

- La coopérativité $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$ qui caractérise l'interaction de la boîte quantique avec la cavité.
- L'efficacité d'extraction du miroir du haut $\eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa}$ qui quantifie la proportion de lumière qui peut être extraite par le miroir du haut.
- L'écart normalisé entre l'énergie du laser et l'énergie de la cavité $\Delta = \frac{2(\omega - \omega_c)}{\kappa}$.
- L'écart normalisé entre l'énergie du laser et l'énergie de la transition de la boîte quantique $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$.

Lorsque le pilier est circulaire et que la boîte quantique est en résonance avec le mode ($\omega_d = \omega_c$), les paramètres de Stokes réduits pour différents écarts d'énergie sont présentés figure 4.10.

Les paramètres de Stokes représentés en bleus sur la figure 4.10 ont été calculés avec une coopérativité de 1 et une efficacité d'extraction de 40% lorsque le spin est initialisé dans l'état $|\uparrow\rangle$. Lorsque l'énergie du laser est très différente de celle de la transition de la boîte quantique ($|\Delta'| \gg 1$), l'état de polarisation de la lumière incidente est horizontale et le paramètre s_{HV} est donc égal à 1, les deux autres paramètres étant nuls ($s_{HV} = 1$, $s_{DA} = 0$, $s_{RL} = 0$). Lorsque l'énergie du laser se rapproche de l'énergie de la boîte quantique, cette

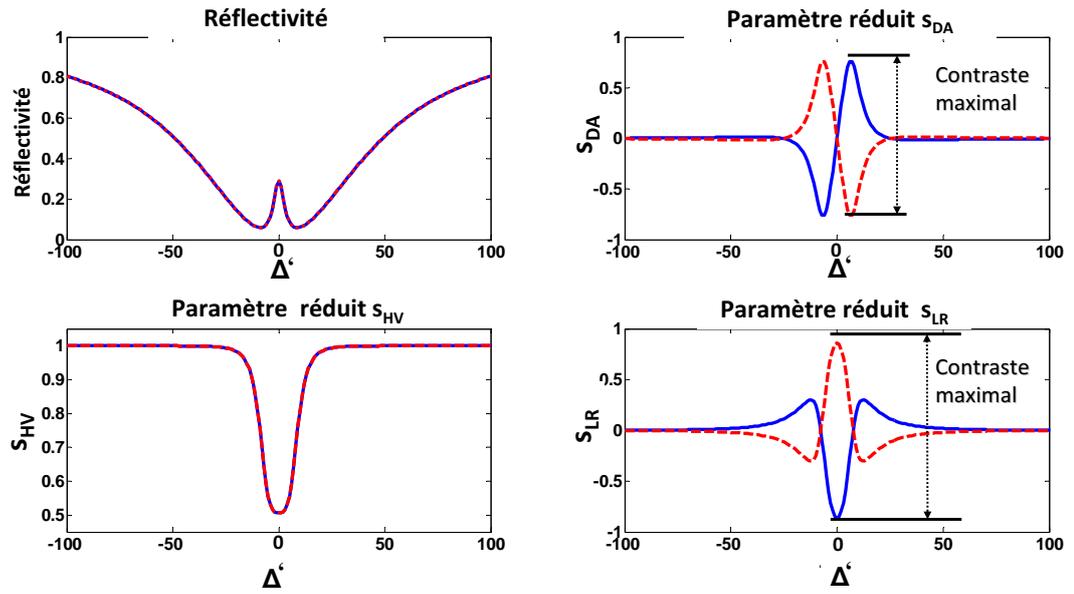


FIGURE 4.10. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de 40% lorsque $\omega_d = \omega_c$. Le spectre en haut à gauche, est le spectre de réflectivité correspondant au système. Les trois autres spectres correspondent aux paramètres réduits s_{HV}, s_{DA} , et s_{RL} . Les courbes en rouge correspondent à l'état $|\downarrow\rangle$ et les courbes en bleu à l'état $|\uparrow\rangle$. La réflectivité et s_{HV} sont identiques pour les deux états de spin mais s_{DA} et s_{LR} ont des signes opposés pour les deux états de spin : $s_{DA}(\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow)$ et $s_{RL}(\uparrow) = -s_{RL}(\downarrow)$

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

dernière commence à influencer la polarisation de la lumière. L'état de polarisation de la lumière se "déplace" donc sur la sphère de Poincaré et le paramètre s_{HV} n'est plus égal à 1. Comme la somme des carrés des paramètres de Stokes est égale à 1, les valeurs absolues des paramètres s_{DA} et s_{RL} augmentent. Le paramètre s_{HV} permet de visualiser à quel point la polarisation incidente a été modifiée par le spin en cavité.

Pour calculer ces paramètres lorsque le spin est à l'état $|\downarrow\rangle$, il faut inverser les expressions des champs intracavité dans la polarisation circulaire gauche et la polarisation circulaire droite et donc celle du champ réfléchi ($b_L^{out}(\uparrow) = b_R^{out}(\downarrow)$ et $b_R^{out}(\uparrow) = b_L^{out}(\downarrow)$). Dans la base H-V, ceci nous donne donc $b_H^{out}(\uparrow) = b_H^{out}(\downarrow)$ et $b_V^{out}(\uparrow) = -b_V^{out}(\downarrow)$. On a donc également $\alpha^\uparrow = \alpha^\downarrow$, $\beta^\uparrow = \beta^\downarrow$, et $\gamma^\uparrow = -\gamma^\downarrow$ qui permettent de démontrer :

$$\begin{aligned} s_{HV}(\uparrow) &= \frac{\alpha^{\uparrow 2} - \beta^{\uparrow 2} - \gamma^{\uparrow 2}}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = s_{HV}(\downarrow) \\ s_{DA}(\uparrow) &= 2 \frac{\alpha^\uparrow \gamma^\uparrow}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = -s_{DA}(\downarrow) \\ s_{RL}(\uparrow) &= -2 \frac{\beta^\uparrow \gamma^\uparrow}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = -s_{RL}(\downarrow) \end{aligned} \quad (4.33)$$

Le paramètre s_{HV} est donc constant quel que soit l'état de spin tandis que les paramètres $s_{DA}(\uparrow)$ et $s_{DA}(\downarrow)$ sont opposés ainsi que $s_{RL}(\uparrow)$ et $s_{RL}(\downarrow)$ comme on le voit sur la figure 4.10. On peut observer sur cette figure que, suivant que le spin est dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$, un maximum du paramètre s_{DA} ou s_{RL} peut devenir un minimum et inversement. On peut donc avoir des contrastes $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow)$ et $s_{RL}(\uparrow) - s_{RL}(\downarrow)$ très grands comme représentés sur la figure 4.10. Pour les paramètres choisis ($C = 1$ et $\eta_{top} = 40\%$), on constate toutefois qu'il n'existe pas de configuration permettant l'orthogonalité entre $|\Psi_\uparrow\rangle$ et $|\Psi_\downarrow\rangle$, puisque $|\langle \Psi_\uparrow | \Psi_\downarrow \rangle|^2 = s_{HV}^2$ (voir équation 4.20) et puisque s_{HV} n'atteint pas 0 sur le spectre de la figure 4.10.

Notons également que, si le spin n'est pas initialisé ou est partiellement initialisé, et qu'il fluctue au cours du temps, on mesure des paramètres de Stokes moyennés. Nous pouvons alors introduire p_\uparrow et p_\downarrow , les probabilités d'être respectivement dans la branche \uparrow et dans la branche \downarrow introduits dans le chapitre 2. Les valeurs moyennes des paramètres de Stokes sont alors définies comme :

$$\begin{aligned} \langle s_{HV} \rangle &= p_\uparrow s_{HV}(\uparrow) + p_\downarrow s_{HV}(\downarrow) \\ \langle s_{DA} \rangle &= p_\uparrow s_{DA}(\uparrow) + p_\downarrow s_{DA}(\downarrow) \\ \langle s_{RL} \rangle &= p_\uparrow s_{RL}(\uparrow) + p_\downarrow s_{RL}(\downarrow) \end{aligned} \quad (4.34)$$

Dans le cas où l'état de spin n'est pas initialisé, nous avons $p_\uparrow = p_\downarrow = 0.5$. Comme $s_{DA}(\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow)$ et $s_{RL}(\uparrow) = -s_{RL}(\downarrow)$, les moyennes de ces paramètres sont alors nulles ($\langle s_{DA} \rangle = 0$ et $\langle s_{RL} \rangle = 0$) quel que soit ω . Il faut avoir une résolution temporelle inférieure au temps de retournement du spin pour pouvoir mesurer les sauts quantiques de spin via les fluctuations de la polarisation.

Cependant, quelle que soit la répartition des populations, si nous sommes dans la limite basse puissance, nous pouvons mesurer le paramètre s_{HV} car $\langle s_{HV} \rangle = s_{HV}(\uparrow) = s_{HV}(\downarrow)$.

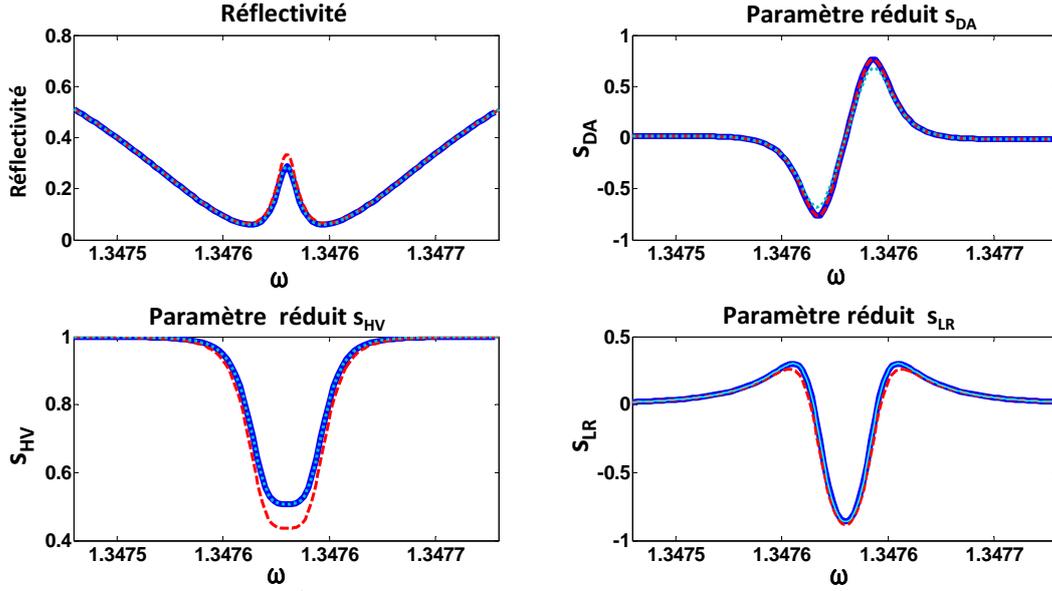


FIGURE 4.11. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de ω pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de 40% ($\kappa = 200\mu\text{eV}$, $g = 20\mu\text{eV}$, $\gamma = 2\mu\text{eV}$). Le spectre en haut à gauche est le spectre de réflectivité correspondant au système. Les trois autres spectres correspondent à s_{HV}, s_{DA}, s_{RL} . Le spectre en bleu a été calculé avec le modèle analytique. Les courbes cyan et rouge ont respectivement été calculées sans et avec déphasage pur ($\gamma^* = 1.5\mu\text{eV}$). Lorsque $\gamma^* = 0$, nous avons un très bon accord entre le modèle numérique exact et le modèle semiclassique.

Cette mesure nous permet d'identifier une rotation de la polarisation puisque dans ce cas $\langle s_{HV} \rangle \neq 1$. Plus $\langle s_{HV} \rangle$ est différent de 1, plus la rotation de polarisation est importante.

4.3.2. Evaluation des paramètres de Stokes par méthode numérique

Pour estimer les paramètres de Stokes de notre système, nous pouvons également utiliser la méthode numérique exacte même si, comme pour le calcul des spectres de spectroscopie résonante, le calcul est plus long. On utilise néanmoins le modèle numérique pour valider notre modèle analytique.

Pour pouvoir simuler un état de spin $|\uparrow\rangle$ bien défini dans la boîte quantique, on force le système à 4 niveaux à être dans un état stationnaire $|\uparrow\rangle$ en supprimant les termes de saut $L_{|\uparrow\rangle}$ et $L_{|\uparrow\rangle\downarrow\rangle}$, définis dans la section 1.5 du chapitre 2, qui permettent de passer la branche $|\uparrow\rangle$ à la branche $|\downarrow\rangle$. De cette manière, une fois que le système est dans l'état $|\uparrow\rangle$, le système n'a aucun moyen de revenir dans la branche $|\downarrow\rangle$ (le principe est identique pour simuler un état $|\downarrow\rangle$ en supprimant cette fois les termes $L_{|\downarrow\rangle}$ et $L_{|\downarrow\rangle\uparrow\rangle}$). On définit ensuite la polarisation incidente comme linéaire horizontale, composée des deux polarisations circulaires. Dans la méthode numérique exacte décrite dans le chapitre 2, on calcule les champs réfléchis pour les composantes circulaires (b_L^{out} et b_R^{out}) pour un trion qui est modélisé comme un système à 4 niveaux. Nous avons précédemment défini les paramètres de Stokes dans la base HV. Il est possible d'exprimer ces grandeurs dans la base LR : on détermine alors les intensités

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

$\langle \hat{b}_L^{out\dagger} \hat{b}_L^{out} \rangle$ et $\langle \hat{b}_R^{out\dagger} \hat{b}_R^{out} \rangle$ (contrairement au modèle semiclassique qui calcule $|\langle \hat{b}_L^{out} \rangle|^2$ et $|\langle \hat{b}_R^{out} \rangle|^2$). Les paramètres de Stokes et l'intensité sont alors donnés par les relations³ :

$$\begin{aligned} I &= \langle \hat{b}_L^{out\dagger} \hat{b}_L^{out} \rangle + \langle \hat{b}_R^{out\dagger} \hat{b}_R^{out} \rangle \\ S_{HV} &= \langle \hat{b}_R^{out\dagger} \hat{b}_L^{out} \rangle + \langle \hat{b}_L^{out\dagger} \hat{b}_R^{out} \rangle \\ S_{DA} &= i \left(\langle \hat{b}_R^{out\dagger} \hat{b}_L^{out} \rangle - \langle \hat{b}_L^{out\dagger} \hat{b}_R^{out} \rangle \right) \\ S_{RL} &= \langle \hat{b}_L^{out\dagger} \hat{b}_L^{out} \rangle - \langle \hat{b}_R^{out\dagger} \hat{b}_R^{out} \rangle \end{aligned} \quad (4.35)$$

En utilisant les relations ci-dessus, on peut calculer les paramètres de Stokes : sur la figure 4.11, nous avons comparé le calcul des paramètres de Stokes en fonction de l'énergie du faisceau de sonde, avec le modèle analytique et avec le modèle numérique.

Pour le modèle numérique, nous avons considéré le cas où il n'y a pas de déphasage pur, et le cas où le déphasage pur est non nul⁴. On constate sur cette figure que le modèle numérique et le modèle semi-classique concordent parfaitement pour le cas sans déphasage pur. En présence de déphasage pur, les paramètres de Stokes sont légèrement différents. Le modèle analytique ne considère en effet, que les grandeurs $|\langle \hat{b}^{out} \rangle|^2$ ce qui revient à négliger les fluctuations quantiques, en particulier celles associées au déphasage pur. Dans le cas général, $\langle \hat{b}^{out\dagger} \hat{b}^{out} \rangle \neq |\langle \hat{b}^{out} \rangle|^2$ mais le modèle analytique reste sensiblement proche de la méthode numérique.

La comparaison du modèle semi-analytique avec le modèle numérique démontre que le modèle analytique permet de calculer de manière précise les paramètres de Stokes dans le cas sans déphasage pur. La présence de déphasage pur modifie les paramètres de Stokes (notamment S_{HV}) mais l'allure des spectres reste identique. Bien que le déphasage pur ne soit pas pris en compte dans ce modèle, le modèle analytique reste cent fois plus rapide que le modèle numérique, et permet de calculer rapidement les paramètres de Stokes pour trouver des paramètres optimaux, afin d'obtenir une rotation de polarisation maximale. Dans la suite du chapitre, nous utiliserons donc le modèle analytique pour étudier l'influence des paramètres du système sur S_{HV} , S_{DA} , S_{LR} .

4.3.3. Dépendance des paramètres de Stokes en fonction de l'énergie de la boîte quantique et de l'énergie de la cavité

En utilisant le modèle semiclassique, nous pouvons calculer les paramètres de Stokes pour différentes configurations de η_{out} , C , Δ , et Δ' afin de déterminer l'énergie du laser ω optimale pour une rotation de polarisation maximale.

Grâce à notre modèle, nous déterminons les paramètres de Stokes pour différents ω_d et ω_c (voir Fig.4.12). On peut constater que lorsque la boîte quantique s'écarte de la résonance ($\omega_d \neq \omega_c$), les effets de la boîte quantique sur la polarisation sont beaucoup moins importants.

3. $b_H^{out} = \frac{b_L^{out} + b_R^{out}}{\sqrt{2}}$, $b_V^{out} = i \frac{b_L^{out} - b_R^{out}}{\sqrt{2}}$, $b_D^{out} = \frac{1-i}{2} b_L^{out} + \frac{1+i}{2} b_R^{out}$, $b_A^{out} = \frac{1+i}{2} b_L^{out} + \frac{1-i}{2} b_R^{out}$

4. déphasage pur nul : $\gamma = \frac{\gamma_{sp}}{2}$; déphasage pur non nul : $\gamma = \frac{\gamma_{sp}}{2} + \gamma^*$

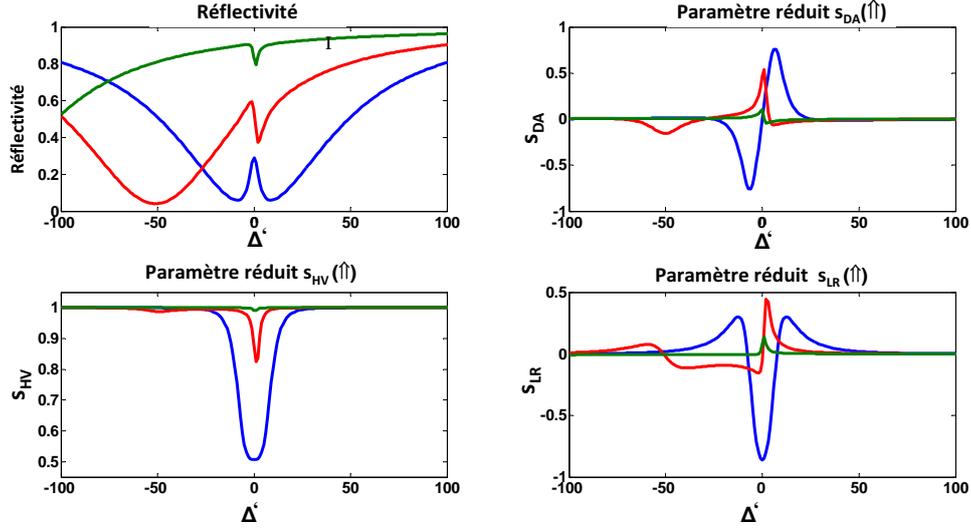


FIGURE 4.12. – Spectres des paramètres de Stokes de l'état $|\uparrow\uparrow\rangle$ en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de 40% pour différentes énergies de cavité. La courbe bleue correspond à une boîte quantique en résonance avec le mode ($\omega_d = \omega_c$), la courbe rouge correspond à une boîte quantique à la moitié du mode ($\omega_d = \omega_c + \frac{\kappa}{2}$) et la verte correspond à une boîte quantique quasiment hors résonance ($\omega_d > \omega_c + \kappa$).

N'étant pas à résonance avec la cavité, peu de photons interagissent avec la boîte quantique et la majorité des photons sont réfléchis. Lorsque ω_d est nettement différent de ω_c (courbe verte sur la figure 4.12), nous pouvons noter que $s_{HV} \sim 1$ ce qui se traduit par $|\Psi_{in}\rangle \sim |\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{in}\rangle \sim |\Psi_{\downarrow}\rangle$. Sur les spectres de s_{DA} et s_{RL} obtenus dans cette situation (également en vert sur la figure 4.12), l'amplitude de ces deux paramètres de Stokes est plus faible que dans le cas $\omega_d = \omega_c$, correspondant à des angles Θ et Φ plus faibles (lorsque $\omega_d = \omega_c$, $\Theta_{max} \sim 25^\circ$ et $\Phi_{max} \sim 30^\circ$ alors que $\Theta_{max} \sim 3^\circ$ et $\Phi_{max} \sim 4^\circ$ lorsque $\omega_d - \omega_c > \kappa$). Lorsque $\omega_d - \omega_c > \kappa$, la lumière réfléchie a donc un état de polarisation très proche de celui du faisceau incident et la rotation de polarisation est donc faible.

4.3.4. Influence des paramètres caractéristiques du dispositif : C et

η_{top}

Dans les sections précédentes, nous avons présenté des spectres de paramètres de Stokes pour un micropilier ayant les paramètres de cavité $\kappa = 200 \mu\text{eV}$ et $\eta_{top} = 40\%$. Pour la boîte quantique, les paramètres du système sont $g = 20 \mu\text{eV}$ et $\gamma = 2 \mu\text{eV}$. La coopérativité est donc égale à $C = 1$ dans un tel cas. Nous allons dans cette partie étudier l'influence des paramètres de la boîte quantique et de la cavité sur les paramètres de Stokes.

Dans la figure 4.13, nous traçons les paramètres de Stokes pour une efficacité d'extraction η_{top} de 20%, 40% et 60% et une même coopérativité ($C=1$). On remarque qu'à $\eta_{top} = 20\%$ (les courbes en bleu sur la figure 4.13), la valeur de s_{HV} est très proche de 1 quelle que soit l'énergie du laser, mettant en évidence une faible modification de la polarisation incidente. Dans ce micropilier, peu de lumière est extraite, et l'interférence entre le faisceau directement

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

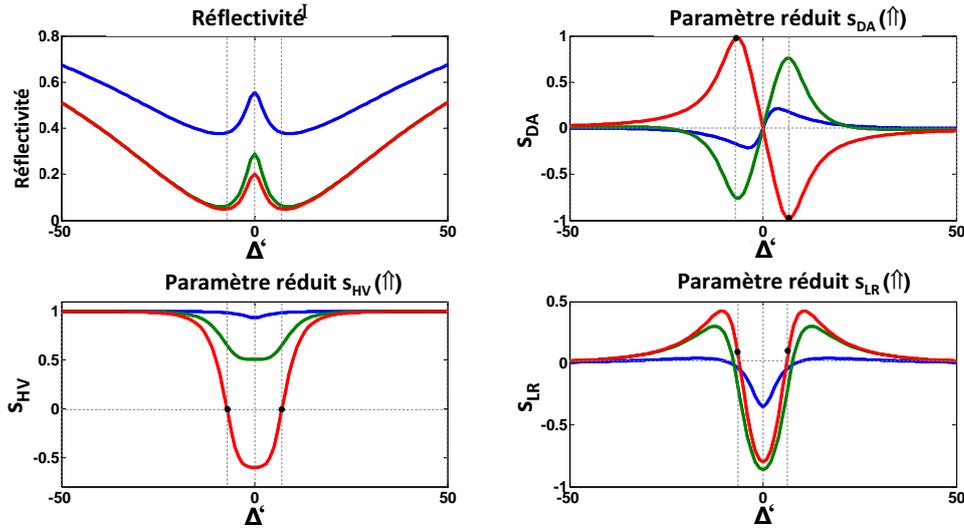


FIGURE 4.13. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ lorsque $\omega_d = \omega_c$ pour une efficacité d'extraction de $\eta_{top} = 0.2$ (bleu), $\eta_{top} = 0.4$ (vert) et $\eta_{top} = 0.6$ (rouge) dans le cas où le spin est dans l'état $|\uparrow\rangle$. Les points noirs (situés à $\Delta' = \pm 7$) correspondent à $s_{HV} = 0$, c'est à dire $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$.

réfléchi et le faisceau ressortant du micropilier (voir 4.2) est faible résultant en une rotation de polarisation faible. Si on prend le micropilier avec $\eta_{top} = 60\%$ et $C = 1$ (les courbes en rouge sur la figure 4.13), le paramètre s_{HV} descend très bas, jusqu'à atteindre des valeurs négatives, ce qui correspond à une rotation très importante de la polarisation incidente. On peut noter que pour certaines énergies du laser ω ($\Delta' = \pm 7$ sur la figure 4.13), s_{HV} est égal à 0 ce qui traduit l'orthogonalité entre $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ ou $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ ($|s_{HV}| = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle| = 0$). Suivant que le spin est dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$, $s_{DA}(\uparrow) \sim +1$ ainsi que $s_{DA}(\downarrow) \sim -1$ correspondant à une rotation de polarisation $\pm 45^\circ$ ($|\Psi_{\uparrow}\rangle \sim |D\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle \sim |A\rangle$). Ce calcul montre que pour une certaine énergie ω , il est possible d'avoir $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ dans un micropilier avec $\eta_{top} = 60\%$ et $C = 1$.

Pour avoir une idée plus générale de l'influence de η_{top} sur les paramètres de Stokes, nous avons tracé sur la figure 4.14, la valeur absolue minimale de s_{HV} en fonction de η_{top} lorsque $C = 1$. Cette courbe montre que lorsque l'efficacité d'extraction est supérieure à 50%, le paramètre s_{HV} et donc $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle$ peut être égal à 0 pour certaines énergies ω . Sur ces micropiliers, il est donc possible d'obtenir deux états de polarisation orthogonaux, et de faire une mesure parfaite de rotation de polarisation comme vu dans la section 4.2. Cette courbe met en exergue l'importance de η_{top} , c'est à dire de l'interférence entre le faisceau directement réfléchi et le faisceau injecté puis extrait de la cavité, dans le phénomène de rotation de polarisation schématisé sur la figure 4.5.

On s'intéresse maintenant à l'influence de la coopérativité. Dans un premier temps, on considère un micropilier avec une efficacité d'extraction de $\eta_{top} = 40\%$ et $\kappa = 200\mu eV$. La boîte quantique a un taux de décohérence de $\gamma = 2\mu eV$ et la constante de couplage g varie afin de modifier la coopérativité $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$. Dans la figure 4.15, les paramètres de Stokes ont été tracés pour des coopérativités égales à 0.25, 1 et 4.

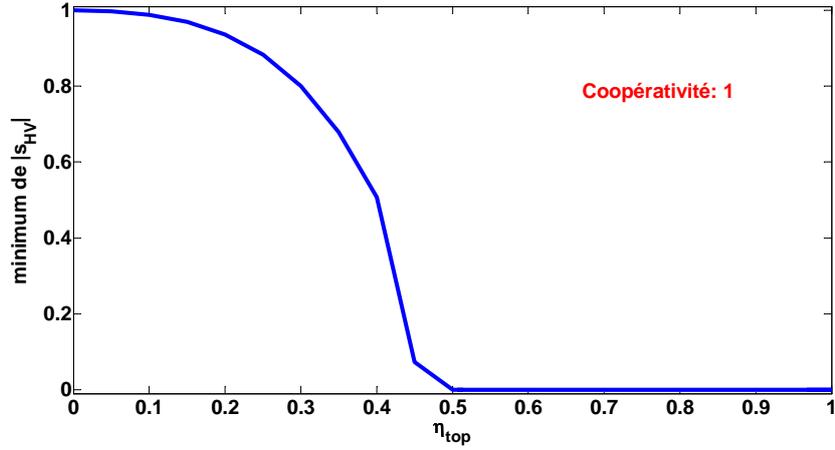


FIGURE 4.14. – valeur absolue minimale de $|s_{HV}| = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|$ en fonction de l'efficacité d'extraction pour $C=1$. Lorsque $\eta_{top} > 50\%$, la condition $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ peut être atteinte.

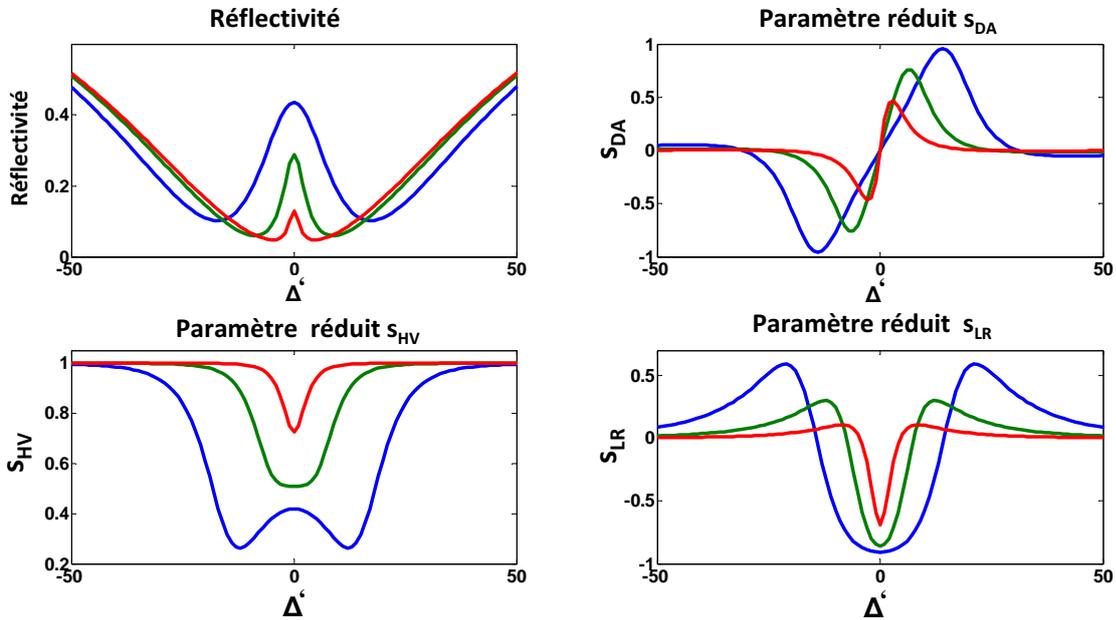


FIGURE 4.15. – Paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 0.25 (rouge), 1 (vert) et 4 (bleu).

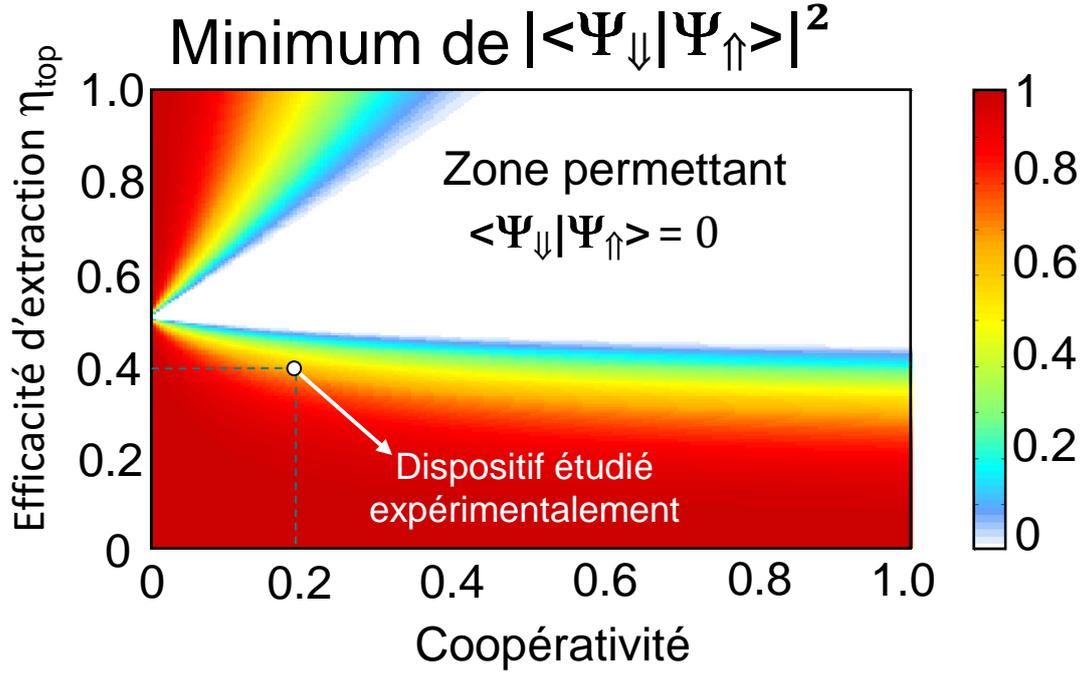


FIGURE 4.16. – Carte représentant la valeur minimale de $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ en fonction de l'efficacité d'extraction η_{top} et de coopérativité C déterminée à partir l'ensemble des Δ et Δ' possibles (en pratique ω_c fixe et nous faisons varier ω et ω_d). Le point blanc représente les caractéristiques de notre échantillon.

Ces courbes montrent que plus la coopérativité est grande, plus le paramètre s_{HV} est susceptible d'être bas et se rapproche de 0. On observe également sur les spectres de s_{DA} et s_{RL} que l'amplitude de ces spectres (et donc les contrastes $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow)$ et $s_{RL}(\uparrow) - s_{RL}(\downarrow)$) est d'autant plus grande que la coopérativité est grande suggérant des angles Θ et Φ plus grands à forte coopérativité (voir équation 4.7). Comme attendu, plus la coopérativité est grande, plus la rotation de polarisation est importante.

Pour pouvoir étudier l'influence de la coopérativité et de l'efficacité d'extraction, qui sont les deux facteurs de mérite de notre système, nous avons tracé la carte de la figure 4.16. Cette carte représente le minimum de $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ en fonction de C et η_{top} . En pratique, pour chaque valeur de C et η_{top} , qui caractérisent un dispositif donné, nous avons calculé $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ sur une large plage de valeurs de $\Delta = 2\frac{\omega - \omega_c}{\kappa}$ et $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$, qui constituent des paramètres ajustables expérimentalement via la longueur d'onde du laser (ajustement de ω) et la température (ajustement de $\omega_d - \omega_c$). Nous avons ensuite déterminé la valeur minimale de $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ pour chaque valeur de C et η_{top} en explorant l'ensemble des valeurs Δ et Δ' possibles.

On voit apparaître sur cette carte, une large zone blanche où il est possible d'obtenir $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$. Nous avons également représenté les caractéristiques de notre échantillon ($\eta_{top} \approx 0.4$ et $C = 0.2$ comme vu dans le chapitre 3) qui se trouve hors de la zone où $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ est possible. Les mesures des paramètres de Stokes sont détaillées dans le

prochain chapitre et nous noterons ici que nous ne pouvons avoir deux états orthogonaux ($|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2 \neq 0$) avec cet échantillon mais qu'il est possible de discerner les deux états de polarisation associés aux états de spin car $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|_{min}^2 \sim 0.5 \neq 1$.

Il est mis en évidence sur ce graphique, que même lorsque la coopérativité est faible, si l'efficacité d'extraction est adéquate, la rotation de polarisation peut être idéale. Avec une efficacité d'extraction proche de 50%, $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2 = 0$ peut être obtenu quelle que soit la coopérativité du système. Ces calculs montrent donc que même avec une coopérativité relativement faible, si l'efficacité d'extraction est suffisante, un paramètre s_{HV} nul peut être atteint.

Cependant, pour que l'interface spin-photon soit efficace, en plus de permettre l'orthogonalité des états $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$, il faut également étudier la réflectivité qui donne la probabilité pour qu'un photon soit réfléchi et non transmis ou perdu par le système (émission spontanée hors du mode ou pertes optiques de la cavité). Il n'est pas forcément utile, en effet, de développer un système assurant $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ pour les photons réfléchis, si la plupart des photons ne sont pas réfléchis en premier lieu. Ainsi, même si $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2 = 0$, si la réflectivité est faible, peu de photons seront réfléchis et donc peu de photons seront mesurés (par exemple, si $R = 0.1$ et $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2 = 0$, nous avons seulement 10% de chance de mesurer l'état de spin par l'intermédiaire d'un photon incident). Sur la carte de la figure 4.17, nous avons donc étudié la réflectivité maximale qui peut être obtenue lorsque la condition $|\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2 = 0$ est remplie, en fonction de la coopérativité C et de l'efficacité d'extraction η_{top} . Nous remarquons que plus $\eta_{top} \rightarrow 1$, plus la réflectivité est grande comme nous l'avons vu dans le chapitre 2. Nous observons également que la réflectivité augmente à mesure que la coopérativité augmente (voir chapitre 2). Sur la figure 4.17, nous avons représenté deux exemples de dispositif : le premier dispositif dont les paramètres sont $\eta_{top} \approx 66\%$ et $C \approx 0.3$, la condition d'orthogonalité $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ est obtenue lorsque $R = 10\%$ et il y a donc seulement 10% de chance de mesurer l'état de spin. En augmentant la coopérativité à $C=2.5$ (cette coopérativité correspondant au dispositif utilisé pour démontrer le seuil de non linéarité à 8 photons) et considérant une efficacité d'extraction de $\eta_{top} = 90\%$, la valeur de la réflectivité obtenue lorsque $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$, est $R = 65\%$ ce qui augmente grandement les chances de mesurer l'état de spin.

Pour obtenir une interface optimale, le dispositif devrait avoir une efficacité d'extraction η_{top} proche de $\eta_{top} \sim 1$ et une grande coopérativité pour mesurer l'état de spin parfaitement avec une grande probabilité de succès.

4.4. Les paramètres de Stokes pour un pilier elliptique

Jusqu'à maintenant, nous avons étudié les paramètres de Stokes pour des piliers parfaitement cylindrique. En réalité, les piliers sont généralement elliptiques (vus du dessus) et nous avons observé dans les chapitres 2 et 3 que l'écart entre les modes du pilier avait des conséquences sur la réponse optique du système et sur l'initialisation de spin. L'idée de cette section est donc de comprendre l'effet de l'ellipticité sur les paramètres de Stokes : l'étude nous permettra de déterminer s'il est possible d'obtenir une interface spin photon parfaite c'est à dire deux états de polarisation orthogonaux pour les deux états de spin dans le cas

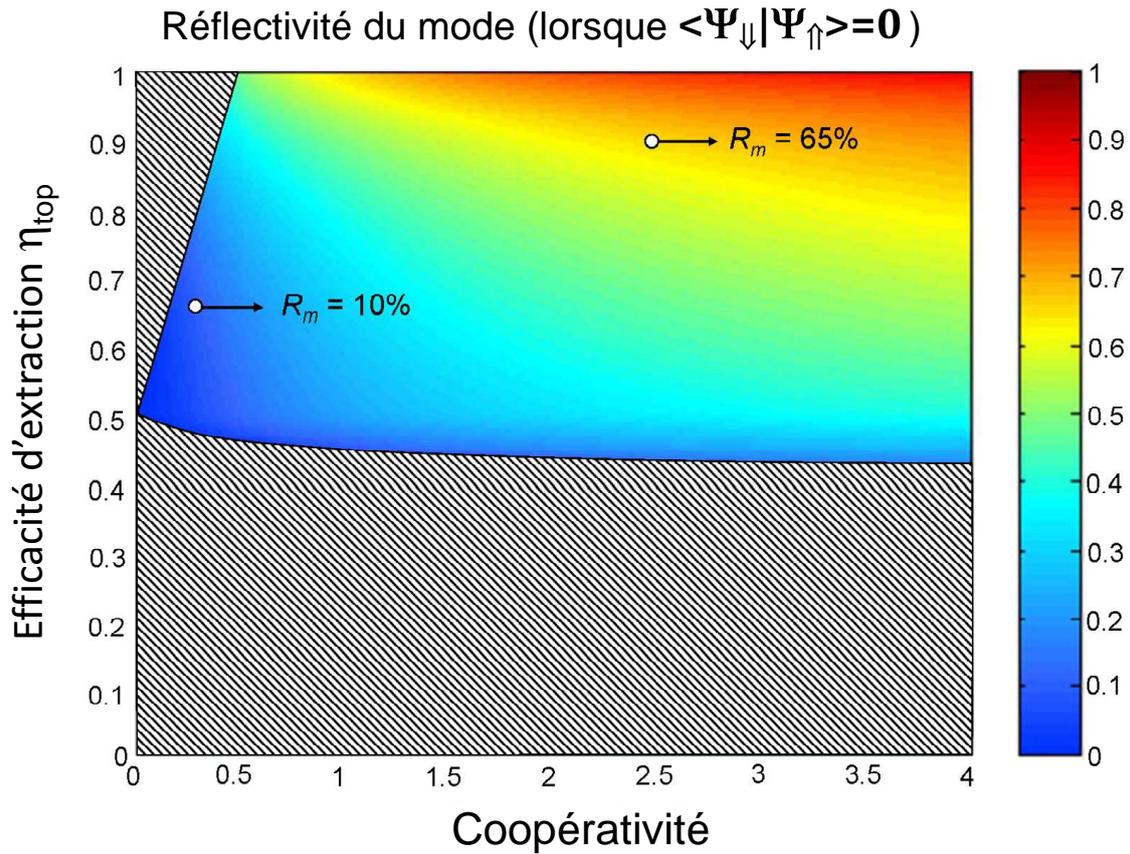


FIGURE 4.17. – Carte représentant la valeur maximale de R_m lorsque $|s_{HV}| = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle| = 0$ en fonction de l'efficacité d'extraction η_{top} et de coopérativité C déterminée à partir de l'ensemble des Δ et Δ' possibles (en pratique ω_c fixe et nous faisons varier ω et ω_d).

d'un pilier non cylindrique.

4.4.1. Expression analytique des paramètres de Stokes pour un pilier elliptique

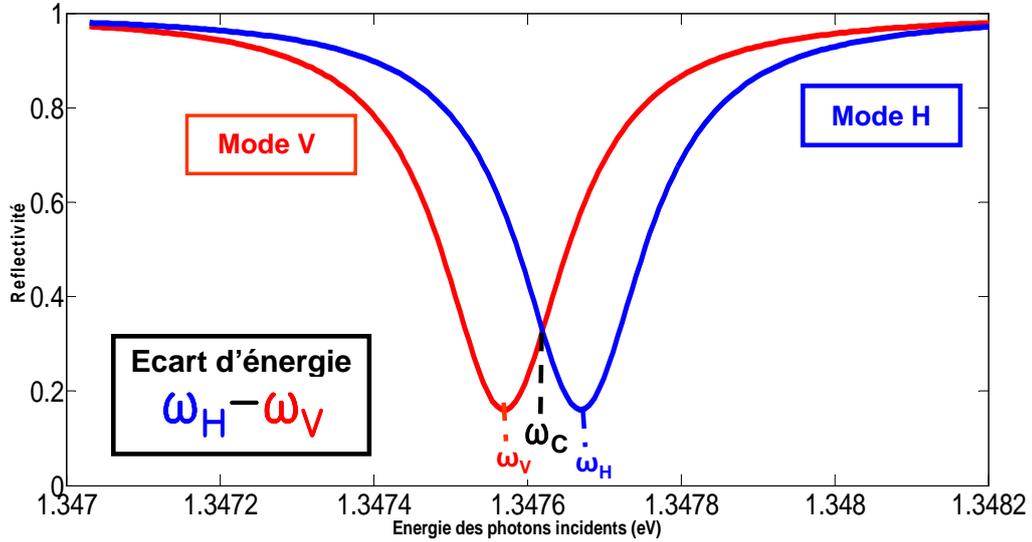


FIGURE 4.18. – Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie des photons incidents, représentant les deux modes de cavité d'un micropilier elliptique. La résonance du mode H est centrée sur ω_H , et la résonance du mode V est centrée sur ω_V . La séparation des modes est définie par l'écart en énergie entre les deux modes $\omega_H - \omega_V$.

Lorsqu'un pilier est elliptique, deux modes de cavité sont non-dégénérés comme le montre la figure 4.18 avec un mode de cavité d'énergie ω_H et un autre mode d'énergie ω_V (dans le chapitre 3, nous avons mesuré une séparation de mode de $\omega_H - \omega_V = 90\mu\text{eV}$). Ces modes sont définis par rapport aux axes transverses du micropilier et on caractérise un pilier elliptique par l'écartement relatif des modes de haute énergie et de basse énergie, noté $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa}$. Du point de vue de la polarisation des photons incidents, le pilier, de par son ellipticité, transforme une partie des photons polarisés circulaire gauche en photons polarisés circulaire droit et inversement : l'ellipticité aura donc une influence dans le phénomène de rotation de polarisation. Pour calculer ces paramètres de Stokes, nous avons déterminé les coefficients α , β , γ vus précédemment dans la section 4.3.1 (voir équations 4.27) qui dépendent de l'écart en énergie δ à partir du modèle semi classique de la réflectivité de l'annexe 2. Les expressions finales de ces coefficients sont données ci-dessous :

$$\begin{aligned}
 \alpha &= C(1 - r_0) \\
 \beta &= \Delta_H(1 + C - \Delta_H\Delta') + r_0(\Delta' + \Delta_H) + C\Delta_H \\
 \gamma &= r_0(1 + C - \Delta'\Delta_H) - \Delta_V(\Delta_H + \Delta') + C
 \end{aligned}
 \tag{4.36}$$

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

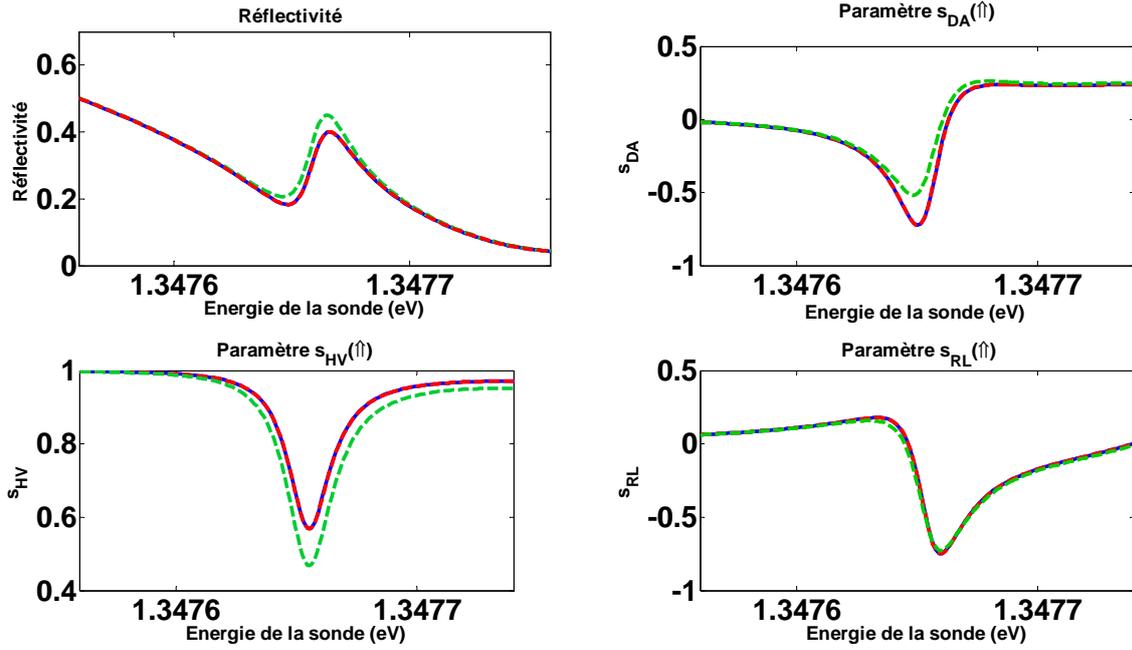


FIGURE 4.19. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de 40% ($\kappa = 200\mu\text{eV}$, $g = 20\mu\text{eV}$, $\gamma = 2\mu\text{eV}$) et une boîte quantique éloignée de la résonance. La séparation des modes est de $100\mu\text{eV}$. Le spectre en haut à gauche, est le spectre de réflectivité correspondant au système. Les trois autres spectres correspondent à s_{HV} , s_{DA} , s_{RL} . Le spectre en bleu a été calculé avec le modèle analytique. Les courbes rouge et verte ont respectivement été calculées sans et avec déphasage pur ($\gamma^* = 1.75\mu\text{eV}$)

Ces formules sont valables seulement lorsque la polarisation incidente est la même que le mode de cavité de haute énergie, c'est à dire le mode H ($|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle$), et on utilise $\Delta_H = 2\frac{\omega - \omega_H}{\kappa} = \Delta + \frac{\delta}{2}$ et $\Delta_V = 2\frac{\omega - \omega_V}{\kappa} = \Delta - \frac{\delta}{2}$. Lorsque le pilier est circulaire, les modes sont dégénérés ($\omega_H = \omega_V = \omega_C$) et $\Delta_H = \Delta_V = \Delta$ ($\delta = 0$). On retrouve alors les mêmes expressions de α , β , γ que dans la section précédente pour un pilier circulaire. Les paramètres de Stokes en fonction de ces coefficients restent inchangés :

$$\begin{aligned}
 s_{HV}(\uparrow) &= \frac{\alpha^{\uparrow 2} - \beta^{\uparrow 2} - \gamma^{\uparrow 2}}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = s_{HV}(\downarrow) \\
 s_{DA}(\uparrow) &= 2\frac{\alpha^{\uparrow}\gamma^{\uparrow}}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = -s_{DA}(\downarrow) \\
 s_{RL}(\uparrow) &= -2\frac{\beta^{\uparrow}\gamma^{\uparrow}}{\alpha^{\uparrow 2} + \beta^{\uparrow 2} + \gamma^{\uparrow 2}} = -s_{RL}(\downarrow)
 \end{aligned}
 \tag{4.37}$$

Sur la figure 4.19, nous comparons le modèle semiclassique et le modèle numérique exact dans le cas d'un pilier anisotrope avec $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 50\%$. Nous pouvons constater un très bon accord entre les deux modèles en absence de déphasage pur. En présence de déphasage pur, les spectres des paramètres de Stokes sont légèrement différents, mais restent cependant relativement proches de ceux calculés avec déphasage pur.

En utilisant ces nouvelles expressions, nous pouvons étudier l'influence de l'ellipticité du

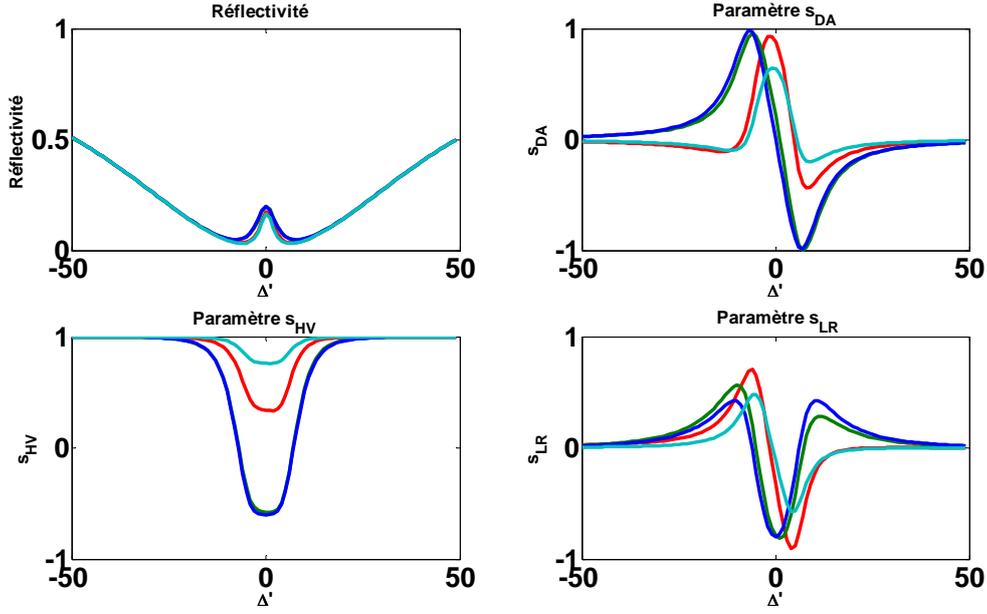


FIGURE 4.20. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de 0.6 et $\omega_d = \omega_H$ en considérant un état de spin $|\uparrow\rangle$. Les spectres en haut à gauche sont les spectre de réflectivité tandis que les trois autres figures réunissent les spectres correspondant aux trois paramètres de Stokes s_{HV} , s_{DA} , s_{RL} . Les courbes bleues correspondent à un pilier circulaire ($\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 0$), les courbes vertes correspondent à $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 10\%$, les courbes rouges correspondent à $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 100\%$, et les courbes cyan correspondent à $\delta = 200\%$.

micropilier sur les paramètres de Stokes.

4.4.2. Influence de l'ellipticité sur les paramètres de Stokes

Nous étudions tout d'abord, l'influence générale de l'ellipticité sur les paramètres de Stokes pour $C = 1$ et $\eta_{top} = 0.6$. Pour chaque simulation de la figure 4.20, on place la boîte quantique en résonance avec le mode de haute énergie ($\omega_H = \omega_d$).

Lorsque le pilier est parfaitement symétrique ($\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 0$), nous pouvons avoir $s_{HV} = 0$ synonyme d'une parfaite orthogonalité entre les deux états de polarisation associés aux états de spin ($\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$) comme vu dans la section précédente. A faible anisotropie ($\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 10\%$), le spectre s_{HV} est très similaire à celui du pilier ayant $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 0$ (quasiment confondu avec le spectre s_{HV} du pilier circulaire en bleu sur la figure 4.20) et il est possible d'obtenir $s_{HV} = 0$. Une faible anisotropie affecte très peu la rotation de polarisation, modifiant légèrement les spectres de s_{DA} et s_{RL} mais ne modifiant quasiment pas l'amplitude de la rotation de polarisation.

En revanche, on voit clairement que le paramètre $s_{HV} > 0$ pour des fortes anisotropies ($\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 100\%$ et $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 200\%$). Dans ces conditions, nous ne pouvons plus atteindre $s_{HV} = 0$. L'effet de rotation de polarisation est donc moins important lorsque le pilier est fortement anisotrope si $\omega_d = \omega_H$. avec notamment des contrastes moins importants sur

4. Rotation de polarisation et paramètres de Stokes

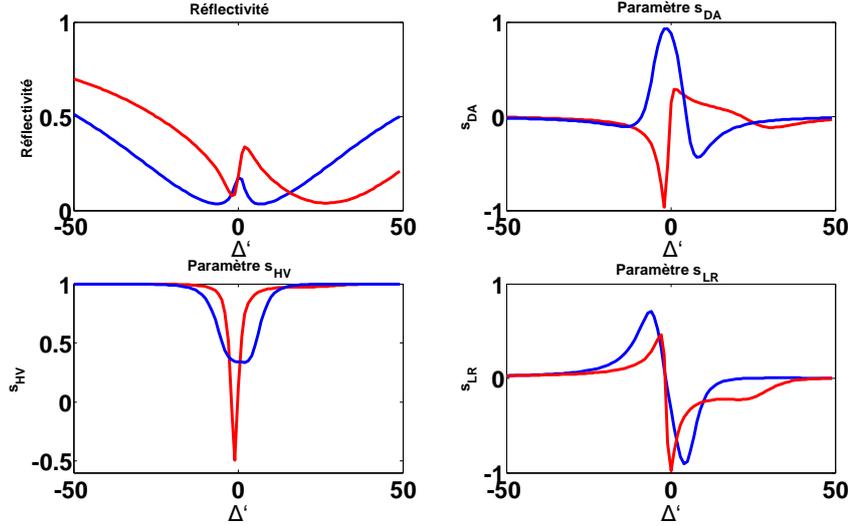


FIGURE 4.21. – Spectres des paramètres de Stokes en fonction de $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$ pour une coopérativité de 1, une efficacité d'extraction de $\eta_{top} = 0.6$, $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 100\%$ et un état de spin $|\uparrow\rangle$. Les courbes bleues correspondent à $\omega_d = \omega_H$ et les courbes rouges correspondent à $\omega_d \sim \omega_H + \frac{\kappa}{4}$

les spectres de s_{DA} et s_{RL} . L'effet de l'anisotropie de la cavité est cependant, moins visible sur ces spectres car les angles de rotation de polarisation restent macroscopiques (pour $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 200\%$, nous pouvons atteindre $\Phi \sim 20^\circ$ et $\Theta \sim 15^\circ$).

Le maximum de rotation de polarisation, correspondant un minimum du paramètre s_{HV} , n'est cependant, pas forcément obtenu lorsque $\omega_d = \omega_H$. Sur la figure 4.21, nous avons tracé les spectres des paramètres de Stokes dans le cas où $\omega_d = \omega_H$ et dans le cas $\omega_d = \omega_H + \frac{\kappa}{4}$ pour un pilier anisotrope avec $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 100\%$, avec des paramètres identiques à la figure 4.20 ($C = 1$ et $\eta_{top} = 60\%$). Sur les spectres de s_{HV} , on observe que lorsque $\omega_H + \frac{\kappa}{4}$, le paramètre s_{HV} peut atteindre la valeur de 0. On note également, comme mis en évidence sur la figure 4.21, que les deux valeurs de Δ' permettant d'obtenir s_{HV} correspondent pour l'une d'entre elle, à $s_{DA} = -1$ (c'est à dire $|\Psi_{\uparrow}\rangle = |A\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle = |D\rangle$) et pour l'autre, à $s_{RL} = -1$ (c'est à dire $|\Psi_{\uparrow}\rangle = |L\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle = |R\rangle$). On voit clairement qu'il est possible d'atteindre des états orthogonaux, même dans le cas d'un micropilier avec une anisotropie significative, en choisissant soigneusement l'écart $\omega_d - \omega_H$ ainsi que l'énergie du laser ω .

4.4.3. Interface parfaite avec un pilier anisotrope

Comme pour le cas du pilier circulaire, nous avons tracé une carte du minimum de $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ en fonction de la coopérativité et de l'efficacité d'extraction η_{top} en explorant l'ensemble des combinaisons possibles de $\omega_d - \omega_H$ et ω , c'est à dire l'ensemble des valeurs possibles de Δ' et Δ .

Si on s'intéresse, dans un premier temps, à un pilier avec une séparation de mode de $\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 50\%$, nous obtenons la carte de la figure 4.22. Cette carte est très semblable à celle d'un pilier cylindrique car l'anisotropie est faible ($\delta = 50\%$) : nous retrouvons une large zone (blanche sur la carte) où il est possible d'atteindre $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$.

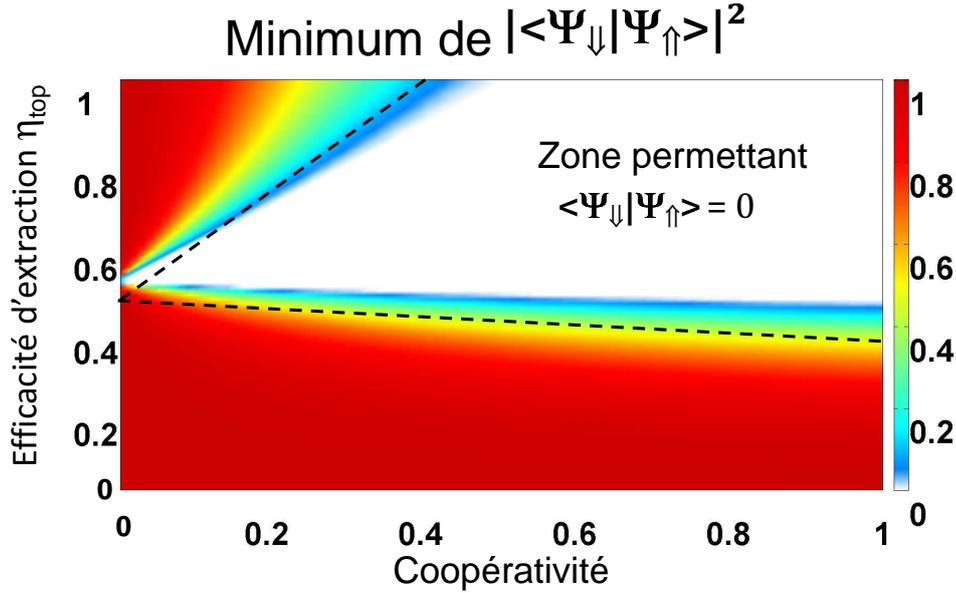


FIGURE 4.22. – Carte représentant la valeur minimale de $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ en fonction de C et η_{top} obtenue en explorant l'ensemble des valeurs Δ et Δ' pour $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 50\%$. La zone blanche représente un paramètre s_{HV} minimal nul où il est possible d'obtenir deux états de polarisation orthogonaux. Les lignes en pointillé représentent la limite de la zone où $s_{HV} = 0$ pour un pilier circulaire ($\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 0\%$).

Si on prend le cas d'un pilier fortement elliptique avec une séparation de mode de $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 200\%$, nous obtenons la carte de la figure 4.23. Cette carte ressemble également à celle du pilier circulaire mais la zone des paramètres où s_{HV} peut être nul, c'est à dire $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$, est plus restreinte que dans le cas du pilier circulaire. Cependant, cette zone reste relativement large et avec des paramètres réalistes pour le dispositif, il est toujours possible d'avoir un paramètre s_{HV} nul pour un écart entre boîte quantique-cavité et une énergie des photons incidents appropriée. Il est donc possible d'obtenir deux états de polarisation orthogonaux, c'est à dire une interface parfaite spin-photon, même avec un pilier elliptique.

4.5. Conclusion

Nous avons introduit un modèle analytique permettant de calculer les paramètres de Stokes de la lumière réfléchiée sur un dispositif donné, pour en déduire la rotation de polarisation induite par un spin. Nous avons également introduit un modèle numérique exact permettant de valider ce modèle analytique.

Dans le cas idéal, cette rotation de polarisation peut atteindre $\Phi = \pm 45^\circ$ correspondant à deux états de polarisation orthogonaux $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$. Si cette condition est remplie, il est alors possible de mesurer l'état de spin avec un photon unique ouvrant la voie à l'intrication spin-photon qui est commentée dans le chapitre 6.

Nous avons démontré qu'une telle interface spin-photon optimale pouvait être construite à partir d'un dispositif avec des paramètres réalistes (coopérativité, efficacité d'extraction)

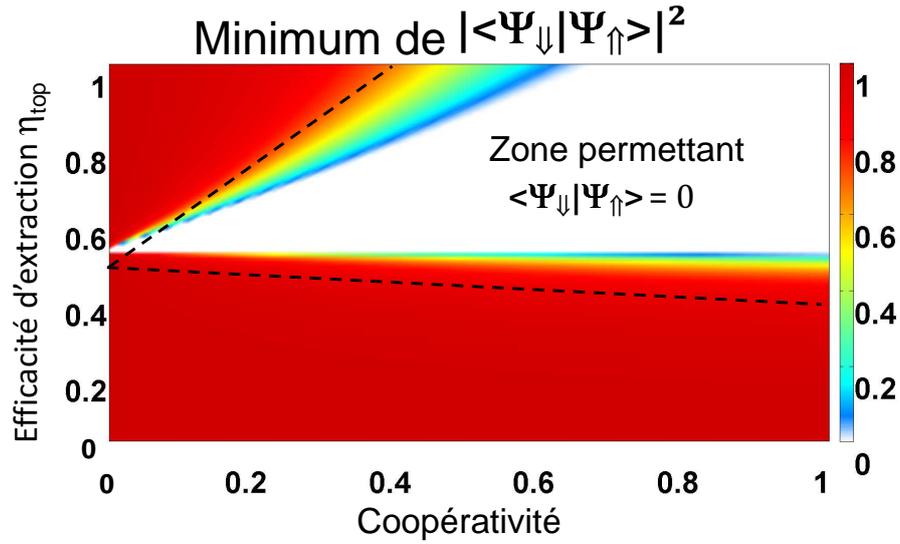


FIGURE 4.23. – Carte représentant la valeur minimale de $|s_{HV}|^2 = |\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle|^2$ en fonction de C et η_{top} obtenue en explorant l'ensemble des valeurs Δ et Δ' pour $\delta = \frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 200\%$. La zone blanche représente un paramètre s_{HV} minimal nul où il est possible d'obtenir deux états de polarisation orthogonaux. Les lignes en pointillé représentent la limite de la zone où $s_{HV} = 0$ pour un pilier circulaire ($\frac{\omega_H - \omega_V}{\kappa} = 0\%$)..

et qu'elle peut aussi être obtenue dans des micropiliers anisotropes.

5. Démonstration expérimentale de la rotation de polarisation macroscopique induite par un spin unique

Expérimentalement, la rotation de polarisation induite par un spin unique dans des boîtes quantiques a été démontrée dans le groupe d'Atac Imamoglu avec des boîtes quantiques sans cavité en 2007 [26] et dans le groupe de David Awschalom avec des boîtes quantiques en cavité planaire en 2006 [25] (voir chapitre 1). Dans ces démonstrations, la rotation de la polarisation réfléchie ou transmise par rapport à la polarisation incidente est induite par le spin d'un électron et mesurée à environ $15\mu rad$ sans cavité et $100\mu rad$ avec cavité. Dans ces expériences, l'angle de rotation reste faible du fait de la faible interaction du faisceau incident avec les boîtes quantiques. Comme proposé dans l'article de Hu et al [30] et analysé dans le précédent chapitre, l'utilisation d'une cavité optimisée couplée à une boîte quantique permet d'améliorer l'interaction entre la boîte quantique et le faisceau incident. Nous illustrons ici l'efficacité des boîtes quantiques en micropilier en démontrant des angles de rotation de polarisation macroscopiques.

Dans ce chapitre, nous utilisons la boîte quantique en micropilier caractérisée dans le chapitre 3 et la méthode d'initialisation de spin optique pour obtenir un état de spin bien défini. De plus, nous utilisons un faisceau de sonde polarisé linéairement afin d'observer le phénomène de rotation de la polarisation réfléchie. Nous présentons ici des angles de rotation macroscopiques d'environ $\pm 6^\circ$ soit trois ordres de grandeur supérieurs par rapport à l'état de l'art précédent.

La première section de ce chapitre décrit le montage expérimental utilisé pour mesurer la rotation de polarisation sur notre boîte quantique en micropilier. La seconde section présentera les mesures expérimentales des paramètres de Stokes présentés dans le chapitre. Nous discuterons des mesures expérimentales dans la troisième section de ce chapitre en comparant ces mesures au modèle théorique du chapitre 4.

5.1. Description du montage expérimental de rotation de polarisation

5.1.1. Principe de la mesure de rotation de polarisation

Dans le chapitre 3, nous avons démontré expérimentalement que le spin d'un trou confiné à l'intérieur de la boîte quantique pouvait être initialisé avec un faisceau polarisé circulairement à résonance avec la transition. Pour pouvoir observer le phénomène de rotation de polarisation induite par un spin unique, nous utilisons donc deux faisceaux incidents : un premier faisceau de pompe polarisé circulairement initialise le spin du trou dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$. Un deuxième faisceau polarisé linéairement est utilisé comme sonde, et voit sa polarisation modifiée par l'état de spin initialisé. L'analyse des paramètres de Stokes de la polarisation du faisceau réfléchi dans les différentes bases doit alors mettre en évidence la rotation de polarisation du faisceau réfléchi par rapport au faisceau incident.

Pour pouvoir mettre en oeuvre cette expérience, plusieurs améliorations du montage expérimental ont été nécessaires. Le schéma général est donc représenté sur la figure 5.1. Le faisceau de sonde utilise le chemin optique du faisceau incident utilisé pour la spectroscopie résonante. Un chemin optique supplémentaire est ajouté au montage expérimental pour le faisceau de pompe et est décrit dans la section 5.1.2 de ce chapitre. Nous avons également ajouté plusieurs éléments optiques pour analyser la polarisation du faisceau de sonde réfléchi, comme décrit dans la section 5.1.4.

Le nouveau montage expérimental répond à plusieurs contraintes :

- La puissance et la polarisation des deux faisceaux incidents peuvent être réglés indépendamment.
- Le modulateur électro-optique se trouve seulement sur le chemin optique de la sonde pour pouvoir mesurer l'intensité du faisceau de sonde réfléchi indépendamment du faisceau de pompe.
- Il faut pouvoir séparer les composantes de la lumière dans différentes bases afin de pouvoir mesurer tous les paramètres de Stokes.
- Pour pouvoir initialiser le spin correctement, il faut que le faisceau de sonde ne perturbe pas le faisceau de pompe.

Dans la suite de cette section, nous décrivons plus attentivement les différentes améliorations apportées au montage expérimental.

5.1.2. Ajout d'un faisceau de pompage

Effectuant nos mesures avec un temps d'intégration typique de 1ms, nous n'avons pas la résolution temporelle pour observer en temps réel les fluctuations de spin (se traduisant par une alternance très rapide entre les deux états de polarisation). Sans initialisation, on mesurerait une moyenne sur les deux états de polarisation, et même si cela ne pose aucun problème dans le cas de $\langle s_{HV} \rangle$ car $s_{HV}(\uparrow) = s_{HV}(\downarrow)$, aucun signal ne serait mesuré pour $\langle s_{DA} \rangle$ et $\langle s_{LR} \rangle$ car $s_{DA}(\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow)$ et $s_{LR}(\uparrow) = -s_{LR}(\downarrow)$ (voir chapitre 4).

Pour observer la rotation de spin pour chaque état de spin, nous initialisons donc le spin dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$ via les polarisations circulaires $|R\rangle$ et $|L\rangle$. Dans la section 3 du chapitre

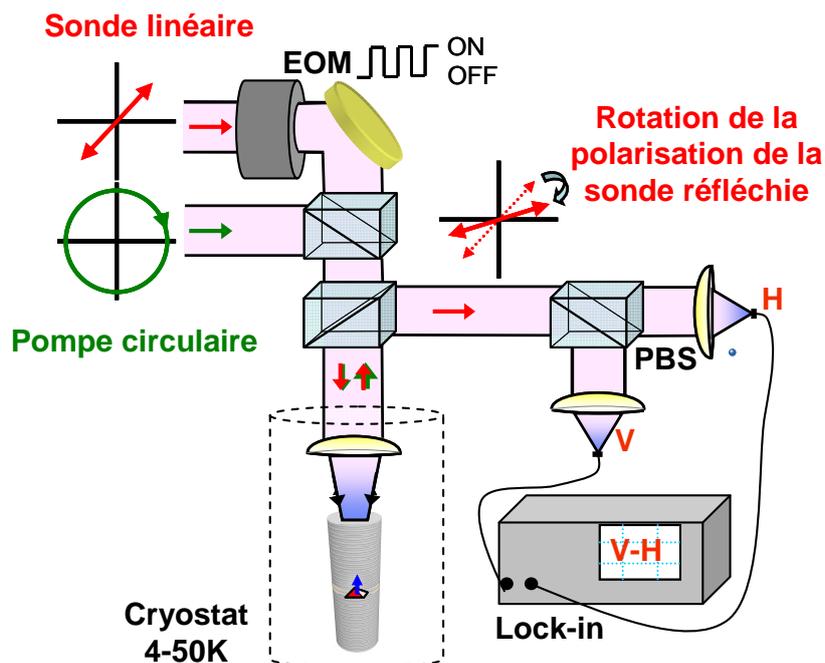


FIGURE 5.1. – Schéma général du montage expérimental pour mesurer la rotation de polarisation induite par un spin. Un état de spin est initialisé par le faisceau de pompe

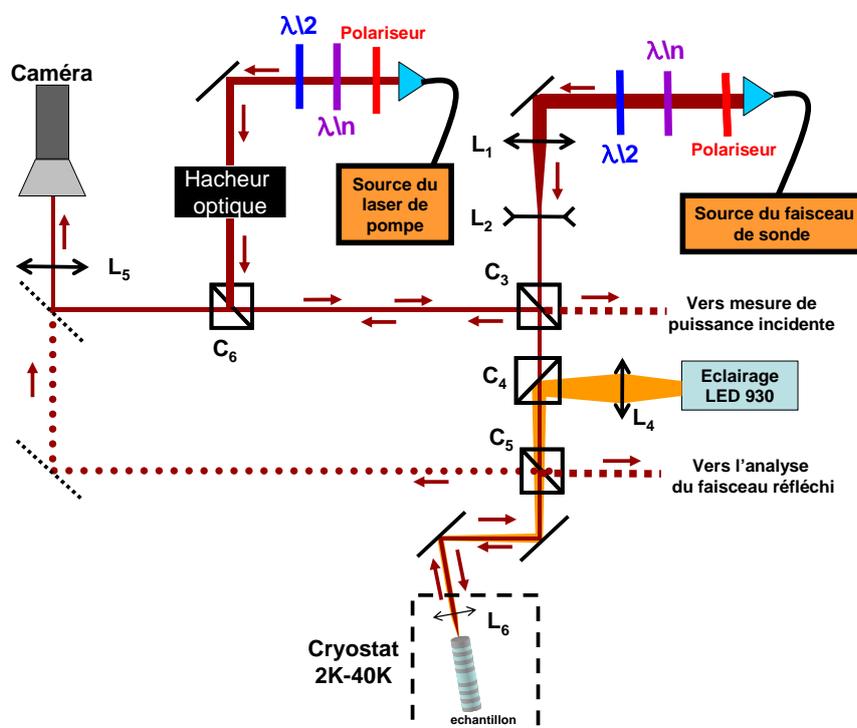


FIGURE 5.2. – Schéma de la partie “mise en forme du faisceau, alignement et visualisation” du montage expérimental. Une ligne optique supplémentaire a été ajoutée pour utiliser simultanément un faisceau de pompe et un faisceau de sonde.

3, nous avons pu observer que nous pouvions initialiser efficacement l'état de spin.

Pour pouvoir initialiser le spin et le mesurer en même temps, nous avons ajouté un chemin optique pour pouvoir utiliser un deuxième faisceau comme le montre la figure 5.2. Pour que les faisceaux de sonde et de pompe aient des longueurs d'onde différentes, nous utilisons un deuxième laser accordable Toptica DL pro 940, où nous pouvons régler finement la longueur d'onde. Pour mesurer la longueur d'onde, on utilise une fibre séparatrice de faisceau 10/90. Il y a donc 90% du laser qui est envoyé vers l'échantillon, et 10% est envoyé vers un lambdamètre de marque "Highfinesse".

En sortie de fibre, nous plaçons un polariseur pour fixer la polarisation, et des lames à densité variables pour contrôler la puissance du faisceau de pompe. Pour choisir la polarisation du faisceau de pompe, nous plaçons une lame $\frac{\lambda}{2}$ sur une roue motorisée et un cristal liquide. Ces deux éléments optiques nous permettent d'explorer l'ensemble des polarisations possibles et leurs calibrations permettant d'obtenir les polarisations circulaires gauche et droite sur le micropilier sont décrites dans la section suivante.

Afin de vérifier l'initialisation de spin, nous pouvons également utiliser un hacheur optique ayant la même fonction que le modulateur électro-optique mais modulant le signal à 300Hz. En combinant le hacheur optique aux détections synchrones, nous pouvons réaliser des mesures de spectroscopie résonante et observer l'efficacité de l'initialisation comme effectué au chapitre 3. Cependant, dans la mesure de rotation de polarisation, le hacheur optique n'est pas utilisé.

Après avoir défini la polarisation et modulé le signal, le faisceau de pompe est injecté dans le chemin optique principal grâce aux cubes séparateurs C6 et C3 sur la figure 5.2. Ce cube se positionne sur le chemin optique de la partie du faisceau réfléchi allant vers la caméra. Pour obtenir un alignement optimal entre le faisceau de pompe et le faisceau de sonde, plusieurs miroirs ont été positionnés avant le cube C6 de manière à optimiser l'alignement du faisceau de pompe sans désaligner la ligne principale.

5.1.3. Calibration du faisceau de pompe et du faisceau de sonde.

Pour mesurer l'état de spin via la polarisation du faisceau réfléchi, il est indispensable d'initialiser le spin avec le faisceau de pompe. Il faut donc dans un premier temps, calibrer la puissance et la polarisation du faisceau de pompe pour obtenir une initialisation optimale du spin. La polarisation du faisceau de pompe est imposée par un cristal liquide et une lame $\lambda/2$ schématisés sur la figure 5.2. Nous utilisons un cristal liquide modèle LCC113-B de marque "Thorlabs" qui se comporte comme une lame λ/n avec n accordable par la tension. Nous fixons un angle de 45° entre l'axe rapide du cristal liquide et la polarisation incidente, permettant le contrôle de l'ellipticité du faisceau sans changer l'orientation de la polarisation elliptique (c'est à dire que le grand axe et le petit axe de l'ellipse gardent la même orientation). On utilise ensuite une $\lambda/2$ avec un angle variable pour tourner les axes de la polarisation sans changer l'ellipticité. L'avantage de cette méthode est que nous pouvons contrôler l'ellipticité et l'orientation indépendamment. On choisit de plus l'énergie de la pompe pour que $\omega_{pompe} \sim \omega_{QD}$ et on mesure des spectres de réflectivité en fonction de la phase du cristal liquide et de l'angle d'une lame $\lambda/2$. La calibration en puissance est différente de celle du faisceau de sonde car le faisceau de pompe ne traverse pas les deux

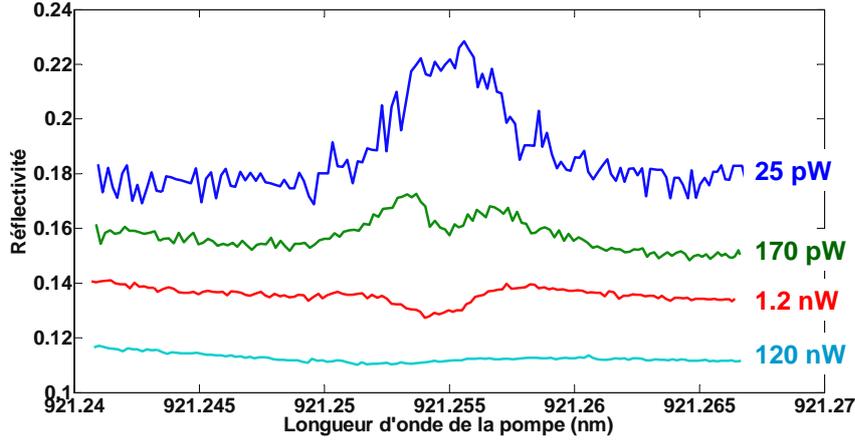


FIGURE 5.3. – Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie de la pompe. Sur ces spectres, nous pouvons observer la saturation de la boîte quantique à très faible puissance, synonyme d'initialisation de spin.

lentilles L_1 et L_2 réduisant la taille de faisceau. Le recouvrement géométrique n'est donc pas optimal mais le rôle principal du faisceau de pompe est d'initialiser le spin. Après avoir identifié les deux polarisations circulaires, nous pouvons observer l'initialisation de spin et les spectres de la figure 5.3 illustrent le phénomène d'initialisation. Grâce au modèle théorique et aux spectres mesurés à différentes puissances, on identifie la puissance optimale pour l'initialisation de spin à environ 1.2 nW.

En parallèle de la calibration du faisceau de pompe, nous avons calibré le faisceau de sonde. Le faisceau de sonde doit être parfaitement polarisé linéairement pour se coupler uniquement au mode H de la cavité. Pour que la polarisation soit parfaite, nous utilisons un Soleil-Babinet : cet élément optique se comporte comme une lame λ/n et se place juste avant une lame $\frac{\lambda}{2}$. On détermine les paramètres du Soleil-Babinet et de la lame $\lambda/2$ nécessaires pour avoir une polarisation linéaire dans le mode H. Comme précédemment, les axes du Soleil Babinet sont placés à 45° pour modifier l'ellipticité sans changer l'orientation de la polarisation incidente. La lame $\frac{\lambda}{2}$ modifie ensuite l'orientation de la polarisation du faisceau incident.

La puissance du faisceau de sonde est choisie à 110 pW pour que le rapport signal sur bruit soit correct et que le faisceau de sonde n'excite pas, ou peu, la boîte quantique (régime basse puissance)

5.1.4. Calibration des mesures d'analyse de la polarisation

Dans la section 1.3 du chapitre 4, nous avons présenté brièvement comment mesurer les différents paramètres de Stokes caractérisant l'état de polarisation de la lumière. L'idée générale de la mesure des paramètres de Stokes consiste à mesurer l'intensité des composantes de la lumière dans une base donnée. Par exemple, on peut séparer les composantes verticale et horizontale de la lumière à l'aide d'un cube séparateur polarisant. Il suffit ensuite d'utiliser des détecteurs pour mesurer l'intensité de chacune des composantes. La mesure des trois paramètres de Stokes s_{HV} , s_{DA} et s_{LR} se fait dans les trois bases orthogonales Horizontale-

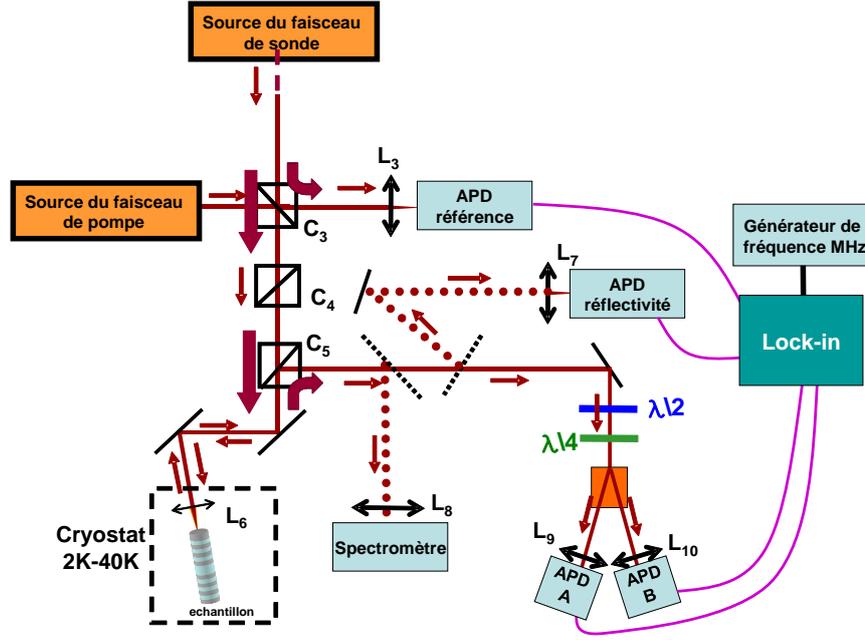


FIGURE 5.4. – Schéma de la partie “analyse” du montage expérimental. Un bras de mesure supplémentaire a été ajouté pour analyser la polarisation

Verticale (HV), Diagonale-Antidiagonale (DA), Gauche-droite (LR). L’intensité totale est déduite des relations $I = I_H + I_V = I_D + I_A = I_L + I_R$ et les paramètres de Stokes sont définis comme :

$$\begin{aligned} s_{HV} &= \frac{I_H - I_V}{I_H + I_V} \\ s_{DA} &= \frac{I_D - I_A}{I_D + I_A} \\ s_{LR} &= \frac{I_L - I_R}{I_L + I_R} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dans notre montage expérimental représenté sur la figure 5.4, nous avons développé un nouveau bras de mesure en ajoutant un miroir amovible pour choisir entre des mesures de spectroscopie résonante ou des mesures des paramètres de Stokes. Sur la ligne de mesure des paramètres de Stokes, nous choisissons les bases de mesure grâce à des lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$. Les composantes de la lumière réfléchi sont ensuite séparées par un prisme de Wollaston et mesurées par deux photodiodes ayant les mêmes caractéristiques que la photodiode mesurant le faisceau réfléchi en spectroscopie résonante.

Nous avons vu dans le chapitre 4 que hors résonance, les paramètres de Stokes sont égaux à $s_{HV} = 1$, $s_{DA} = 0$ et $s_{LR} = 0$.

Pour mesurer le paramètre s_{HV} dont la base de mesure est parallèle à la polarisation du faisceau incident, nous avons donc maximisé le contraste $\frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$ hors résonance de la boîte quantique grâce à la lame $\frac{\lambda}{2}$ ($s_{HV} = 1$ donc $I_V = 0$ sur une des deux photodiodes).

Pour mesurer le paramètre s_{DA} , nous avons tourné la lame $\frac{\lambda}{2}$ d’environ 22.5° (ce qui revient à faire tourner la polarisation de 45°) en vérifiant que le contraste $\frac{I_D - I_A}{I_D + I_A}$ hors résonance de la boîte quantique donne bien $s_{DA} \approx 0$.

La base LR est la base la plus difficile à calibrer. Cette base doit être orthogonale aux deux autres bases de mesures. Pour calibrer cette base, nous avons placé une lame $\frac{\lambda}{4}$ en

plus de la lame $\frac{\lambda}{2}$, dont l'axe rapide est à 45° par rapport à la polarisation incidente. Nous utilisons un polariseur avant les lames d'onde, que nous tournons pour vérifier que $s_{LR} \approx 0$ pour n'importe quel angle du polariseur. Cette mesure a montré que la base LR n'est pas mesurée parfaitement. Les imperfections peuvent provenir des différents éléments placés sur le chemin optique : lame $\frac{\lambda}{4}$ imparfait ($\frac{\lambda}{3.9}$), cube séparateur, fenêtre du cryostat...etc.

5.2. Mesure de la rotation de polarisation

5.2.1. Mesure de l'intensité totale réfléchie

Lorsque le faisceau de sonde a été calibré dans l'état de polarisation $|V\rangle$ (correspondant au mode de basse énergie notée ω_V), et que le spin du trou est initialisé dans l'état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$, nous pouvons étudier l'influence du spin sur la polarisation du faisceau de sonde à travers les paramètres de Stokes. Nous avons mesuré les paramètres de Stokes pour trois températures différentes correspondant à différents $\omega_d - \omega_V$, et nous commençons par présenter les trois spectres de réflectivités (ou intensité totale) sur la figure 5.5. Nous observons sur cette figure que en résonance ($\omega_d \approx \omega_V$ correspondant aux températures 21K et 24K sur la figure 5.5), la réponse optique de la boîte quantique a une forme "absorptive", c'est à dire une forme lorentzienne centrée sur ω_d tandis que sa forme devient dispersive (c'est à dire une dérivée d'une lorentzienne centrée sur ω_d) lorsque la boîte quantique est située sur les flancs de la cavité (mesure à 27K sur la figure 5.5 où $\omega_d \sim \omega_V - \frac{\kappa}{4}$).

Les trois températures choisies pour l'expérience de la figure 5.5, et pour les suivantes, correspondent à trois valeurs différentes de $\omega_d - \omega_V$ avec ω_d , l'énergie de la boîte quantique et ω_V , l'énergie de la cavité. Dans le chapitre 4, nous avons pu prédire théoriquement que les spectres des paramètres de Stokes dépendent de $\omega_d - \omega_V$. Pour choisir les trois températures, nous nous sommes donc basés sur la théorie : 21K permet d'obtenir $\omega_d - \omega_V$ de manière à avoir un spectre du paramètre de Stokes s_{DA} de forme purement dispersive et s_{RL} de forme lorentzienne. A 27K, $\omega_d - \omega_V$ est telle que le spectre prédit pour s_{DA} a une forme globalement lorentzienne et le spectre s_{RL} , une forme globalement dispersive. A la température de 24K, les spectres prédits pour s_{DA} et s_{RL} ont une forme intermédiaire entre les deux précédentes. En ce qui concerne les spectres théoriques pour le paramètre de Stokes s_{HV} , ces spectres restent lorentziens quel que soit $\omega_d - \omega_V$.

5.2.2. Mesure du paramètre s_{DA} : observation d'une rotation de polarisation macroscopique

Pour observer le phénomène de rotation de polarisation, nous mesurons le paramètre s_{DA} dans la base Diagonale-Antidiagonale orthogonale à la base H-V. Pour mesurer ce paramètre de Stokes, la lame $\frac{\lambda}{2}$ placée avant le cube de Wollaston sur la figure 5.4, est tournée d'un angle d'environ 22.5° comme vu dans la section précédente. Les spectres du paramètre $s_{DA}(\omega)$ sans initialisation et avec initialisation dans l'état $|\downarrow\rangle$ et $|\uparrow\rangle$ pour les trois températures (21K, 24K et 27K) sont représentés sur la figure 5.6.

Sur la figure 5.6, on peut constater que $s_{DA}(\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow)$ pour les trois températures, ce qui est complètement en accord avec les prédictions théoriques présentées dans le chapitre

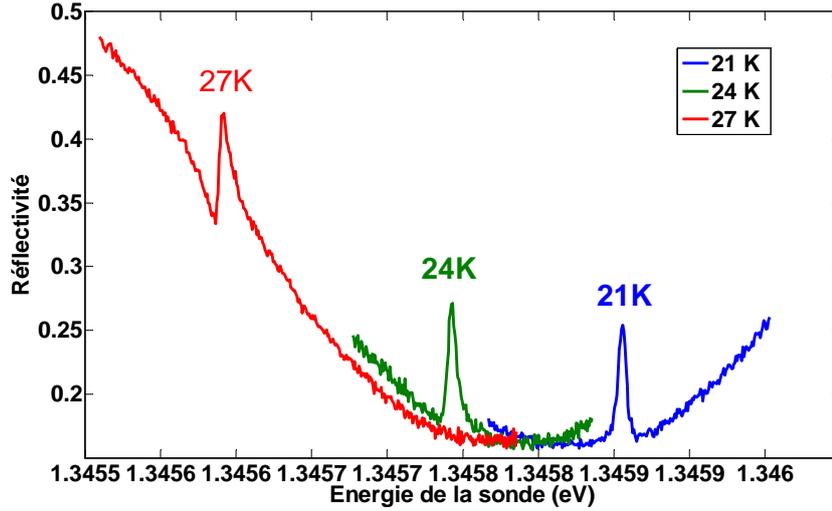


FIGURE 5.5. – Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie de la sonde sans initialisation, à basse puissance, pour différentes températures. Grâce à la température, $\omega_d - \omega_V$ varie .

4. Ceci confirme également que notre procédure de mesure du paramètre s_{DA} est fiable.

A 21K, on observe des spectres de $s_{DA}(\omega)$ avec une forme dispersive : pour chaque état de spin, on observe que $s_{DA} = 0$ lorsque $\omega = \omega_d$. On trouve également de chaque côté de la résonance, de manière symétrique, un maximum et un minimum dépendant du spin. Pour deux valeurs de ω proche de ω_d , nous avons un maximum de contraste entre $s_{DA}(\uparrow)$ et $s_{DA}(\downarrow)$ atteignant un contraste de $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow) = +0.3$ pour $\omega = \omega_d - 4 \mu\text{eV}$, et $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow) = -0.3$ pour $\omega = \omega_d + 4 \mu\text{eV}$. Cette forme dispersive a été observée dans les expériences de rotation de polarisation induite par un spin unique dans les groupes de A. Imamoglu et de D. Awschalom [26, 25].

A 24K, la forme des spectres n'est plus complètement dispersive. Dans le chapitre 4, nous avons vu que le spectre de $s_{DA}(\omega)$ a une forme de plus en plus lorentzienne à mesure que l'écart entre ω_d et ω_c augmente. On observe donc un mélange de forme lorentzienne et de forme dispersive sur les spectres correspondant à 24K : on trouve deux énergies où le contraste est optimal, mais contrairement aux mesures à 21K, ce contraste n'est pas symétrique de chaque côté de la résonance. Lorsque $\omega = \omega_d - 5 \mu\text{eV}$, le contraste maximal est de $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow) = 0.58$ tandis que lorsque $\omega = \omega_d + 3 \mu\text{eV}$, le contraste atteint $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow) = -0.19$. A cette température, $\omega_d - \omega_c$ est tel que nous mesurons un contraste plus important.

A 27K, les deux spectres de s_{DA} des deux états de spin initialisés ont une forme quasi lorentzienne comme prédit par la théorie développée dans le chapitre 4. Comme le spectre de $s_{DA}(\omega)$ a une forme lorentzienne, il n'y a qu'une seule énergie où le contraste entre $s_{DA}(\uparrow)$ et de $s_{DA}(\downarrow)$ est maximal. Ce maximum de contraste de $s_{DA}(\uparrow) - s_{DA}(\downarrow) = 0.3$ est obtenu lorsque $\omega = \omega_d$.

Sur la figure 5.6, apparaissent également en bleu, les spectres de $s_{DA}(\omega)$ obtenus en l'absence du faisceau de pompe, c'est à dire sans initialisation. Ces spectres ont de plus été mesurés à une puissance incidente relativement haute, ce qui explique leur meilleur rapport signal sur bruit.

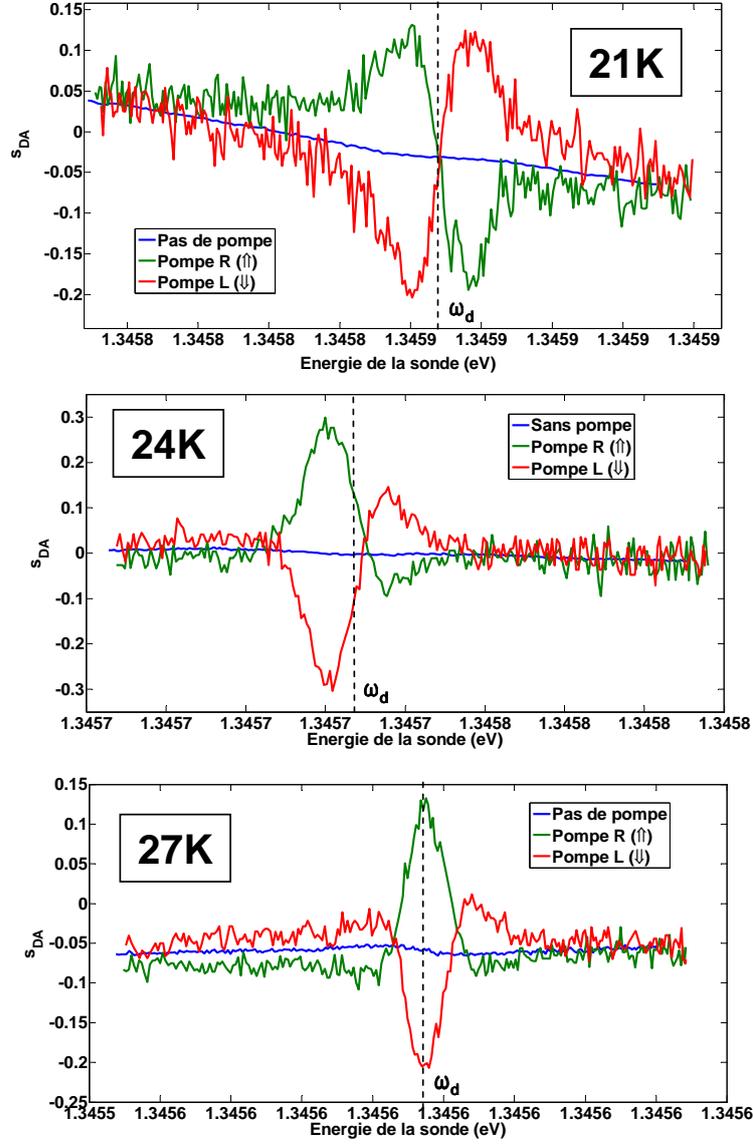


FIGURE 5.6. – Spectres du paramètre $s_{DA} = \frac{I_D - I_A}{I_D + I_A}$ en fonction de l'énergie de la sonde sans pompage de spin (en bleu), avec une initialisation de spin à l'état $|\downarrow\downarrow\rangle$ (en vert), et avec une initialisation de spin à l'état $|\uparrow\uparrow\rangle$ (en rouge) à 21K, 24K, et 27K. Comme prédit par la théorie, on observe deux formes dispersives opposées pour chaque état de spin ($s_{DA}(\uparrow\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow\downarrow)$) à 21K et deux formes lorentziennes opposées à 27K. La forme des spectres à 24K est un mélange de forme lorentzienne-dispersive. Sans pompage optique, le spin fluctue et le spectre de s_{DA} est nul quel que soit ω .

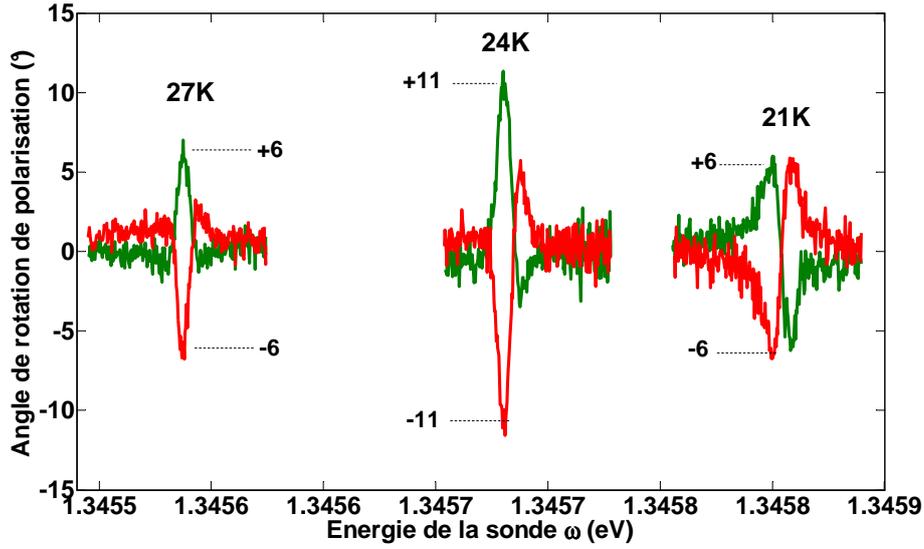


FIGURE 5.7. – Spectres de l’angle de rotation de polarisation, en fonction de l’énergie de la sonde, avec une initialisation de spin à l’état $|\downarrow\rangle$ (en rouge), et avec une initialisation de spin à l’état $|\uparrow\rangle$ (en vert), après avoir soustrait le spectre sans pompage de spin à ces spectres à 21K, 24K, 27K.

Comme il n’y a pas d’initialisation, le spin fluctue au cours du temps et on mesure la moyenne $\langle s_{DA} \rangle$ des signaux dispersifs $s_{DA}(\uparrow)$ (en vert) et $s_{DA}(\downarrow)$ (en rouge) sur la figure 5.6. Le spectre obtenu sans initialisation n’est pas nul quel que soit ω , et a une dépendance quasi linéaire avec ω . L’origine de cette dépendance peut provenir d’une rotation de polarisation résiduelle induite par la cavité optique seule, même sans interaction avec la boîte quantique.

Pour n’étudier que la modification de l’état de polarisation induite par l’interaction avec le spin, nous pouvons soustraire cette composante résiduelle aux spectres $s_{DA}(\uparrow)$ et $s_{DA}(\downarrow)$ comme le montre la figure 5.7. De plus, pour quantifier la rotation de polarisation, nous avons déterminé l’angle de rotation de la polarisation à partir du contraste $s_{DA} = \frac{I_D - I_A}{I_D + I_A}$ sur la figure 5.7. Expérimentalement, pour calibrer cet angle de rotation, nous avons artificiellement induit des rotations de polarisation à l’aide d’une lame $\frac{\lambda}{2}$. Nous obtenons ainsi les spectres de l’angle de rotation de la polarisation en fonction de l’énergie de la sonde pour les trois températures, représentés sur la figure 5.8.

On remarque ainsi qu’on peut obtenir deux maxima de rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ de chaque côté de ω_d à 21K. A 24K, on peut mesurer un angle de rotation maximal de polarisation de $\pm 11^\circ$ suivant l’état de spin initialisé. Enfin, sur les spectres à 27K, on mesure un angle de rotation maximal de polarisation de $\pm 6^\circ$ suivant l’état de spin initialisé à $\omega = \omega_d$. Comme attendu théoriquement, ces angles de rotation sont macroscopiques, trois ordres de grandeur supérieurs à l’état de l’art précédent [26, 25]. Ceci permet d’envisager la réalisation d’une interface spin-photon idéale, grâce à des angles de rotation de $\pm 45^\circ$, permettant la mesure “non destructive”¹ d’un spin avec un photon unique détecté comme vu dans le chapitre 4.

Pour démontrer que la rotation de polarisation observée est bien induite par l’état de spin initialisé, nous avons également mesuré le paramètre s_{DA} et donc l’angle de rotation

1. mesure non destructive=mesure projective parfaite

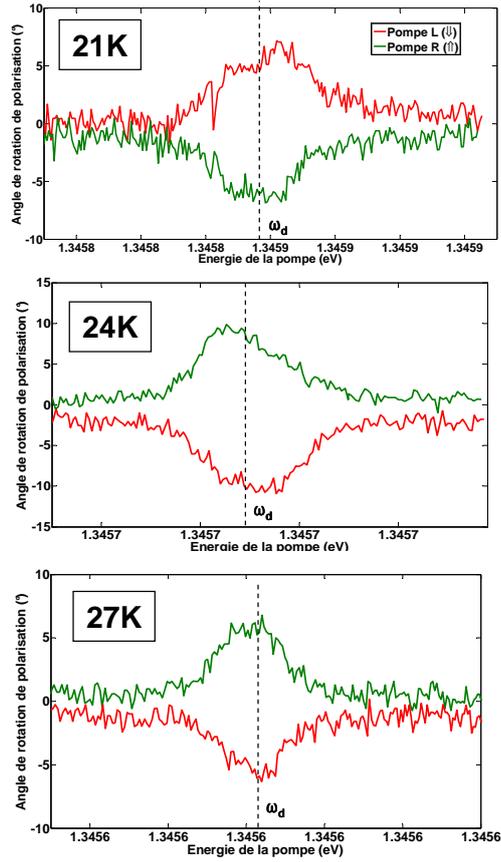


FIGURE 5.8. – Spectres de l'angle de rotation de polarisation en fonction de l'énergie de la pompe, avec une initialisation de spin à l'état $|\downarrow\rangle$ (en rouge), et avec une initialisation de spin à l'état $|\uparrow\rangle$ (en vert) à 21K, 24K, et 27K. La rotation de polarisation est optimale lorsque $\omega_{pompe} = \omega_d$ quelle que soit la température.

de polarisation en fixant ω à l'énergie où l'angle de rotation de polarisation est maximal ($\pm 6^\circ$ pour 21K, $\pm 11^\circ$ pour 24K, et $\pm 7^\circ$ pour 27K) et en variant ω_{pompe} pour les trois températures. Nous obtenons ainsi les spectres de la figure 5.8. On peut en déduire que le contraste maximal de ± 0.15 associé à un angle de rotation maximal de $\pm 6^\circ$ est obtenu lorsque $\omega_{pompe} = \omega_d$ à 21K : lorsque $\omega_{pompe} = \omega_d$, l'état de spin est initialisé tandis que hors résonance, l'initialisation n'est pas efficace. Il en va de même pour les spectres à 24K et 27K. Dans cette configuration, l'initialisation de spin est optimale, permettant d'observer une rotation de polarisation maximale.

5.2.3. Mesure des paramètres s_{HV} et s_{LR}

Nous avons également mesuré les deux autres paramètres de Stokes s_{HV} et s_{LR} pour les trois températures. Pour calibrer notre mesure dans la base HV, l'angle de la lame $\frac{\lambda}{2}$ est choisi de manière à compenser la biréfringence des éléments optiques et des fenêtres du cryostat, en maximisant le paramètre s_{HV} hors de la résonance de la boîte quantique. Les composantes H et V sont mesurées par deux photodiodes et le paramètre de Stokes est déduit du rapport $s_{HV} = \frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$. Nous avons ainsi obtenu pour 21K, les spectres de la figure 5.9 sans initialisation (en bleu), et avec initialisation dans l'état $|\downarrow\rangle$ (en rouge) et $|\uparrow\rangle$ (en vert).

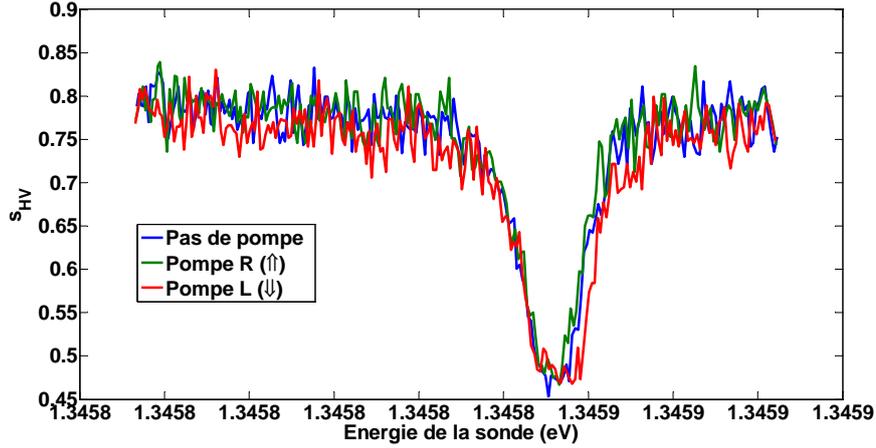


FIGURE 5.9. – Spectres du paramètre $s_{HV} = \frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$ en fonction de l'énergie incidente sans pompage de spin (en bleu), avec une initialisation de spin à l'état $|\downarrow\rangle$ (en vert), et avec une initialisation de spin à l'état $|\uparrow\rangle$ (en rouge) à 21K. Les trois spectres sont très similaires attestant d'une bonne mesure du paramètre s_{HV} .

Pour le paramètre de Stokes s_{HV} , les trois spectres de la figure 5.9 sont quasiment identiques (en théorie $\langle s_{HV} \rangle = s_{HV}(\uparrow) = s_{HV}(\downarrow)$) que ce soit sans initialisation ou avec initialisation. On peut observer un creux à résonance avec la boîte quantique sur le spectre du paramètre s_{HV} , ce qui est également prédit par la théorie et caractérise une modification de la polarisation réfléchiée par rapport à la polarisation incidente.

Sur la figure 5.10, nous avons représenté le paramètre s_{HV} pour les trois températures. Le contraste entre s_{HV} hors résonance de la boîte quantique et s_{HV} en résonance avec la boîte quantique ($\omega = \omega_d$) est d'environ 0.3 à 21K, 0.35 à 24K et 0.17 à 27K. Sur chaque spectre, ce creux dans le spectre de s_{HV} met en évidence une modification de la polarisation incidente lorsque le faisceau de sonde est proche de la résonance avec la transition du trion. Les états $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ deviennent sensiblement différents de $|\Psi_{in}\rangle = |H\rangle$ et le paramètre s_{HV} décroît significativement. Le creux de réflectivité du spectre à 24K est d'environ 0.35 ce qui coïncide avec la mesure d'un angle de rotation de polarisation plus grand à 24K qu'à 21K. Le contraste d'environ 0.19 sur le spectre de s_{DA} à 27K est presque deux fois plus faible que pour les deux autres températures, ce qui correspond à une rotation de polarisation plus faible.

On note par contre que, hors résonance avec la transition de la boîte quantique, s_{HV} n'est pas égal 1 contrairement à ce qui est attendu théoriquement. Un mélange des paramètres de Stokes (s_{HV} , s_{DA} , s_{LR}) pourrait expliquer que $s_{HV} < 1^2$. Cependant, si c'était le cas, un ajustement des angles des lames $\frac{\lambda}{4}$ et $\frac{\lambda}{2}$ utilisées pour notre analyseur de polarisation aurait permis d'augmenter s_{HV} de manière à retrouver $s_{HV} \sim 1$. Cela s'est avéré impossible. De plus, la superposition des trois spectres confirme que le paramètre de Stokes est mesuré correctement dans la base HV. Si la base HV n'était pas correcte, nous aurons $s_{HV}(\uparrow) \neq s_{HV}(\downarrow)$. La valeur de s_{HV} sera discutée dans la prochaine section de ce chapitre, en comparant les mesures expérimentales au modèle analytique.

2. Hors résonance, $s_{HV} = 1$, $s_{DA} = 0$, $s_{LR} = 0$. Si la base HV n'est pas correcte, on mesure un mélange des paramètres de Stokes et $s_{HV} < 1$ hors résonance

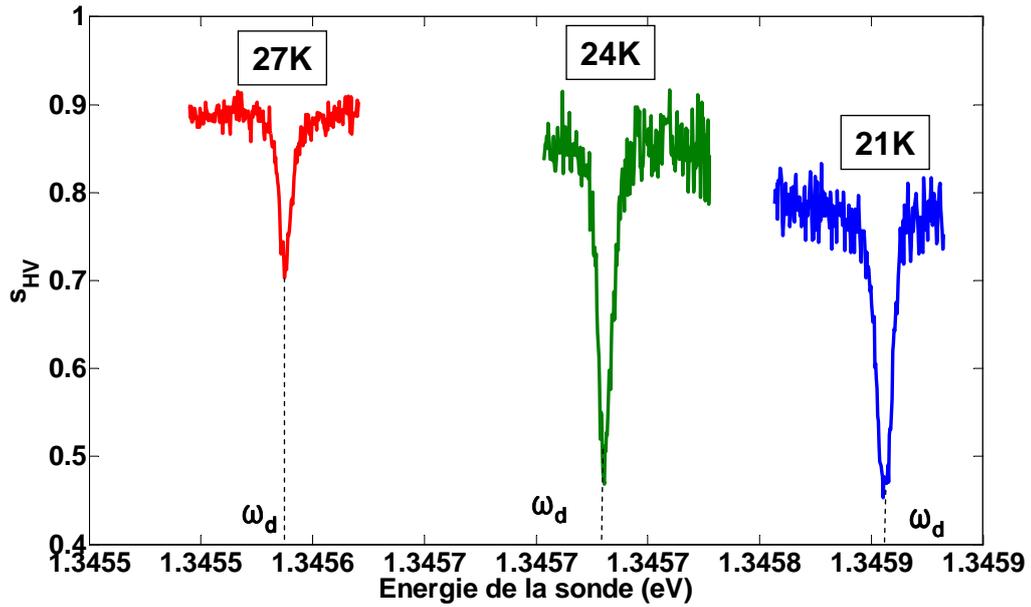


FIGURE 5.10. – Spectres du paramètre $s_{HV} = \frac{I_V - I_H}{I_V + I_H}$ en fonction de l'énergie incidente à 21K (en bleu), à 24K (en vert), et à 27K (en rouge) .

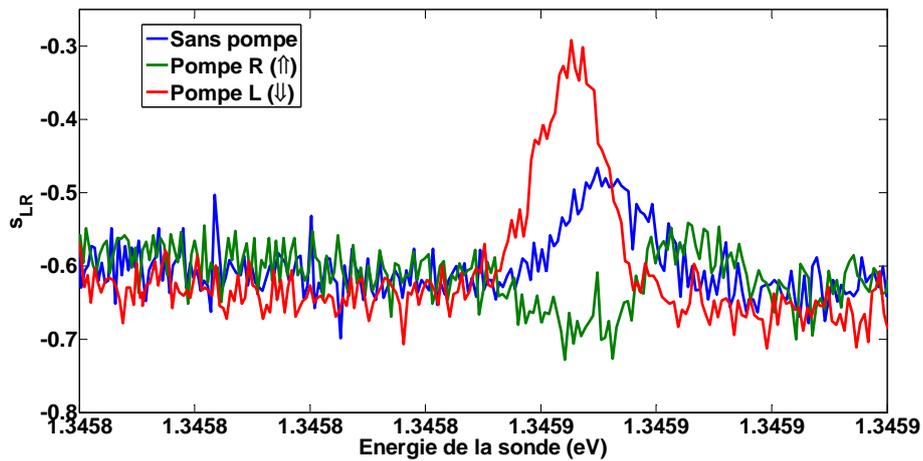


FIGURE 5.11. – Spectres du paramètre $s_{LR} = \frac{I_R - I_L}{I_R + I_L}$ en fonction de l'énergie de la sonde sans pompage de spin (en bleu), avec une initialisation de spin à l'état $|\downarrow\rangle$ (en rouge), et avec une initialisation de spin à l'état $|\uparrow\rangle$ (en vert) à 21K. s_{LR} hors résonance n'est pas nul montrant une mauvaise mesure du paramètre de Stokes dans la base LR.

Pour mesurer le dernier paramètre de Stokes s_{LR} , il faut se placer dans la base circulaire LR, c'est à dire séparer la composante $|L\rangle$ et la composante $|R\rangle$ de la lumière réfléchie. Pour mesurer cette base, la lame $\frac{\lambda}{2}$ est placée dans la même configuration que pour la base HV et la lame $\frac{\lambda}{4}$ a été tournée d'environ 45° par rapport à l'axe rapide de la lame $\frac{\lambda}{2}$.

En utilisant cette procédure qui est relativement commune, mais qui a posteriori ne se révèle pas satisfaisante, nous obtenons les spectres du paramètre s_{LR} sans initialisation (en bleu), avec initialisation de l'état $|\uparrow\rangle$ (en vert) et avec initialisation de l'état $|\downarrow\rangle$ (en rouge) pour une température de 21K, représentés sur la figure 5.11. Sur ces spectres, nous constatons deux problèmes :

- Sans initialisation $\langle s_{LR} \rangle$ montre une variation aux alentours de $\omega = \omega_d$, alors que théoriquement, $\langle s_{LR} \rangle = 0$ quel que soit ω car $s_{LR}(\uparrow) = -s_{LR}(\downarrow)$. Cette variation signifie que nous ne mesurons pas le paramètre s_{LR} mais le paramètre $s_{L'R'}$ avec L' et R' des axes ne correspondant pas à L et R sur la sphère de Poincaré

- Hors résonance, le paramètre s_{LR} devrait être théoriquement nul ce qui n'est pas le cas expérimentalement puisque nous mesurons $s_{LR} = -0.6$. Cette différence entre la théorie et l'expérience mène à la même conclusion que précédemment : nous mesurons le paramètre dans une base L'R' qui n'est pas une base orthogonale aux bases HV et DA.

Cette mesure ne correspond donc pas à une mesure de s_{LR} attendue théoriquement. Le paramètre mesuré est un mélange des différents paramètres s_{HV} , s_{DA} et s_{LR} , et la base de mesure n'est pas orthogonale aux deux autres bases de mesure (HV et DA). Comme la base LR est incorrecte, nous ne nous intéresserons donc pas à la mesure de s_{LR} dans la suite de ce chapitre. En revanche, nous présentons dans le chapitre 6, une procédure plus satisfaisante pour l'analyse de la polarisation via les paramètres de Stokes. Cette procédure n'a malheureusement pas pu être appliquée au dispositif étudié dans ce chapitre, qui a été endommagé lorsque nous avons souhaité enlever la couche de nitrure résiduelle à la surface du micropilier et lorsque nous avons souhaité installer un champ magnétique à l'intérieur du cryostat.

5.3. Analyse théorique et discussion

Après avoir présenté les différentes mesures de s_{HV} et s_{DA} , nous les comparons aux spectres calculés avec le modèle théorique présenté dans le chapitre 4.

5.3.1. Analyse de l'intensité totale et du paramètre de Stokes s_{DA}

Pour étudier nos spectres expérimentaux, nous analysons théoriquement, dans un premier temps, la réflectivité obtenue par le rapport $\frac{I_V + I_H}{P_{in}}$. La figure 5.12 présente les spectres de réflectivité théorique et expérimentale à 21K, 24K et 27K. Grâce aux mesures de non linéarité en spectroscopie résonante et aux mesures du paramètre s_{DA} à 21K, nous avons un très bon accord théorie-expérience pour des paramètres théoriques $g = 15 \mu\text{eV}$, $\gamma = 2 \mu\text{eV}$, $\gamma_{sp} = 0.8 \mu\text{eV}$, $\kappa = 630 \mu\text{eV}$, $\eta_{top} = 40\%$ et en considérant un fond continu de 10% associé à la lumière non couplée. Ces paramètres sont donc identiques à ceux présentés dans le chapitre 3 pour analyser les expériences de spectroscopie résonante et d'initialisation. Pour qu'il y ait un bon accord entre la théorie et l'expérience pour les températures 24K et 27K, nous avons

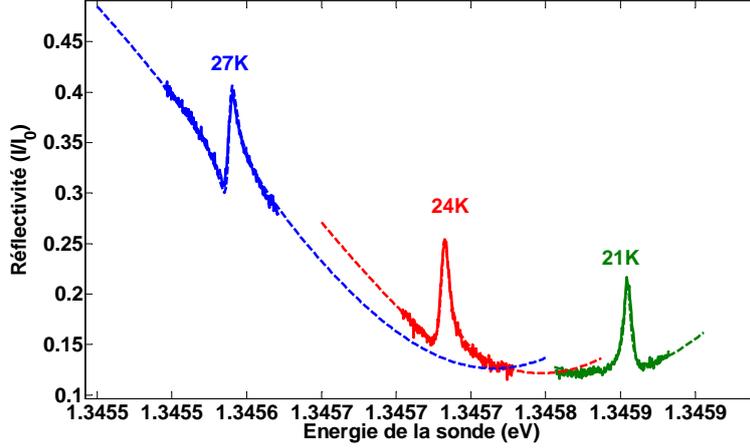


FIGURE 5.12. – Spectres de réflectivité en fonction de l'énergie de la sonde, mesuré expérimentalement (en trait plein) et calculé avec le modèle numérique (en tiret) pour une température de 21K (en vert), 24K (en rouge), 27K (en bleu). Le calcul numérique est réalisé avec les paramètres suivants : $\kappa = 630\mu\text{eV}$, $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 40\%$, $\gamma = 2\mu\text{eV}$, $\gamma_{sp} = 0.8\mu\text{eV}$, $g = 15\mu\text{eV}$ à 21K, $g = 17\mu\text{eV}$ à 24K, $g = 18\mu\text{eV}$ à 27K. La constante de couplage g a été modifiée pour chaque température afin d'obtenir un bon accord entre les mesures expérimentales et les spectres théoriques (réflectivité, de s_{DA} et s_{HV}).

dû ajuster légèrement la constante de couplage lumière matière ($g = 17\mu\text{eV}$ pour 24K et $g = 18\mu\text{eV}$ pour 27K)³, sans modifier les autres paramètres. Il n'a pas été possible d'obtenir un aussi bon accord en fixant g et en faisant varier les autres paramètres, car dans ce cas l'amplitude des pics peut être reproduite mais pas leur largeur.

Après avoir analysé les spectres de réflectivité, nous analysons les spectres de s_{DA} en gardant exactement les paramètres décrits ci-dessus. Dans la figure 5.13, nous avons représenté les spectres du paramètre s_{DA} expérimentaux et calculés théoriquement. Sur les spectres de s_{DA} théoriques (en tiret), nous observons un contraste maximal supérieur à celui observé expérimentalement. En prenant l'exemple de la mesure à 21K, le contraste maximal observé est d'environ 0.6 soit deux fois le contraste maximal expérimental (environ 0.28).

Une des hypothèses expliquant cette différence est une initialisation de spin imparfaite : l'état de spin n'est pas initialisé à 100% dans un état $|\uparrow\rangle$ ou $|\downarrow\rangle$ et le spectre de s_{DA} mesuré est donc un mélange pondéré de $s_{DA}(\uparrow)$ et $s_{DA}(\downarrow)$. En considérant l'efficacité d'initialisation P_{\uparrow} introduite dans le chapitre 2, l'expression de paramètre s_{DA}^{exp} est donnée par :

$$s_{DA}^{exp}(\uparrow) = P_{\uparrow}s_{DA}^{th}(\uparrow) + (1 - P_{\uparrow})s_{DA}^{th}(\downarrow)$$

Dans le chapitre 4, nous avons montré que $s_{DA}(\uparrow) = -s_{DA}(\downarrow)$ et nous pouvons donc en déduire que $s_{DA}^{exp}(\uparrow) = (2P_{\uparrow} - 1)s_{DA}^{th}(\uparrow)$. Avec ce raisonnement, nous identifions une efficacité d'initialisation P_{\uparrow} d'environ 75% et obtenons les spectres théoriques en pointillé sur la figure 5.13. Cette initialisation limitée à 75% peut s'expliquer par une puissance de sonde trop

3. Nous n'avons pas d'explication satisfaisante pour cet ajustement, mais il est envisageable que cette différence de constante de couplage soit due à une légère variation de la force d'oscillateur du système avec la température, via un confinement légèrement différent des électrons et des trous lorsque ω_d varie.

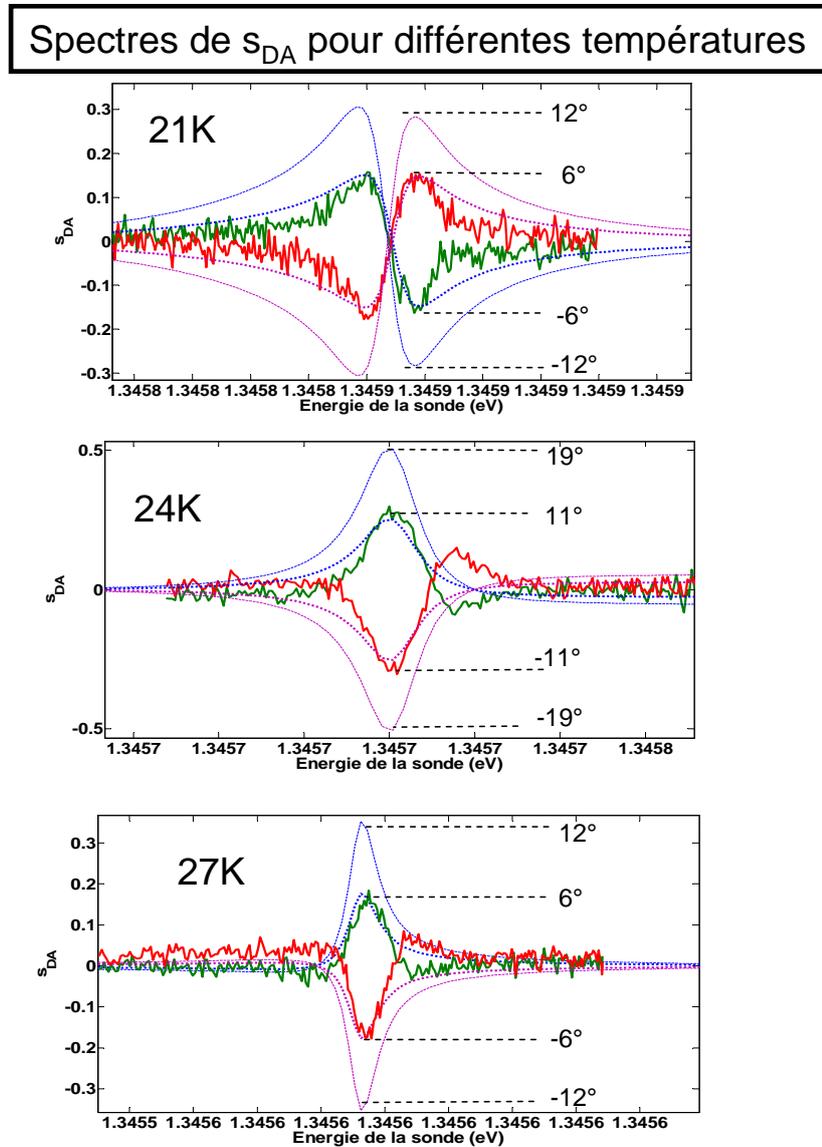


FIGURE 5.13. – Spectres de s_{DA} en fonction de ω , mesuré expérimentalement (en vert pour $|\uparrow\rangle$ et en rouge pour $|\downarrow\rangle$) et calculé avec le modèle numérique (en bleu pour $|\uparrow\rangle$ et en mauve pour $|\downarrow\rangle$) à 21K, 24K et 27K. Le calcul numérique a été fait avec les mêmes paramètres que les spectres de réflectivité de la figure 5.12. Les courbes en tiret considèrent un état de spin initialisé à 100% et les courbes en pointillé considèrent une initialisation partielle de 75%.

importante. En effet, la puissance du faisceau de sonde représente 10% de la puissance du faisceau de pompe, ce qui n'est pas négligeable devant cette dernière, et le faisceau de sonde pourrait donc dépomper partiellement le spin. Nous obtenons un bon accord entre les mesures expérimentales et les courbes théoriques représentées sur la figure 5.13. Cependant cet accord est moins bon dans le cas des températures 24K et 27K : l'amplitude des rotations de polarisation est très bien reproduite par la prédiction théorique, mais pas le comportement lorsque ω s'éloigne de la résonance. Il est possible que la mesure de s_{DA} , optimisée pour $\omega = \omega_V$, correspond à des axes D' et A' différents de D et A lorsque ω s'éloigne de ω_V . Il est également possible que la dépolarisation résiduelle induite la couche de nitrure à la surface du micropilier (tel que discuté dans le chapitre 3 et dans la prochaine section de ce chapitre) joue un rôle dans nos mesures.

A résonance avec la transition de la boîte quantique, on mesure parfaitement le paramètre s_{DA} du faisceau incident. A 21K, nous avons mesuré expérimentalement une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ qui peut atteindre environ $\pm 12^\circ$ si l'initialisation était parfaite. A 24K, nous avons mesuré expérimentalement une rotation de polarisation de $\pm 11^\circ$, l'angle de rotation de polarisation maximal étant d'environ $\pm 19^\circ$. Enfin, à 27K, nous mesurons une rotation de polarisation $\pm 6^\circ$ et cette rotation pourrait atteindre $\pm 12^\circ$ si l'initialisation était parfaite.

5.3.2. Analyse de s_{HV} - Etude de la dépolarisation résiduelle

Les spectres du paramètre s_{HV} obtenus pour les trois températures sont représentés sur la figure 5.10. Pour choisir la base HV, nous avons tenté d'optimiser la mesure afin d'obtenir une valeur hors résonance du paramètre s_{HV} la plus proche de 1 comme prédit théoriquement et représenté sur la figure 5.14.a). Sur cette figure, nous avons calculé les spectres théoriques du paramètre s_{HV} avec les mêmes paramètres que les spectres théoriques de réflectivité et de s_{DA} . Hors résonance avec la boîte quantique, la valeur théorique du paramètre s_{HV} est bien égale à 1 et un creux dans le spectre apparaît au voisinage de $\omega = \omega_d$ caractérisant une modification de la polarisation réfléchi par rapport à la polarisation incidente (voir figure 4.11 dans chapitre 4).

Expérimentalement, nous avons pourtant mesuré $s_{HV} < 1$ hors de la résonance avec la boîte quantique, par exemple $s_{HV} = 0.79$ à 21K. Ceci suggère une mauvaise mesure du paramètre de Stokes dans la base HV. Cependant, la superposition des trois spectres sur la figure 5.9 permet de confirmer que la mesure dans la base HV est correcte et élimine l'hypothèse d'une mesure dans une mauvaise base H'V' comme c'est le cas pour la base LR.

Cette différence peut s'expliquer par la présence de lumière dépolarisée dans le faisceau réfléchi. Nous avons notamment vu dans le chapitre 3, qu'une couche de nitrure se trouve à la surface du micropilier et peut donc être à l'origine de cette dépolarisation.

La lumière dépolarisée d'intensité I^{dep} est séparée en deux composantes d'intensité égale, quelle que soit la base de mesure ($I_H^{dep} = I_V^{dep}$ par exemple). Le paramètre s_{HV} serait donc nul pour une lumière complètement dépolarisée. Si la lumière est composée de lumière dépolarisée et de lumière polarisée, les détecteurs mesurent les deux contributions sans distinction. Nous pouvons poser $I_H = I_H^p + I_H^{dep}$ avec I_H l'intensité mesurée par le détecteur H, I_H^p l'intensité de la lumière polarisée mesurée par le détecteur H et I_H^{dep} l'intensité de la lumière depolarisée mesurée par le détecteur H (Similairement, nous avons $I_V = I_V^p + I_V^{dep}$). Le paramètre s'_{HV} (la

5. Démonstration expérimentale de la rotation de polarisation macroscopique induite par un spin unique

notation s'_{HV} signifie que nous prenons en compte la dépolarisation, $s_{HV} = \frac{I_V^p - I_H^p}{I_V^p + I_H^p}$ désignant le paramètre de Stokes en absence de dépolarisation) s'exprime dans ce cas de la manière suivante :

$$s'_{HV} = \frac{I_V^p - I_H^p + I_V^{dep} - I_H^{dep}}{I_V^p + I_H^p + I_V^{dep} + I_H^{dep}}$$

Pour prendre en compte la dépolarisation, on considère qu'une fraction ζ de la puissance incidente I_0 est dépolarisée, c'est à dire $I_H^{dep} + I_V^{dep} = \zeta I_0$. De plus, l'intensité totale de la lumière polarisée est définie comme $I^p = I_H^p + I_V^p = (R - \zeta)I_0$ avec R la réflectivité totale. Enfin, en considérant que $I_H^{dep} = I_V^{dep}$, le paramètre s'_{HV} s'écrit :

$$s'_{HV} = \left(1 - \frac{\zeta}{R}\right) s_{HV}$$

A 21K, une mesure de s_{HV} hors résonance égale à 0.79 correspond donc à $1 - \frac{\zeta}{R} = 0.79$. En considérant que $R = 13\%$ de la lumière incidente est réfléchi, la lumière dépolarisée ne représente qu'environ $\zeta = 3\%$ de la lumière incidente. La dépolarisation est donc relativement faible mais à des conséquences importantes sur nos spectres des paramètres de Stokes, du fait que la réflectivité R a également une valeur faible.

En utilisant cette valeur de ζ , nous obtenons le spectre théorique de s'_{HV} (en tiret noir) à 21K, de la figure 5.14. Sur cette figure, nous pouvons constater que le spectre de s'_{HV} théorique se superpose avec le spectre expérimental attestant là encore d'un bon accord théorie expérience et démontrant que l'hypothèse de la dépolarisation est fortement probable.

Avec le même raisonnement, nous avons déterminé les spectres théoriques de la figure 5.14, pour les température 24K et 27K en considérant respectivement, $\zeta = 3\%$ et $\zeta = 4\%$ de lumière dépolarisée ainsi que $R = 14\%$ et $R = 34\%$. Le terme correctif $1 - \frac{\zeta}{R}$ est plus important à 21K et 24K qu'à 27K. Dans tous les cas, on retrouve toutefois un bon accord entre la théorie et l'expérience, non seulement hors résonance mais également pour $\omega = \omega_d$.

Pour prendre en compte les effets de la dépolarisation sur les spectres de s'_{DA} , nous pouvons également utiliser l'expression suivante :

$$s'_{DA} = \left(1 - \frac{\zeta}{R}\right) s_{DA}$$

Ceci ne change pas la forme des spectres théoriques, mais seulement leur l'amplitude et l'effet de la dépolarisation est donc similaire à celui d'une initialisation imparfaite.

Cela dit, même en tenant compte de la dépolarisation, une initialisation imparfaite reste nécessaire pour expliquer les spectres expérimentaux avec $P_{\uparrow} = 80\%$ (au lieu $P_{\uparrow} = 75\%$ dans le précédent modèle sans dépolarisation).

5.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un montage expérimental permettant de mesurer les paramètres de Stokes. Grâce ces mesures, nous avons pu démontrer une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$, induite par un spin unique confiné à l'intérieur de la boîte quantique en microcavité.

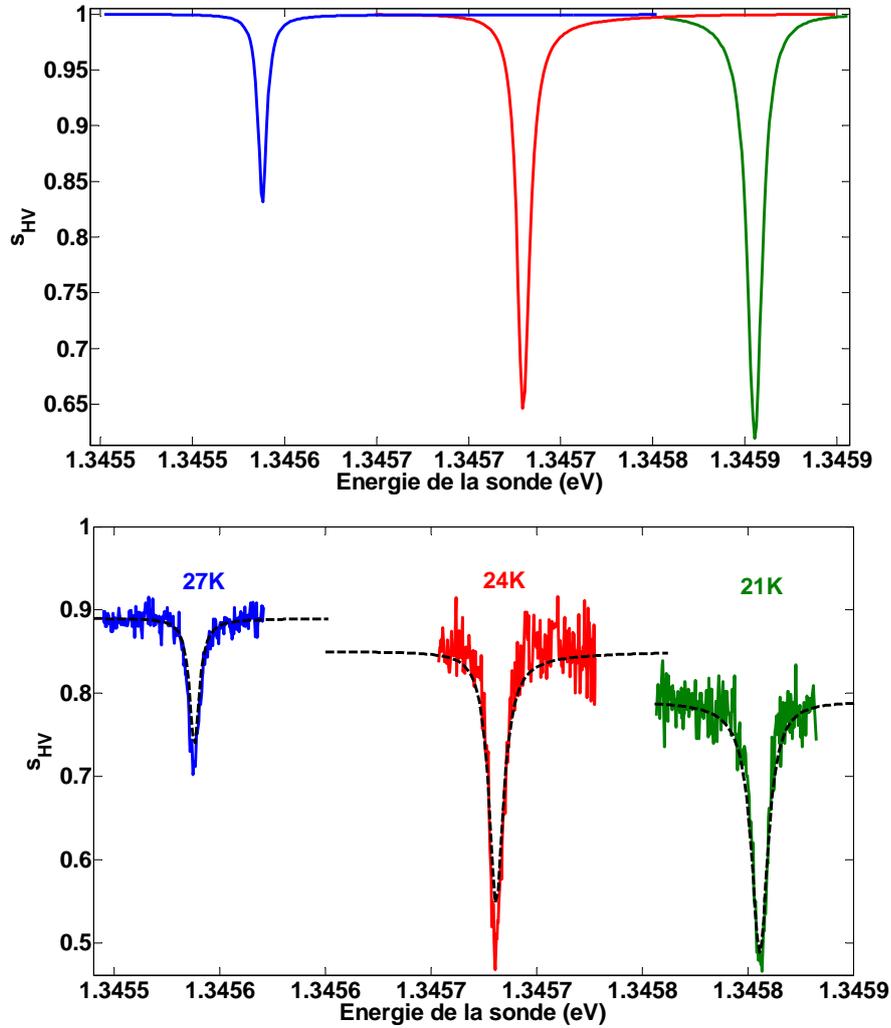


FIGURE 5.14. – En haut, spectres de s_{HV} en fonction de l'énergie de la sonde calculé avec le modèle numérique en absence de dépolarisation et en considérant les paramètres suivant : $\kappa = 630\mu\text{eV}$, $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 40\%$, $\gamma = 2\mu\text{eV}$, $\gamma_{sp} = 0.8\mu\text{eV}$, $g = 15\mu\text{eV}$ à 21K, $g = 17\mu\text{eV}$ à 24K, $g = 18\mu\text{eV}$ à 27K. En bas, spectres expérimentaux de s_{HV} (en trait plein) et spectres théorique de s'_{HV} obtenus avec le modèle numérique en tenant compte de la dépolarisation et en utilisant les paramètres cités précédemment.

5. *Démonstration expérimentale de la rotation de polarisation macroscopique induite par un spin unique*

Nous avons ainsi démontré que l'utilisation d'une cavité optimisée permet d'améliorer notablement l'interaction entre le spin et la lumière. Malgré la dépolarisation et une initialisation partielle mises en évidence dans ce chapitre, l'angle de rotation de polarisation est macroscopique et trois ordres de grandeurs supérieur par rapport à l'état de l'art [26, 25].

6. Travaux en cours et perspectives

Dans les chapitres précédents, nous avons posé les bases théoriques et expérimentales d'une interface spin-photon, conçue à partir du spin d'une charge confinée dans une boîte quantique en micropilier. Nous avons rappelé dans le chapitre 1, les principaux concepts permettant de décrire nos systèmes. Dans le chapitre 2, nous avons approfondi la compréhension de notre système grâce à un modèle analytique permettant de prédire les résultats des mesures de spectroscopie résonante sur un dispositif donné, et nous avons étudié théoriquement l'initialisation du spin dans les boîtes quantiques en microcavité. Cette initialisation a été démontrée expérimentalement dans le chapitre 3, où nous avons observé un bon accord entre la théorie et l'expérience. Au cours du chapitre 4, nous avons traité théoriquement le phénomène de rotation de polarisation en étudiant l'influence de l'état de spin sur la polarisation et nous avons pu déduire qu'une interface spin-photon optimale pouvait être obtenue avec des paramètres réalistes pour le dispositif. Enfin, dans le chapitre 5, nous avons démontré expérimentalement que l'état du spin dans une boîte quantique en microcavité pouvait induire une rotation macroscopique de la polarisation réfléchie de $\pm 6^\circ$, soit trois ordres de grandeur au-dessus de l'état de l'art précédent.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les nombreuses pistes de développements qui permettront d'aller plus loin, en commençant par celles déjà défrichées au cours de cette thèse (dispositif électrique, efficacité d'extraction et coopérativité améliorées, mesure plus précise des paramètres de Stokes, installation d'un champ magnétique transverse) et en allant jusqu'aux développements les plus ambitieux (précession de spin, effet Zénon quantique, intrication spin-photon...etc.).

Dans la première section de ce chapitre, nous présentons des résultats très encourageants sur un nouveau type de micropilier permettant le contrôle électrique du dispositif et possédant les caractéristiques attendues pour une interface spin-photon optimale. En parallèle de ces mesures, les mesures de sauts de spin infructueuses ont mis en avant la nécessité d'utiliser un champ magnétique afin d'augmenter le temps de retournement de spin. Nous avons donc élaboré un nouveau porte-échantillon afin d'incorporer une bobine supraconductrice générant un champ magnétique. Dans la section 2, nous allons présenter des résultats de spectroscopie résonante sous champ magnétique et nous expliquerons l'expérience prévue pour mesurer les sauts de spin en temps réel. Les deux dernières sections sont consacrées aux différentes expériences possibles une fois l'interface spin-photon parfaite réalisée. Dans la section 3, nous proposerons des expériences de contrôle cohérent sous champ magnétique transverse et proposerons une expérience permettant d'observer l'effet Zénon quantique. La dernière partie montrera comment il est possible d'intriquer un spin et un photon dans une boîte quantique en microcavité et les applications possibles de cette intrication.

6.1. Développements technologiques en cours : vers une interface spin-photon idéale

6.1.1. Micropiliers contactés électriquement : résultats récents et perspectives

Les expériences d'initialisation et de rotation de polarisation ont été réalisées avec un trou piégé dans une boîte quantique intégrée dans un micropilier. La transition d'un trion positif n'a été observée en excitation résonante que dans un seul pilier sur une vingtaine de piliers analysés. L'échantillon n'avait en effet, pas été fabriqué en vue de confiner des charges et la présence d'un trou, résidant de façon permanente dans la boîte quantique étudiée, est due au hasard. Avoir une charge (électron ou trou) confinée à l'intérieur de nos boîtes quantiques en micropiliers représente une réelle difficulté : dans le chapitre 1 d'introduction, la majorité des expériences d'initialisation, de manipulation et de mesure de spin ont été effectuées avec des boîtes quantiques intégrées soit dans des structures dopées [93, 29], pour piéger en permanence une charge, soit dans des structures dites à blocage de Coulomb [94, 95]. Dans l'optique de contrôler à terme l'état de charge de la boîte quantique, Anna Nowak et Niccolo Somaschi au sein de l'équipe ont développé un nouveau type de micropilier représenté sur la figure 6.1 [173, 39].

L'idée de ce nouveau type de micropilier est de combiner les avantages de la cavité micropilier avec une structure contactée électriquement. La cavité micropilier est toujours constituée d'une cavité avec au centre une boîte quantique entourée de miroirs de Bragg. Une couche de dopage n près du substrat et une couche de dopage p près de la surface ont été insérées dans la cavité micropilier. Ces couches ont été placées loin du centre de la cavité et l'ensemble des matériaux qui constituent le micropilier ne sont pas dopés, afin d'éviter les pertes optiques causées par l'absorption des porteurs libres. Le haut et le bas du micropilier sont contactés électriquement comme le montre la figure 6.1, et le micropilier est incorporé dans une structure en forme de croix pour que le champ électrique soit uniforme et que le confinement reste stable. L'ensemble du procédé de fabrication de ce pilier est publié dans l'article de A. Nowak et al [173].

Par des mesures en photoluminescence et en spectroscopie résonante présentées sur la figure 6.2, nous avons montré que cette nouvelle structure permet de contrôler l'énergie des transitions de la boîte quantique par effet Stark. Nous pouvons donc mettre de manière déterministe et contrôlée une transition de la boîte quantique en résonance avec le mode de cavité. A terme, l'objectif de cette nouvelle structure est de pouvoir sélectionner la transition excitonique ou la transition trionique de la boîte quantique afin de confiner un spin à l'intérieur de la boîte quantique.

6.1.2. Amélioration de l'efficacité d'extraction et de la coopérativité

Comme présenté dans le chapitre 4, un des paramètres du micropilier jouant un rôle essentiel sur la rotation de polarisation est l'efficacité d'extraction par le miroir du haut $\eta_{top} = \frac{\kappa_{top}}{\kappa}$. Nous avons montré dans ce chapitre, que deux états orthogonaux de polarisation pouvaient être obtenus pour des coopérativités de l'ordre de 1 si $\eta_{top} > 50\%$. Cette condition est pu-

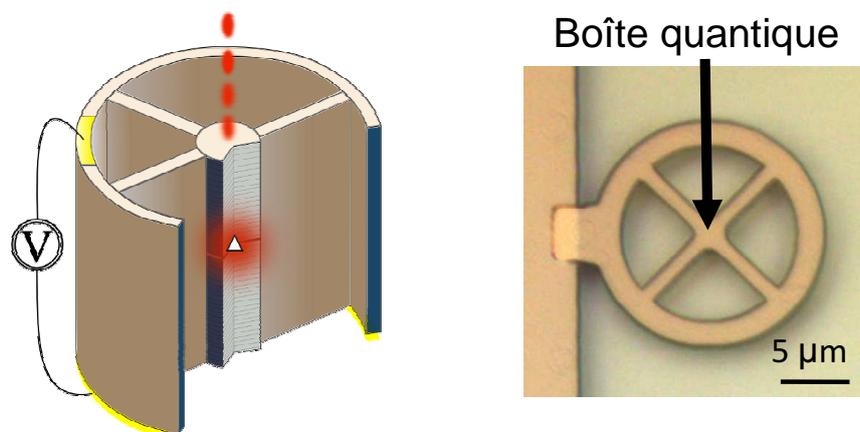


FIGURE 6.1. – a) Représentation de la nouvelle structure d’un micropilier contacté électriquement. b) Image de microscopie optique d’un micropilier contacté électriquement.

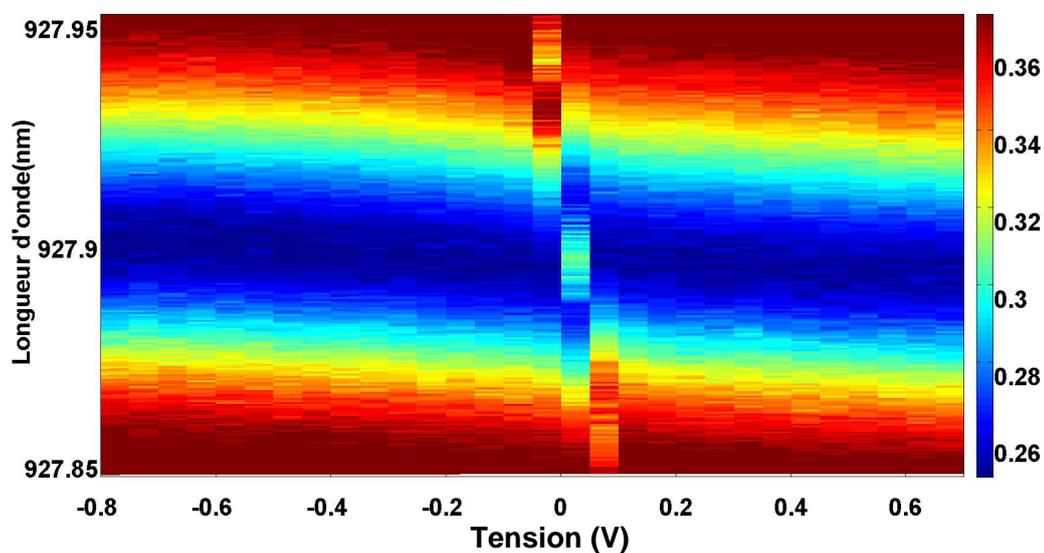


FIGURE 6.2. – Carte de réflectivité en fonction de la longueur d’onde du laser et de la tension appliquée aux bornes du dispositif, analogue aux cartes en température présentées dans le chapitre 3. La bande bleue représente la résonance de la cavité et la ligne qui l’intercepte correspond au pic de réflectivité de la boîte quantique. En choisissant une tension adéquate, la transition de la boîte quantique peut être en résonance avec le mode de cavité.

rement technologique et peut être atteinte en plaçant un nombre plus important de paires $Al_{0.95}Ga_{0.05}As/GaAs$ en bas de la cavité (c'est à dire entre le substrat et la cavité) que en haut de la cavité (c'est à dire entre la surface du micropilier et la cavité). Dans notre nouveau dispositif, il y a 30 paires en bas de la cavité et 20 paires en haut. Il faut également minimiser les pertes optiques pour atteindre de grandes efficacités d'extraction. Nous avons donc placé la couche de dopage dans les miroirs de Bragg loin de la cavité afin de minimiser les pertes par absorption dues à cette couche.

Nous avons donc respecté cette condition sur le nouvel échantillon ayant un facteur de qualité d'environ 12000 et les spectres de réflectivité du nouvel échantillon ont montré que le taux de fuite total de la cavité était d'environ $\kappa = 120 \mu\text{eV}$, et que η_{top} était compris entre 65 et 75% comme le montre la figure 6.3. A titre de comparaison, l'efficacité d'extraction du dispositif utilisée dans les précédents chapitres, est d'environ 40%. Bien que κ_{bot} ne soit pas connu car nous ne mesurons pas la transmission de notre système, nous pouvons comparer l'efficacité d'extraction η_{top} attendues dans le cas d'un dispositif sans pertes, calculés grâce à la méthode de la matrice de transfert [136] : avec cette répartition des paires dans le micropilier (30 paires en bas et 20 paires en haut), l'efficacité d'extraction par le miroir du haut dans un dispositif parfait est de $\eta_{top} = 89\%$ et $\eta_{bot} = 11\%$. En comparant l'efficacité d'extraction théorique et l'efficacité d'extraction expérimentale déduite des spectres de réflectivité ($\eta_{top} \sim 65 - 75\%$), nous pouvons supposer que $\eta_{bot} \sim 8 - 9\%$ et $\eta_{loss} \sim 17 - 26\%$ à partir de la relation $\kappa = \kappa_{top} + \kappa_{bot} + \kappa_{loss}$.

Des transitions de boîtes quantiques ont également pu être observées en excitation résonante comme le montrent les figures 6.2 et 6.3.a), sur un dispositif utilisés par V. Giesz et N. Somaschi comme sources de photons uniques indiscernables [39]. Sur ce spectre, on observe un creux de réflectivité correspondant à la cavité et un large pic de réflectivité correspondant à la transition de la boîte quantique. La transition observée était celle d'un exciton neutre et les paramètres caractéristiques de la boîte quantique ont pu être extraits en utilisant le modèle numérique présenté dans l'annexe I.

Dans ce dispositif, l'anisotropie de la boîte quantique lève la dégénérescence des états excités de la transition excitonique comme le montre la figure 6.3.a). Il faut alors considérer la boîte quantique comme un système à trois niveaux et nous introduisons l'écart entre énergie entre les deux niveaux excités Δ_{fss} . Cette levée de dégénérescence introduit des règles de sélection optiques dans le système qui induisent une rotation de la polarisation comme nous le verrons dans la sous-section suivante. Grâce au modèle numérique de l'annexe I, nous avons identifié que $g = 21 \mu\text{eV}$ et $\gamma = 0.3 \mu\text{eV}$. Le taux de décohérence est donc très faible ce qui démontre une stabilisation de l'environnement due à l'inclinaison des bandes. Nous avons ainsi pu déterminer que la coopérativité était supérieure à 3 dans cet échantillon. Cet échantillon a donc des paramètres parfaits pour mesurer une rotation de polarisation idéale, c'est à dire $\langle \Psi_{\uparrow} | \Psi_{\downarrow} \rangle = 0$ comme nous l'avons vu dans le chapitre 5. Malheureusement, nous n'avons identifié avec certitude, jusqu'à maintenant, que des transitions neutres. Ce nouvel échantillon n'en reste pas moins prometteur avec la démonstration du contrôle cohérent de l'exciton ou la mesure d'une non-linéarité à très faible nombre de photons (proche de 1) en cours d'étude actuellement. Les futurs dispositifs se baseront sur cette structure.

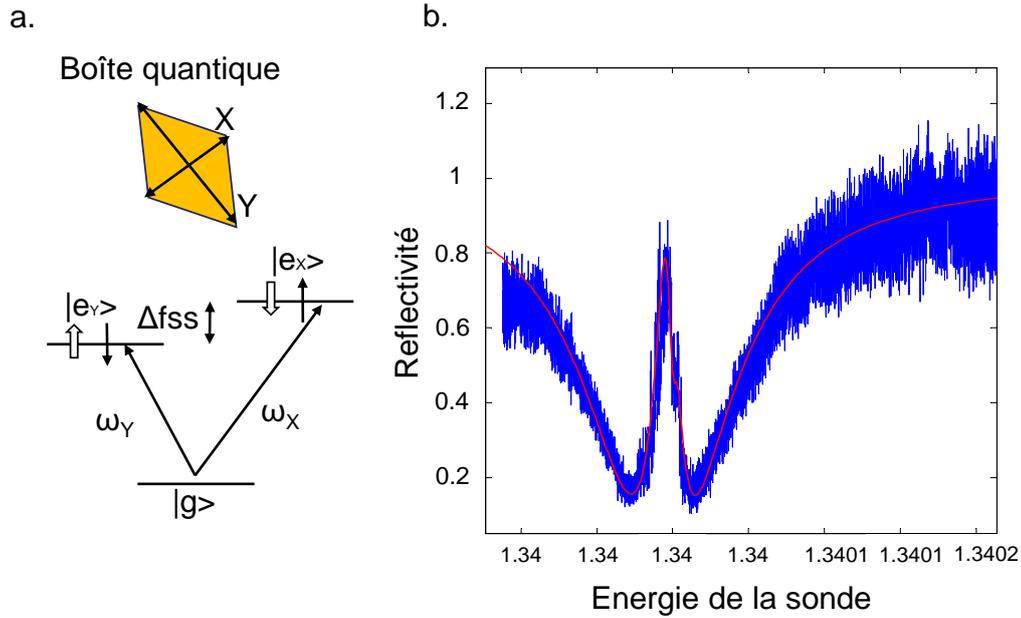


FIGURE 6.3. – a) Représentation de la boîte quantique avec anisotropie d'échange : les deux niveaux excités sont non dégénérés et séparés d'une énergie Δ_{fss} . Des règles de sélection optiques apparaissent où la transition $|g\rangle \rightarrow |e_X\rangle$ n'est excitable que par la polarisation X et la transition $|g\rangle \rightarrow |e_Y\rangle$ n'est excitable que par la polarisation Y. b) Spectre de spectroscopie résonante d'un micropilier contacté électriquement où la transition de la boîte quantique est en résonance avec la cavité. La courbe en bleu correspond aux données expérimentales. La courbe en rouge a été obtenue en utilisant notre modèle numérique (l'annexe I) pour les paramètres suivants : $\kappa = 120\mu eV$, $\frac{\kappa_{top}}{\kappa} = 70\%$, $\omega_H - \omega_V = 70\mu eV$, $g = 21\mu eV$.

6.1.3. Amélioration de la mesure des paramètres de Stokes

Parallèlement au développement de nouveaux échantillons, nous avons également amélioré les mesures des paramètres de Stokes présentés dans le chapitre 5 : nous avons renoncé à mesurer directement les paramètres s_{HV} , s_{DA} , s_{LR} associés à la base HV, DA et LR de l'échantillon (H et V correspondant aux axes du micropilier, D et A à $\pm 45^\circ$ de H et V à l'intérieur du cryostat ainsi que L et R des états de polarisation circulaires à l'intérieur du cryostat également). Nous sommes maintenant capables de mesurer les trois paramètres de Stokes ($s_{H'V'}$, $s_{D'A'}$ et $s_{L'R'}$) caractérisant la lumière réfléchie dans une base à l'extérieur du cryostat, c'est à dire des états de polarisation linéaires (H',V',D',A') et des états de polarisation circulaires (L',R') à l'extérieur du cryostat. L'intérêt de cette nouvelle calibration est que nous avons une bonne mesure des paramètres de Stokes avec des états H'V', D'A', et L'R' orthogonaux sur la sphère de Poincaré qui vérifient $s_{H'V'}^2 + s_{D'A'}^2 + s_{L'R'}^2 = 1$ pour un état pur. Ceci permet d'analyser de façon complète les états $|\Psi_{in}\rangle$, $|\Psi_{\uparrow}\rangle$, et $|\Psi_{\downarrow}\rangle$, dans la base H'V', D'A', et L'R' qui est tout aussi valide que la base HV, DA, et LR (initialement souhaitée mais beaucoup plus difficile à calibrer).

Nous avons ainsi pu étudier la rotation de polarisation induite par une transition excitonique (considérée comme un système à trois niveaux avec des règles de sélection optiques définies par l'anisotropie de la boîte quantique) en mesurant les paramètres de Stokes de la lumière réfléchie lorsque le faisceau était polarisé $|V\rangle$ dans le mode de cavité, comme le montre la figure 6.4 : les spectres correspondent à la réflectivité et aux paramètres de Stokes lorsque $\omega_d = \omega_V$. Les valeurs des paramètres de Stokes lorsque $\omega \gg \omega_d$ montrent que les mesures de paramètres de Stokes sont bien meilleurs car $s_{HV} \sim 1$, $s_{DA} \sim 0$, et $s_{LR} \sim 0$ (la cavité induit une légère modification de la polarisation incidente). Le spectre de $s_{HV}(\omega)$ montre que $s_{HV} < 1$ à résonance avec la transition de la boîte quantique, caractérisant une rotation de polarisation incidente induite par l'exciton. L'étude théorique des paramètres de Stokes dans le cas d'un exciton est en cours de développement mais il semble que l'exciton induit une rotation de polarisation dont l'amplitude peut atteindre $\Phi = 11^\circ$ ($\Theta = 8.5^\circ$). Ces mesures sont très encourageants pour les futures mesures de rotation de polarisation induite par un spin.

6.2. Vers l'observation optique des fluctuations de spin

6.2.1. Mesures des sauts de spin en temps réel

Suite aux mesures de rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$, nous avons tenté de mesurer les fluctuations de spin du trou en s'inspirant des mesures de fluctuations de charge faites par Christophe Arnold [172]. Utilisant une détection ultrarapide, le piégeage et le dépiégeage d'une charge à proximité d'une boîte quantique avaient été observés en excitation résonante, (voir figure 6.5) : la proximité d'une charge aux alentours de la boîte quantique changeait l'énergie de la transition se traduisant par un décalage du signal de la boîte quantique en excitation résonante, et deux spectres de réflectivité distincts peuvent être identifiés, comme le montre la figure 6.5. En utilisant un oscilloscope et en se plaçant à l'énergie où le contraste entre les deux spectres de réflectivité est maximal, Christophe Arnold et al ont pu observer en

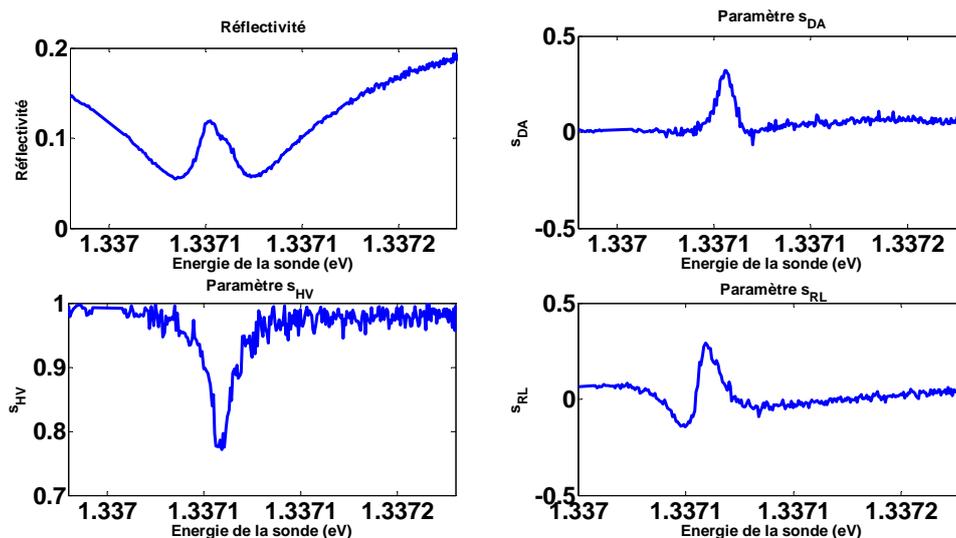


FIGURE 6.4. – Spectres de la réflectivité et des paramètres de Stokes en fonction de l'énergie du laser ω lorsque le faisceau incident est polarisé $|V\rangle$. Le spectre en haut à gauche, est le spectre de réflectivité correspondant au système. Les trois autres spectres correspondent aux paramètres réduits s_{HV}, s_{DA} , et s_{RL} .

temps réel, les fluctuations de cette charge et étudier la dynamique de piégeage et dépiégeage avec une résolution temporelle de 2 μs .

Le principe est identique pour mesurer les fluctuations de spin en remplaçant la mesure de réflectivité par une mesure de rotation de polarisation en temps réel. Dans ce cas, l'état de spin n'est pas initialisé afin de laisser le spin du trou fluctuer. L'énergie du laser de sonde est choisie de manière à avoir le maximum de contraste de rotation de polarisation entre les deux états de spin. Un signal similaire aux fluctuations de charge est alors attendu.

Nous avons tenté de mesurer les fluctuations de spin sur la boîte quantique en microcavité, où nous avons mesuré une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ mais seul un signal nul a été mesuré. Cette absence de fluctuation de signal indique que nous mesurons la moyenne des deux états de spin à chaque mesure et que les temps de relaxation de spin étaient inférieurs à la résolution temporelle de nos détecteurs, de l'ordre de la microseconde.

Pour pouvoir observer les fluctuations de spin, il faut soit utiliser des détecteurs avec une meilleure résolution temporelle, soit ralentir les fluctuations de spin se traduisant par une augmentation du temps de relaxation du spin. Dans la section 1.4 du chapitre 1, nous avons présenté différentes techniques permettant d'augmenter le temps de relaxation du spin, la plus simple étant l'utilisation d'un champ magnétique.

6.2.2. Implémentation d'un champ magnétique en configuration Faraday

Pour pouvoir observer les fluctuations de spin, nous avons choisi d'utiliser un champ magnétique parallèle à l'axe optique. Un faible champ magnétique en configuration Faraday permet d'écranter partiellement le champ effectif des spins nucléaires ce qui augmente de plusieurs ordres de grandeur le temps de relaxation du spin de l'électron et du trou. Des

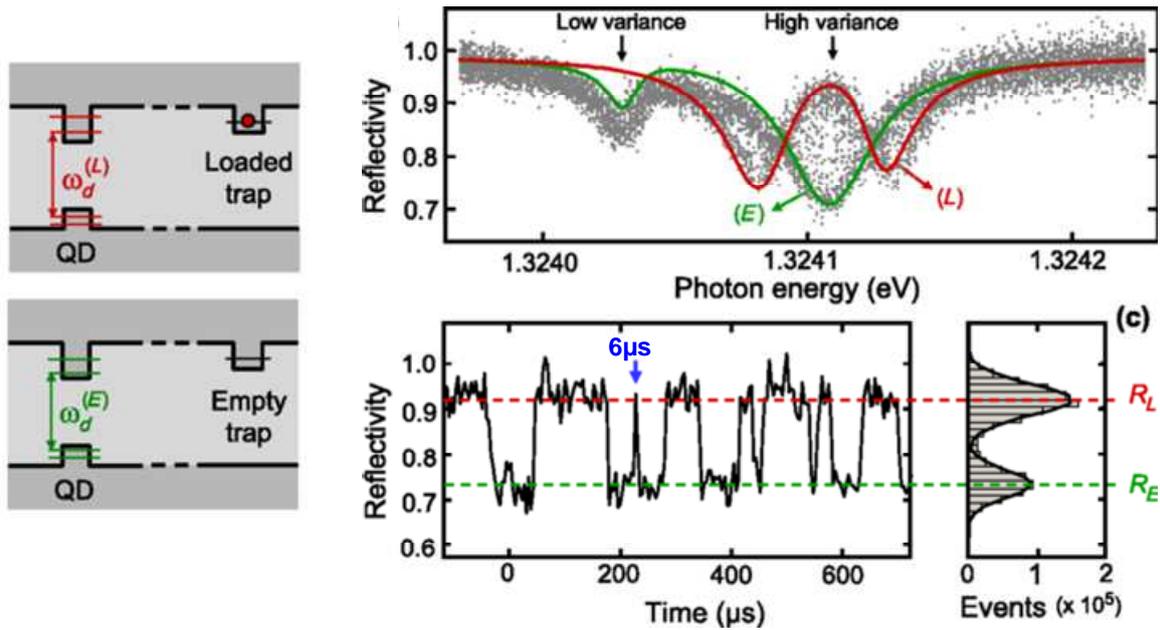


FIGURE 6.5. – Figures extraites de la référence[172]. La figure de gauche représente le cas où le piège près de la boîte quantique est chargé (en rouge) et le cas où le piège est déchargé (en vert). La figure en haut à droite représente le spectre de réflectivité en fonction de l'énergie incidente. On distingue clairement le spectre de réflectivité lorsque le piège est chargé (rouge) et le spectre de réflectivité lorsque le piège est déchargé (en vert). La figure en bas à droite représente la réflectivité en fonction du temps, à énergie incidente fixe. L'histogramme est construit à partir des mesures de réflectivité en temps réel. On peut reproduire cet histogramme à l'aide de deux gaussiennes pour déterminer les réflectivités moyennes des deux états.

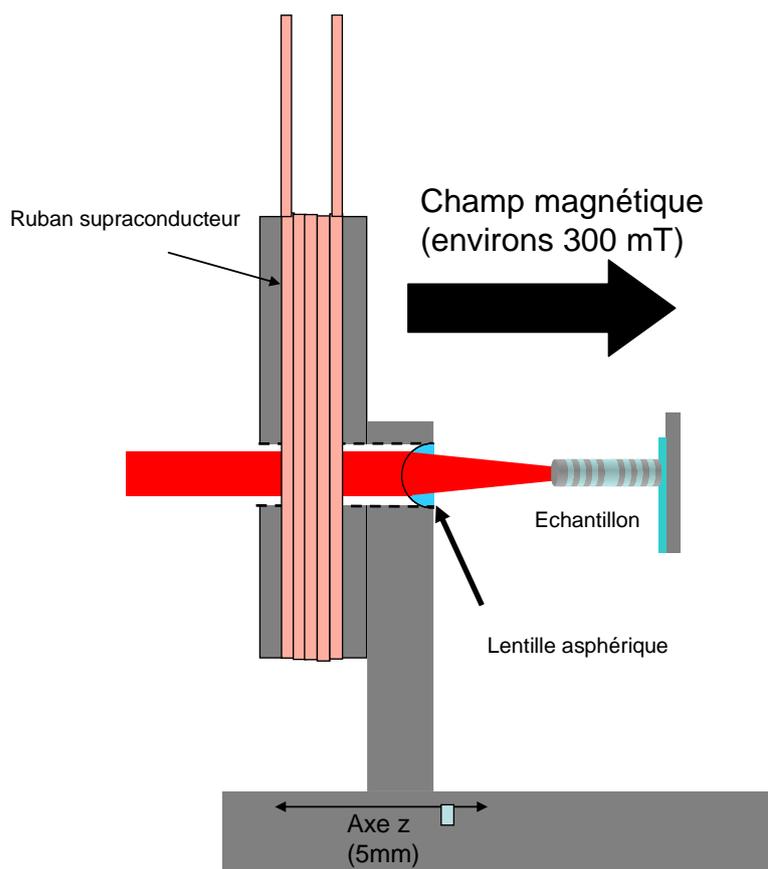


FIGURE 6.6. – Représentation du nouveau porte échantillon permettant d'ajouter un ruban supraconducteur enroulé autour du porte-lentille. L'intensité du champ magnétique est de l'ordre de 300 mT.

champs magnétiques de l'ordre de la dizaine de mT permettent d'avoir des temps de relaxation du spin de l'électron de l'ordre de la microseconde [71].

Nous avons donc conçu un nouveau porte échantillon permettant d'incorporer un ruban supraconducteur enroulé autour du porte-lentille, comme le montre la figure 6.6. En appliquant un courant de 60A dans la bobine supraconductrice, un champ magnétique parallèle à l'axe optique d'environ 300mT est généré. Les mesures préliminaires en excitation résonante sur le nouvel échantillon décrit précédemment¹, ont révélé que le champ magnétique fonctionnait correctement mais que des effets d'hystérésis à intensité de champ magnétique maximale apparaissent (voir Fig.6.7) : Un décalage de la réponse optique associé à la boîte quantique est observé, suivant le sens du scan en longueur d'onde. Ces effets d'hystérésis démontrent des effets de spins nucléaires complexes [73, 24, 72]. Ces effets sont cependant, moins importants à faible champ magnétique (environ 50 mT) et devraient nous permettre d'augmenter le temps de relaxation de spin.

Si une transition trionique était observée dans le nouvel échantillon, nous pourrions théoriquement mesurer les fluctuations de spin de la boîte quantique en utilisant le champ magnétique implémenté dans le nouveau cryostat. Un champ magnétique de quelques dizaines

1. Nos dispositifs sont fragiles et nous avons malheureusement, perdu le micropilier ayant permis de démontrer l'initialisation et la rotation de polarisation. Nous avons donc débuté les études sous champ magnétique avec le nouvel échantillon

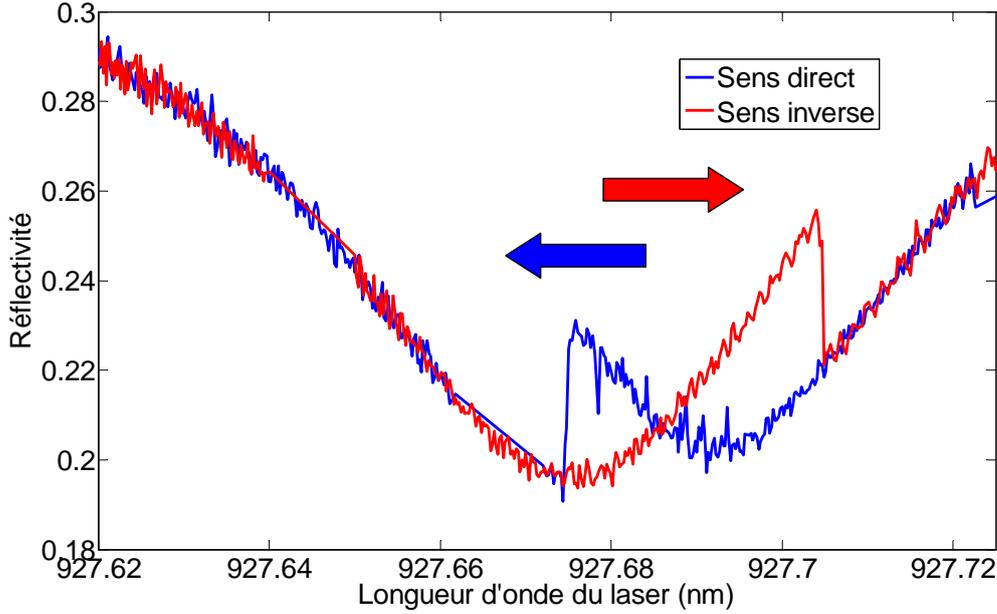


FIGURE 6.7. – Spectre de spectroscopie résonante sur une transition de boîte quantique confinée à l’intérieur d’un micropilier contacté électriquement sous champ magnétique longitudinal à $T=4\text{K}$. Les spectres ont été obtenus en scannant en longueur d’onde de gauche à droite (courbe bleue) et de droite à gauche (courbe rouge). Les deux spectres sont différents et révèlent des effets d’hystérésis caractéristiques de l’interaction avec les spins nucléaires.

de mT devrait nous permettre de ralentir les sauts de spin en minimisant les effets sur le spin nucléaire. Une rotation de polarisation maximale devrait nous permettre de mesurer un contraste maximal entre les deux états de spin nous permettant d’observer un signal similaire à la figure 6.5, correspondant aux fluctuations de spin.

6.2.3. La mesure parfaite de l’état du spin

Pour obtenir une interface spin-photon optimale, il faut qu’il y ait une charge résidente stable confinée à l’intérieur de notre boîte quantique. De plus, le dispositif doit avoir une co-opérativité raisonnable ($C \sim 1$) et une efficacité d’extraction par le miroir du haut supérieure à $\eta_{top} > 50\%$ (idéalement $\eta_{top} \sim 1$).

Si une transition chargée avec des paramètres identiques à ceux de la transition neutre ($C \approx 3$) pouvait être observée, la mesure parfaite de spin serait alors accessible. Nous pourrions alors mesurer une rotation de polarisation maximale de $\Phi \pm 45^\circ$ correspondant à une orthogonalité des états de polarisation $|\psi_\uparrow\rangle$ et $|\psi_\downarrow\rangle$ [30, 161].

Si cette rotation de polarisation maximale est observée, nous pouvons mesurer l’état de spin avec un photon unique comme décrit dans le chapitre 4 et illustré sur la figure 6.8 : le photon est envoyé sur le dispositif et interagit avec l’état de spin. Nous analysons ensuite la polarisation après réflexion pour mesurer l’état de spin. Deux états de polarisation orthogonaux $|\psi_\uparrow\rangle$ et $|\psi_\downarrow\rangle$, associés aux deux états de spin $|\uparrow\rangle$ et $|\downarrow\rangle$ de la charge, peuvent être obtenus. Comme présenté dans le chapitre 4, en utilisant une lame quart d’onde et une lame

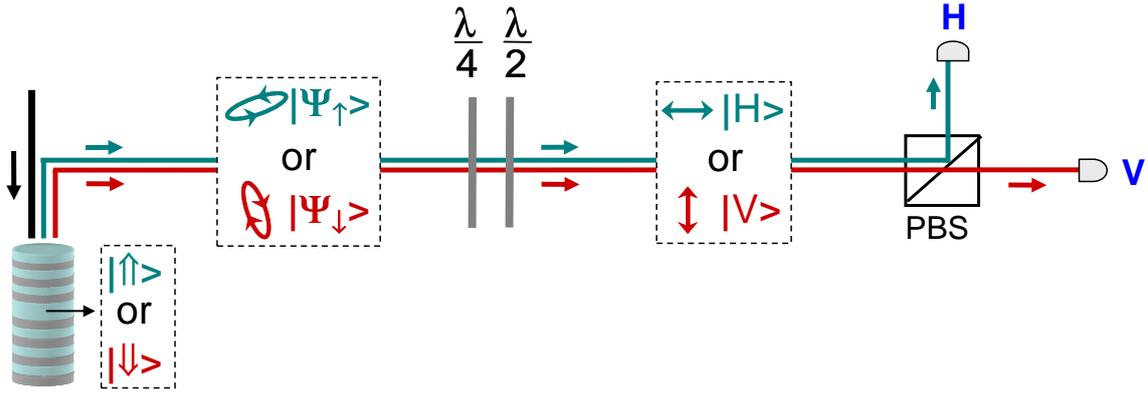


FIGURE 6.8. – Représentation de la mesure parfaite de l'état de spin via l'état de polarisation d'un photon. Des lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$ permettent de transformer de manière unitaire les états de polarisation réfléchis $|\Psi_{\uparrow}\rangle$ ou $|\Psi_{\downarrow}\rangle$ en état $|H\rangle$ ou $|V\rangle$. L'état de spin peut être déterminé par la mesure de la polarisation d'un seul photon.

de demi-onde, on peut alors projeter les deux états de polarisation orthogonaux $|\psi_{\uparrow}\rangle$ et $|\psi_{\downarrow}\rangle$ dans la base horizontale pour obtenir les deux états $|H\rangle$ et $|V\rangle$ comme le montre la figure 6.8. Un signal sur la photodiode H est mesuré si le spin est dans l'état $|\uparrow\rangle$ et un signal sur la photodiode V est mesuré si le spin est dans l'état $|\downarrow\rangle$. À l'inverse, une mesure sur la photodiode H indique que nous avons projeté l'état de spin $|\uparrow\rangle$ et une mesure sur la photodiode V indique que nous avons projeté l'état de spin $|\downarrow\rangle$. Il y a donc une rétroaction quantique sur la mesure où la détection d'un photon projette l'état de spin. Expérimentalement, en excitation continue à très faible puissance, la détection d'un photon projette l'état de spin mais à des instants aléatoires. En excitation pulsée, nous contrôlons l'instant d'arrivée du photon et donc sa détection.

Si la condition d'orthogonalité entre les deux états de polarisation est remplie, il serait possible de mesurer l'état de spin avec un photon unique de manière non destructive comme prédit par Hu et al [30]. Cette mesure parfaite ouvrirait la porte à plusieurs expériences dont l'intrication déterministe entre l'état de spin et l'état de polarisation du photon, décrite un peu plus loin.

6.3. Contrôle cohérent et précession de spin en champ magnétique transverse

Si l'interface spin-photon parfaite est réalisée dans nos systèmes boîte quantique en micropilier, l'étape suivante consistera à installer un champ magnétique transverse afin d'initialiser le spin dans une superposition d'état $|\uparrow\rangle_z + e^{i\phi} |\downarrow\rangle_z$ [22, 24] comme décrit dans le chapitre 1. Nous pourrions alors réaliser le contrôle cohérent du spin introduit dans le chapitre 1, permettant par la suite de réaliser l'intrication spin-photon qui sera abordée dans la prochaine section.

6.3.1. Initialisation et contrôle cohérent du spin

Pour pouvoir contrôler de manière cohérente le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique comme présenté dans le chapitre 1, un champ magnétique perpendiculaire à l'axe du micropilier doit être appliqué. Le cryostat utilisé jusqu'à maintenant ne permet pas d'incorporer un système générant un champ transverse et il faudra donc utiliser un nouveau cryostat en cours d'étude actuellement.

Utiliser un champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique nous permettrait d'accéder au contrôle cohérent du spin. Comme décrit dans le chapitre d'introduction, les règles de sélection optiques sont modifiées lorsqu'un champ magnétique transverse est appliqué et nous pourrions initialiser le spin dans l'état $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$ en utilisant un faisceau de pompe continu polarisé linéairement.

Le contrôle cohérent [102, 108, 24, 107] peut se faire ensuite en utilisant des impulsions courtes polarisés circulairement hors résonance de la boîte quantique comme le schématise la figure 6.9. Les expériences de contrôle cohérent sur des boîtes quantiques uniques utilisent généralement des impulsions de quelques picosecondes. Toutefois, dans les boîtes quantiques en micropilier, il faut prendre en compte la largeur spectrale de la cavité. En effet, pour coupler efficacement un pulse incident à la cavité, il faut que la largeur spectrale de la cavité κ soit supérieure à la largeur spectrale du pulse. Dans le cas contraire, la cavité agit comme un filtre et une partie du pulse est directement réfléchi. Typiquement, un pulse de 4ps a une largeur spectrale d'environ $160\mu eV$ ce qui est inférieur au précédent micropilier utilisé pour la mesure de rotation de polarisation ($\kappa = 630\mu eV$) mais est supérieur à la largeur spectrale des nouveaux micropiliers contactés électriquement ($110\mu eV$). Or, pour que le contrôle cohérent soit efficace, il doit se faire avec une impulsion hors résonance par rapport à la transition de la boîte quantique : l'impulsion doit donc être assez fine spectralement pour entrer dans la cavité sans "recouvrir" la résonance de la transition. Il faut cependant, que l'impulsion ne soit pas trop longue car les processus dissipatifs peuvent alors intervenir et limiter la qualité du contrôle cohérent. Une impulsion de 20ps pourrait représenter un compromis adéquat pour nos structures.

Pour le contrôle cohérent, il faudra donc choisir attentivement la largeur spectrale de l'impulsion de contrôle. Utiliser des micropiliers avec un facteur de qualité un peu plus faible permet d'avoir une largeur spectrale de cavité plus faible et d'utiliser des impulsions plus courtes.

L'initialisation d'un état $|\uparrow\rangle_x$ ou $|\downarrow\rangle_x$ et le contrôle cohérent sont des étapes clés pour la génération d'intrication probabiliste entre le photon et le spin décrite [19, 28, 27, 117] dans la section 2.4 du chapitre 1.

6.3.2. Initialisation d'une précession de spin

Une collaboration récente de notre équipe avec l'université de Ioffe a étudié notamment l'initialisation d'une précession de spin dans les microcavités [105]. Avec un champ magnétique transverse, le spin confiné à l'intérieur de la boîte quantique peut précesser autour de l'axe du champ magnétique suivant la fréquence de Larmor Ω en appliquant des pulses périodiques polarisés circulairement [104, 79]. Il est alors possible de créer une précession de Larmor entre les deux états de spin comme le représente la figure 6.9. Si l'état de spin est

6.3. Contrôle cohérent et précession de spin en champ magnétique transverse

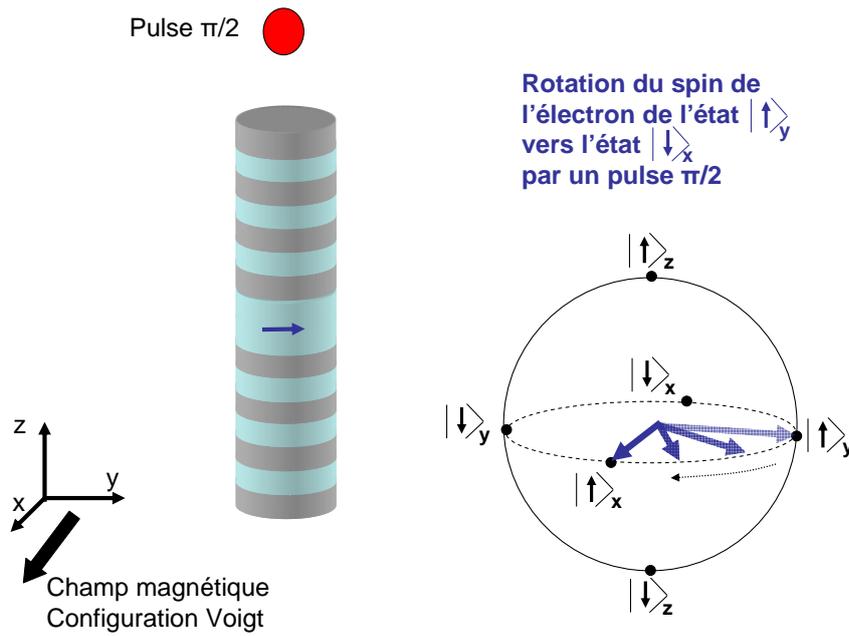


FIGURE 6.9. – Illustration de la rotation de spin induite par un pulse $\frac{\pi}{2}$ sous champ magnétique transverse. A droite, représentation de la rotation d'un état $|\uparrow\rangle_x$ vers un état $|\uparrow\rangle_y$ sur la sphère de Bloch.

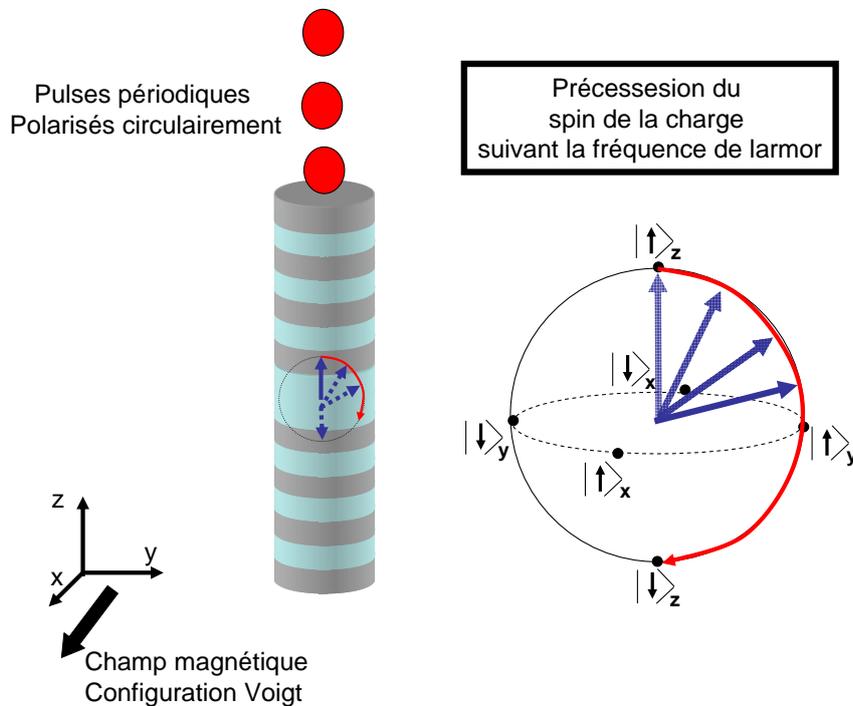


FIGURE 6.10. – Illustration de la précession du spin initialisée par l'application d'un champ magnétique transverse et de pulses périodiques polarisés circulairement. A droite, précession de l'état de spin de la charge sur la sphère de Bloch.

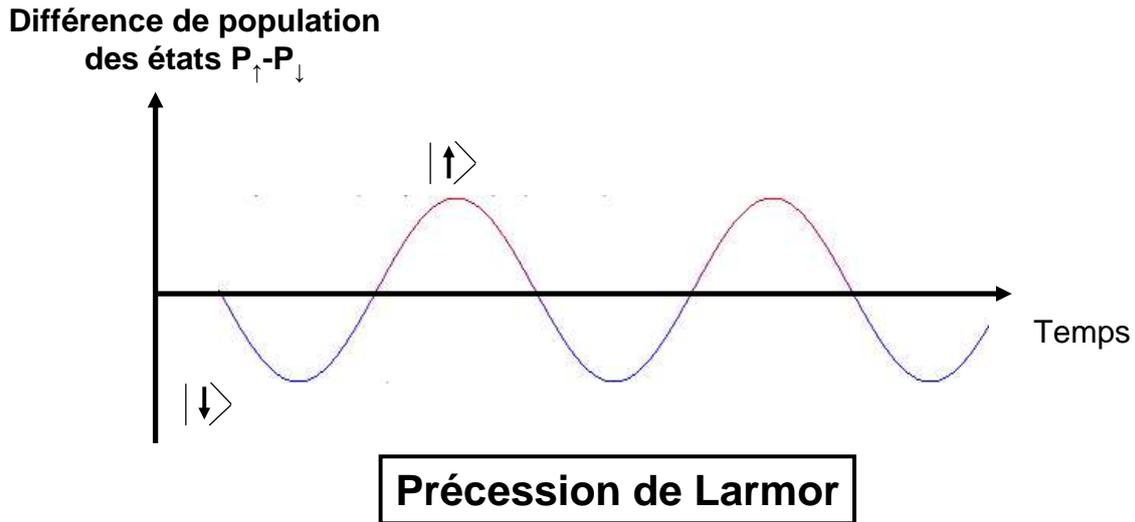


FIGURE 6.11. – Représentation des oscillations de Rabi entre l'état $|\uparrow\rangle$ et l'état $|\downarrow\rangle$: le système alterne entre les deux états de spin et en passant par des superpositions d'état.

$|\uparrow\rangle$ à l'instant $t=0$, l'état d'évolution du spin est donné par :

$$|\psi(t)\rangle = |\uparrow\rangle \cos(\Omega t) + |\downarrow\rangle i \sin(\Omega t) \quad (6.1)$$

(Si l'état initial de spin est $|\downarrow\rangle$, on obtiendra $|\psi(t)\rangle = |\uparrow\rangle \sin(\Omega t) + |\downarrow\rangle \cos(\Omega t)$). Pour générer une précession du spin, il est indispensable de favoriser l'état $|\uparrow\rangle$ avec un pulse polarisé circulairement $|L\rangle$ ou $|R\rangle$ à chaque période complète de précession (c'est à dire lorsque $t = \frac{2\pi}{\Omega}$). Cette méthode a également l'avantage d'augmenter le temps de relaxation du spin en inhibant les pertes de cohérence due à l'interaction hyperfine comme a pu l'observer Grelich et al [79, 174, 29, 24] car les spins nucléaires précessent en synchronisation avec le spin confiné. La méthode d'autosynchronisation a été présentée dans le chapitre 1 et a démontré des résultats concluants sur le temps de relaxation du spin de la charge.

6.3.3. Mesures faibles et mesures fortes : vers l'observation de l'effet Zenon quantique

Pour observer la précession de spin, nous exploiterons la rotation de polarisation. Cependant, pour observer les oscillations de Rabi entre l'état $|\uparrow\rangle$ et l'état $|\downarrow\rangle$ dues à la précession du spin, les mesures de rotation de polarisation devront être des mesures dites "faibles" [175, 176] : l'énergie de la sonde doit être très différente de l'énergie de la boîte quantique ($\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma} \gg 1$) comme schématisé sur le spectre de rotation de polarisation de la figure 6.12, de manière à ce que la rotation de polarisation soit faible (inférieure à $\pm 1^\circ$) pour minimiser la rétro-action quantique sur le spin. Les photons ne projettent "presque" pas l'état de spin ce qui permet l'évolution cohérente entre les deux états décrite par l'équation 6.1. En contrepartie, la mesure faible est une mesure statistique où il faut intégrer un grand nombre de mesures sur plusieurs périodes de précession pour observer ces oscillations de Rabi via la rotation de polarisation [104] comme illustré sur la figure 6.12 : nous mesurons

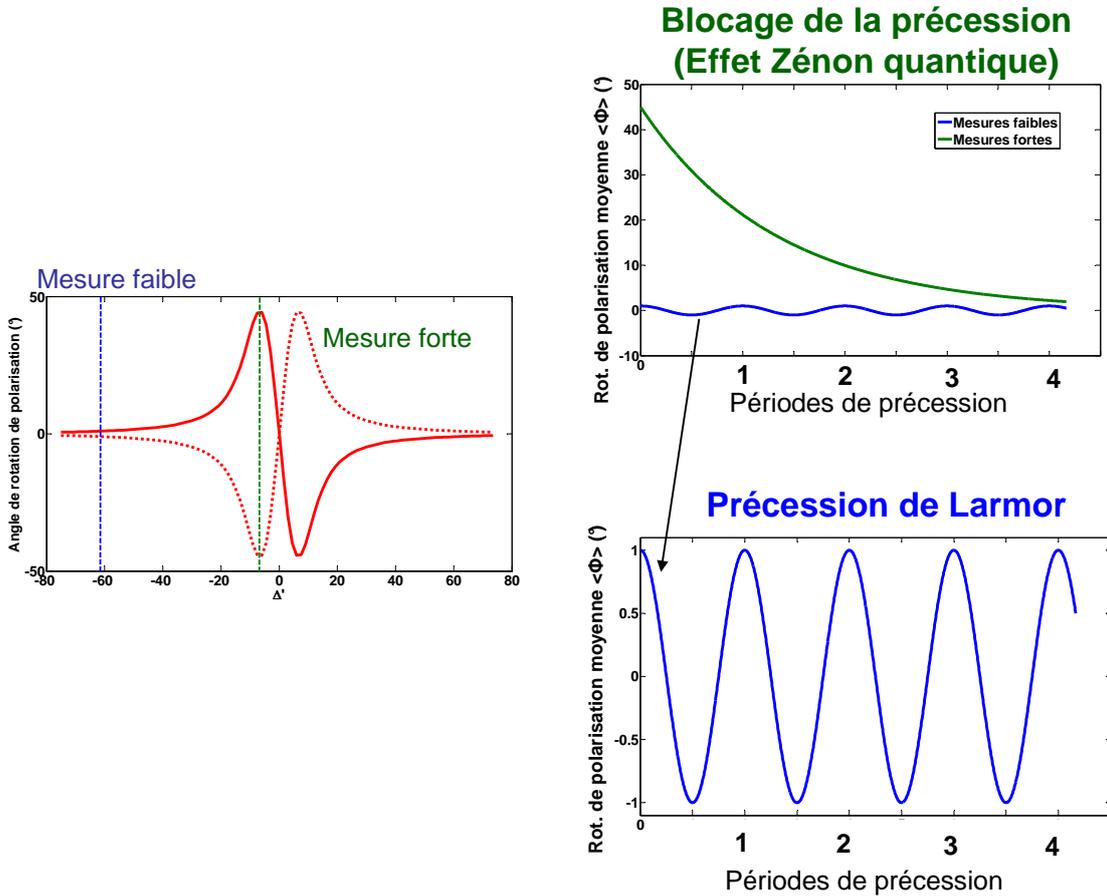


FIGURE 6.12. – Illustration de la différence entre une mesure forte et une mesure faible. A gauche, spectres de rotation de polarisation en fonction de Δ' . La ligne en bleu correspond à une mesure faible où l'angle de rotation de polarisation est faible et la ligne verte correspond à une mesure forte où l'angle de rotation de polarisation est de $\Phi = \pm 45^\circ$. A droite, nous avons représenté la rotation de polarisation $\langle \Phi \rangle$ attendue, obtenue après moyennage sur de nombreuses itérations, en fonction du temps pour la mesure faible et la mesure forte. Dans le cas de la mesure faible, le spin précesse et la mesure faible permet d'observer des oscillations de Rabi entre les deux états sur un grand nombre d'itérations. En mesure forte, la mesure a une forte rétro-action sur l'état de spin ce qui bloque la précession de spin. Le signal observé après de nombreuses itération est alors une décroissance de l'angle de rotation de polarisation au cours du temps. C'est l'effet Zénon quantique.

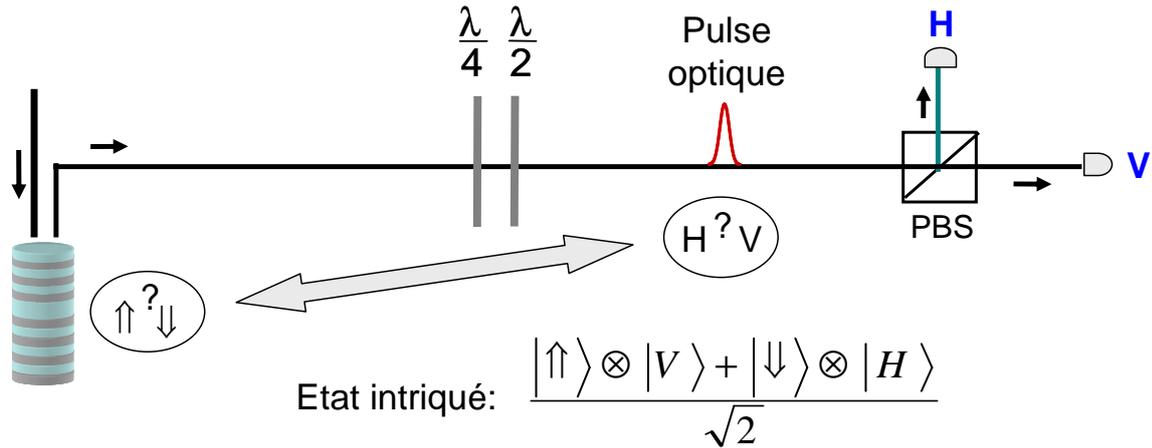


FIGURE 6.13. – Illustration du principe d'intrication spin-photon. Le spin est préparé dans une superposition d'états de spin et l'état du photon est intriqué après interaction avec le spin.

$\langle s_{DA} \rangle$ et donc $\langle \Phi \rangle$ sur un grand nombre d'itérations. Si une seule itération est réalisée, le signal mesuré est bruité et aucune information n'est récupérée sur l'état de spin. Sur un grand nombre d'itérations, nous mesurons $\langle \Phi \rangle(t)$ avec un rapport signal sur bruit suffisant pour visualiser la précession de spin.

Si la mesure est forte (Δ' soigneusement choisi pour maximiser l'angle de rotation Φ), c'est à dire lorsque la rotation de polarisation est de $\Phi \pm 45^\circ$, la détection projette l'état de spin qui est alors mesuré au premier photon détecté. Cependant, chaque nouvelle mesure reprojette le spin dans l'état $|\uparrow\rangle$ en un temps très court qui ne laisse pas le temps au système d'évoluer, et nous n'observons pas d'oscillations de Rabi entre les deux états. Ce phénomène se base sur la rétroaction de la mesure sur l'état mesuré : en stoppant les impulsions d'initialisation et en envoyant des impulsions de lecture, la précession de l'état du spin peut être suspendue comme le représente la figure 6.12. Si l'état de spin mesuré est $|\uparrow\rangle$ à l'instant $t=0$, le fait de mesurer continuellement l'état le projette jusqu'à ce que la relaxation ait lieu. On appelle ce phénomène l'effet Zénon quantique [177, 178] et la précession de spin couplée à une mesure de spin parfaite devrait nous permettre de démontrer ce phénomène. La collaboration avec A. Auffèves de l'institut Néel à Grenoble nous permettra également de comprendre et d'analyser ces expériences grâce à des outils de calcul de type Monte-Carlo.

6.4. Vers l'intrication spin-photon

6.4.1. Intrication spin photon basé sur la rotation de polarisation

Hu et al [30, 120] ont démontré que l'intrication entre un photon et un spin était possible via la rotation de polarisation. Pour intriquer l'état de spin avec un photon incident, il faut avoir une interface spin-photon parfaite où les états de polarisation $|\Psi_\uparrow\rangle$ et l'état $|\Psi_\downarrow\rangle$, associés aux états de spin sont orthogonaux et donc parfaitement discernables, et également utiliser les techniques de contrôle cohérent. Grâce au contrôle cohérent, l'état de spin de l'électron ou du trou peut être dans un état de superposition $|\psi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle + \beta|\downarrow\rangle$ à l'instant

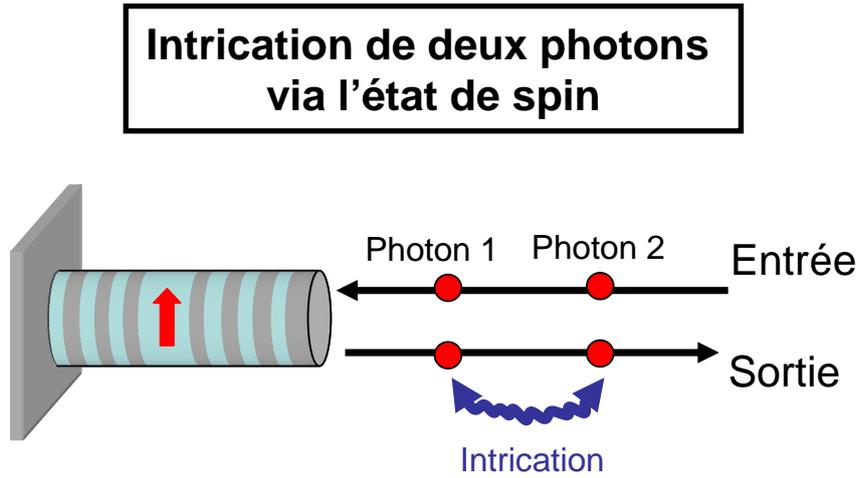


FIGURE 6.14. – Principe de l'intrication entre deux photons via l'état de spin : Le premier photon s'intrique avec l'état de spin puis le deuxième photon s'intrique avec l'état du spin. La mesure de l'état de spin projette les deux photons dans un état intriqué.

$t=0$ pour lequel un photon incident arrive sur le dispositif. Après réflexion de ce photon, le système spin-photon est alors dans un état intriqué $\alpha |\uparrow\rangle \otimes |\Psi_{\uparrow}\rangle + \beta |\downarrow\rangle \otimes |\Psi_{\downarrow}\rangle$. Comme présenté sur la figure 6.13, des lames $\frac{\lambda}{2}$ et $\frac{\lambda}{4}$ qui transforment $|\Psi_{\uparrow}\rangle \rightarrow |H\rangle$ et $|\Psi_{\uparrow}\rangle \rightarrow |V\rangle$, permettent d'obtenir un état intriqué $\alpha |\uparrow\rangle \otimes |H\rangle + \beta |\downarrow\rangle \otimes |V\rangle$. Si l'état de spin est dans un état superposé avec $\alpha = \beta = \frac{1}{\sqrt{2}}$, nous avons alors un état de Bell de la forme $\frac{|\uparrow\rangle \otimes |H\rangle + |\downarrow\rangle \otimes |V\rangle}{\sqrt{2}}$.

Expérimentalement, plusieurs étapes devront être atteintes avant l'intrication spin-photon : une rotation de polarisation maximale doit être observée pour accéder à la mesure de l'état de spin avec un photon unique (voir section 6.2.3). Un champ magnétique transverse doit également être implémenté pour initialiser une précession de spin autour de l'axe du champ magnétique en utilisant également des impulsions périodiques polarisées circulairement (voir section 6.3.2). Enfin, il faut injecter l'impulsion de sonde lorsque l'état de spin est dans une superposition d'état, pour que le photon réfléchi de la sonde soit intriqué avec le spin. Les mesures de corrélations quantiques permettront par la suite de démontrer l'intrication spin-photon.

De cette manière en se basant sur la rotation de polarisation, on peut générer de manière déterministe une intrication entre le photon et le spin. Si l'intrication spin-photon est réalisée, plusieurs expériences s'offrent à nous et sont décrites dans la section suivante.

6.4.2. Intrication multiphotons

L'intrication spin-photon dans les boîtes quantiques en microcavité peut être exploitée pour intriquer des états de photons arrivant à différents instants sur l'état de spin de la boîte quantique comme le propose Hu et al [120]. Deux photons indépendants mais de même énergie sont envoyés à des instants différents sur un spin confiné dans une boîte quantique en micropilier comme représenté sur la figure 6.14. Le premier photon d'état $|\Psi_{in}^1\rangle$ peut s'intriquer avec l'état de spin préparé au préalable dans une superposition d'état. Le deuxième photon d'état $|\Psi_{in}^2\rangle$ est envoyé sur l'état de spin et l'état du deuxième photon s'intrique éga-

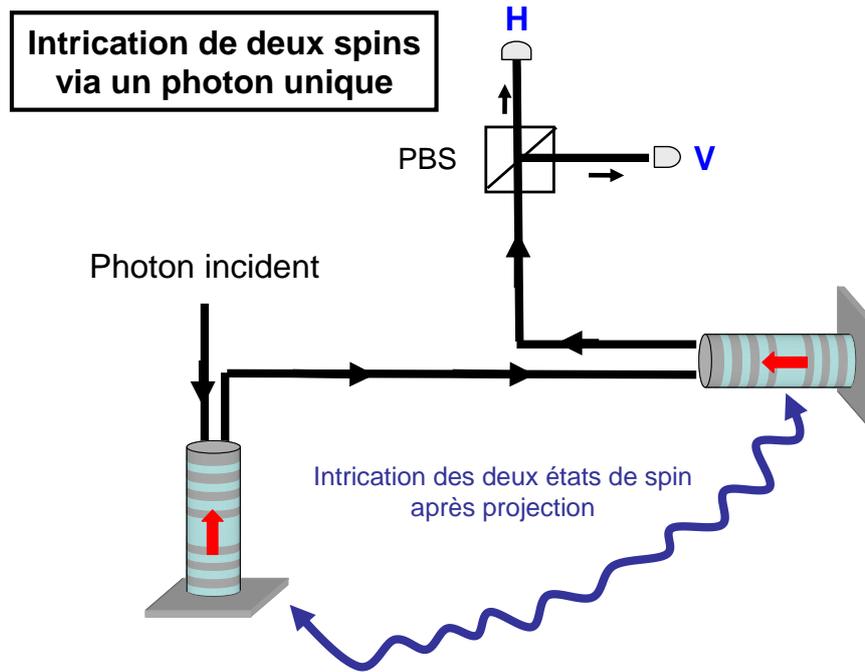


FIGURE 6.15. – Principe de l'intrication entre deux états de spin confinés dans deux dispositifs différents par l'intermédiaire d'un photon : Le photon s'intrique avec le premier état de spin après réflexion sur le premier système, puis le photon interagit avec le deuxième état de spin et élargit l'intrication à ce deuxième état de spin. La mesure de l'état de spin projette les deux états de spin dans un état intriqué.

lement avec l'état de spin. Un état intriqué appelé état Greenberger-Horne-Zeilinger (GHZ) du type $\frac{|\uparrow\rangle \otimes |\Psi_1^1\rangle \otimes |\Psi_2^2\rangle + |\downarrow\rangle \otimes |\Psi_1^1\rangle \otimes |\Psi_2^2\rangle}{\sqrt{2}}$, est généré entre les deux photons et le spin. Une mesure de l'état de spin peut alors projeter les deux photons dans un état intriqué. Une telle intrication en polarisation entre les deux photons peut être déterministe et ne nécessite pas que les photons soient indiscernables. Elle présente également l'avantage de pouvoir intriquer des photons arrivant à des moments différents et avec des longueurs de pulse différentes ce qu'aucune des techniques actuelles d'intrication spin-photon ne peut permettre [28, 19, 27].

6.4.3. Intrication entre deux spins distants

Comme proposé par Hu et al [30], l'intrication peut également être exploitée pour intriquer plusieurs états de spin confinés dans différentes boîtes quantiques situées dans deux cryostats différents. Le principe de cette expérience est schématisé sur la figure 6.15 : un photon unique s'intrique avec le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique en microcavité qui a été préalablement préparé dans une superposition cohérente d'états. Ce photon est ensuite réfléchi et envoyé vers un deuxième spin confiné dans une boîte quantique en microcavité également préparé dans un état superposé. L'interaction du photon avec le deuxième spin permet l'intrication des deux spins. Pour vérifier l'intrication, il faut réaliser des mesures de corrélations classiques et quantiques.

En pratique, cette expérience doit répondre à plusieurs contraintes : il faut que l'énergie

de la transition de la première boîte quantique soit identique à celle de la transition de la deuxième boîte quantique (dans le cas contraire, le photon n'interagira qu'avec un seul des deux spins). Il faut donc également que les microcavités aient des énergies similaires pour que l'énergie à laquelle les états de polarisation sont orthogonaux soit la même pour les deux boîtes quantiques. Les nouveaux micropiliers contactés électriquement devraient pouvoir remplir ces conditions puisqu'il est maintenant possible de contrôler électriquement les énergies des transitions des boîtes quantiques.

Il est ensuite possible d'étendre l'intrication à plus de deux spins via un seul photon et créer un réseau de bits quantiques à base de spin dans des boîtes quantique en microcavité.

Conclusion générale

Les travaux présentés dans ce manuscrit s'inscrivent dans le contexte général du développement d'un réseau quantique à l'état solide, dans lequel les dispositifs d'électrodynamique quantique en cavité communiquent l'information quantique par échange de photons uniques.

Durant ces dix dernières années, de nombreuses expériences ont démontré que le spin d'une charge confinée dans une boîte quantique était un candidat idéal en tant que bit quantique stationnaire, stockant l'information quantique et permettant de multiples opérations quantiques durant le temps de cohérence de l'état de spin. Grâce à l'interaction entre le spin et les photons incidents ou émis, il est possible d'initialiser, de contrôler, de lire l'état de spin et d'intriquer l'état de spin avec un état photonique. Par ailleurs, une boîte quantique peut être intégrée dans une cavité optique permettant d'exalter l'interaction lumière-matière. Comme proposé en 2007 par le groupe de John Rarity, un spin confiné dans une boîte quantique en microcavité peut donner accès à une mesure non destructive de cet état de spin par un photon unique, et à une intrication maximale du système spin-photon.

Durant cette thèse, nous avons étudié une boîte quantique confinant un trou, intégrée dans une cavité micropilier grâce à la technique de lithographie in-situ. Cette technique permet d'obtenir un couplage déterministe entre la boîte quantique et le mode de la cavité. Nous avons commencé par caractériser les paramètres de notre dispositif en réalisant des mesures en spectroscopie résonante. Nous avons ainsi identifié la coopérativité qui caractérise l'interaction entre la boîte quantique et le mode de cavité ainsi que l'efficacité d'extraction par le miroir du haut qui joue un rôle crucial dans la réponse optique du système.

En réalisant des expériences de spectroscopie résonante en polarisation circulaire, nous avons démontré une initialisation de l'état de spin du trou sans champ magnétique dans une boîte quantique en microcavité. Ces expériences sont accompagnées d'une analyse théorique grâce à deux modèles, l'un numérique exact tenant compte des fluctuations quantiques du système et l'autre, analytique dépendant explicitement des paramètres du système (coopérativité et efficacité d'extraction par le miroir du haut) et des paramètres expérimentaux (température, longueur d'onde du laser). Ces modèles ont démontré que l'efficacité d'initialisation pouvait être déduite de la réponse optique du système en polarisation circulaire. Comme nous l'avons montré théoriquement et expérimentalement, l'efficacité d'initialisation est intimement liée aux rapports des temps de retournement de spin de l'électron et du trou.

Grâce à un montage expérimental à deux faisceaux, nous avons mesuré l'état de spin en analysant la rotation de polarisation induite par le spin unique. Grâce à l'exaltation de l'interaction lumière-matière, nous avons démontré une rotation de polarisation de $\pm 6^\circ$ induite par le spin unique du trou. Cet angle de rotation de polarisation constitue une amélioration de trois ordres de grandeurs par rapport à l'état de l'art. Grâce à nos modèles théoriques, nous avons pu déduire qu'une rotation de polarisation maximale pouvait être atteinte avec des dispositifs technologiquement réalistes, en optimisant l'efficacité d'extraction par le miroir

Conclusion générale

et la coopérativité du système. A l'aide d'un tel dispositif pouvait être obtenu, une mesure parfaite non destructive par rotation de polarisation d'un photon unique devient possible, et permettrait une intrication déterministe entre l'état de spin et l'état de polarisation du photon. Cette intrication pourrait permettre l'intrication de multiples photons via l'état de spin ainsi que l'intrication entre plusieurs spins distants grâce à un seul photon.

A. ANNEXE 1 : Système à trois niveaux et anisotropie d'échange de la boîte quantique

Le modèle numérique et le modèle analytique présentés dans la section 3 du chapitre 2, considèrent en première approximation, un exciton neutre d'une boîte quantique dans un micropilier parfaitement circulaire. Dans ce modèle, on considère l'anisotropie d'échange de la boîte quantique nulle correspondant à des états excités dégénérés. Cependant, dans la plupart des cas, l'anisotropie d'échange notée Δ_{fss} , n'est pas nulle et lève la dégénérescence entre les états excités notés $|e_X\rangle$ et $|e_Y\rangle$ comme représentés sur la figure A.1. La boîte quantique est considérée alors comme un système à trois niveaux avec des règles de sélection optiques (FigA.1) : l'état propre $|e_X\rangle$ peut émettre ou être excité par un photon d'état de polarisation $|X\rangle$. De même, l'état propre $|e_Y\rangle$ peut émettre ou être excité par un photon d'état de polarisation $|Y\rangle$.

Par ailleurs, dans le cas général, le micropilier n'est également pas circulaire et l'anisotropie du micropilier engendre une levée de dégénérescence des modes de cavité avec un mode de basse énergie noté ω_V et un mode de haute énergie noté ω_H séparés d'une énergie $\omega_H - \omega_V$ en accord avec les axes du micropilier. Dans la base H,V de la cavité, on définit les états excités $|e_H\rangle$ et $|e_V\rangle$ de la boîte quantique ne pouvant être excités respectivement, que par l'état de polarisation $|H\rangle$ et l'état de polarisation $|V\rangle$ (À l'inverse, la relaxation de ces états s'effectue respectivement par l'émission d'un photon H et un photon V)

Notons que les états propres de la boîte $|e_X\rangle$ et $|e_Y\rangle$ ne sont pas les mêmes que les états $|e_H\rangle$ et $|e_V\rangle$. On définit l'angle θ comme l'angle entre les directions de polarisation notées X et Y et les modes de la cavité H et V. On peut ainsi définir notre système soit dans la base X,Y de la boîte quantique, soit dans la base H,V de la cavité. Nous ne présentons ici que l'hamiltonien du système dans la base H, V du micropilier, c'est à dire que nous choisissons $|g\rangle$, $|e_V\rangle$ et $|e_H\rangle$ comme états de base de notre système à trois niveaux, même si $|e_V\rangle$ et $|e_H\rangle$ diffèrent des états propres $|e_X\rangle$ et $|e_Y\rangle$.

Pour pouvoir définir notre système dans la base HV du micropilier, il faut dans un premier temps utiliser un changement de base pour exprimer les opérateurs boîte quantique dans cette base. On relie les deux états excités $|e_X\rangle$ et $|e_Y\rangle$ de la boîte quantique aux états $|e_V\rangle$ et $|e_H\rangle$ dans la base du micropilier :

$$|e_X\rangle = \cos\theta |e_H\rangle + \sin\theta |e_V\rangle \text{ et } |e_Y\rangle = -\sin\theta |e_H\rangle + \cos\theta |e_V\rangle \quad (\text{A.1})$$

On définit ainsi les opérateurs excitation $\hat{\sigma}_{H,V}^+$ et desexcitation $\hat{\sigma}_{H,V}^-$ dans la base $|g\rangle$, $|e_V\rangle$ et $|e_H\rangle$:

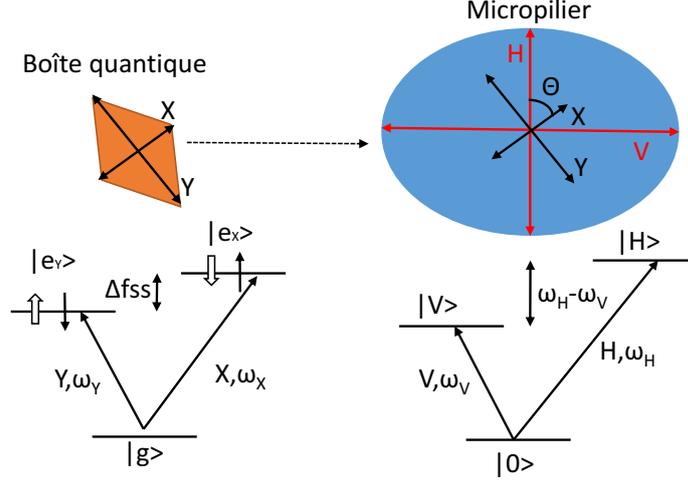


FIGURE A.1. – Représentation de la boîte quantique avec anisotropie d'échange et du microcavité avec ellipticité. Les axes propres sont différents pour les deux systèmes : X et Y pour la boîte quantique, H et V pour la cavité.

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_H^+ &= |g\rangle \langle e_H| \text{ et } \hat{\sigma}_H^- = |e_H\rangle \langle g| \\ \hat{\sigma}_V^+ &= |g\rangle \langle e_V| \text{ et } \hat{\sigma}_V^- = |e_V\rangle \langle g|\end{aligned}\quad (\text{A.2})$$

Le changement de base nous fournit alors les opérateurs dans la base X,Y :

$$\begin{aligned}\hat{\sigma}_X^+ &= \cos\theta \hat{\sigma}_H^+ + \sin\theta \hat{\sigma}_V^+ \text{ et } \hat{\sigma}_X^- = \cos\theta \hat{\sigma}_H^- + \sin\theta \hat{\sigma}_V^- \\ \hat{\sigma}_Y^+ &= -\sin\theta \hat{\sigma}_H^+ + \cos\theta \hat{\sigma}_V^+ \text{ et } \hat{\sigma}_Y^- = -\sin\theta \hat{\sigma}_H^- + \cos\theta \hat{\sigma}_V^-\end{aligned}\quad (\text{A.3})$$

Nous pouvons alors redéfinir les termes de l'Hamiltonien suivants :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{QD}} &= \omega_X \hat{\sigma}_X^+ \hat{\sigma}_X^- + \omega_Y \hat{\sigma}_Y^+ \hat{\sigma}_Y^- = (\omega_X \cos^2\theta + \omega_Y \sin^2\theta) \hat{\sigma}_H^+ \hat{\sigma}_H^- \\ &+ (\omega_Y \cos^2\theta + \omega_X \sin^2\theta) \hat{\sigma}_V^+ \hat{\sigma}_V^- + (\omega_X - \omega_Y) \cos\theta \sin\theta (\hat{\sigma}_H^+ \hat{\sigma}_V^- + \hat{\sigma}_V^+ \hat{\sigma}_H^-)\end{aligned}\quad (\text{A.4})$$

En introduisant $\omega_{dH} = \cos^2\theta \omega_X + \sin^2\theta \omega_Y$ et $\omega_{dV} = \cos^2\theta \omega_Y + \sin^2\theta \omega_X$ ainsi que $\omega_X - \omega_Y = \Delta_{fss}$, l'hamiltonien de la boîte quantique peut s'écrire dans le référentiel tournant, sous la forme :

$$\hat{H}_{\text{QD}} = (\omega_{dH} - \omega) \hat{\sigma}_H^+ \hat{\sigma}_H^- + (\omega_{dV} - \omega) \hat{\sigma}_V^+ \hat{\sigma}_V^- + \Delta_{fss} \cos\theta \sin\theta (\hat{\sigma}_H^+ \hat{\sigma}_V^- + \hat{\sigma}_V^+ \hat{\sigma}_H^-) \quad (\text{A.5})$$

Les premiers termes caractérisent les niveaux d'énergies de la boîte quantique dans la base $|e_V\rangle$, $|e_H\rangle$ et le dernier terme décrit un couplage entre les deux états excités.

Les termes de cavité et de pompage sont scindés en deux contributions correspondant aux photons polarisés H et aux photons polarisés V :

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{cav}} &= (\omega_H - \omega) \hat{a}_H^\dagger \hat{a}_H + (\omega_V - \omega) \hat{a}_V^\dagger \hat{a}_V \\ \hat{H}_{\text{pump}} &= -i\sqrt{\kappa_{\text{top}}} (\hat{b}_H^{\text{in}} \hat{a}_H^\dagger - \hat{b}_H^{\text{in}} \hat{a}_H + \hat{b}_V^{\text{in}} \hat{a}_V^\dagger - \hat{b}_V^{\text{in}} \hat{a}_V)\end{aligned}\quad (\text{A.6})$$

Enfin, le terme de couplage entre la boîte quantique et le mode de cavité est séparé en deux parties, correspondant aux photons de polarisation H et aux photons de polarisation

V :

$$\hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}} = -ig(\hat{\mathbf{a}}_{\text{H}}^\dagger \hat{\sigma}_{\text{H}}^- + \hat{\mathbf{a}}_{\text{V}}^\dagger \hat{\sigma}_{\text{V}}^- - \hat{\sigma}_{\text{H}}^+ \hat{\mathbf{a}}_{\text{H}} - \hat{\sigma}_{\text{V}}^+ \hat{\mathbf{a}}_{\text{V}}) \quad (\text{A.7})$$

L'Hamiltonien complet du système est défini par :

$$\hat{\mathbf{H}} = \hat{\mathbf{H}}_{\text{cav}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{pump}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{QD}} + \hat{\mathbf{H}}_{\text{LM}} \quad (\text{A.8})$$

De manière similaire aux opérateurs Hamiltonien, nous allons séparer les dissipations pour chacune des polarisations H et V. Nous obtenons donc les termes de Lindbladien suivants :

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{L}}_{\text{cav,H/V}}[\rho] &= \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}} \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}} \rho - \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{cav}} \right) \\ \hat{\mathbf{L}}_{\text{sp,H/V}}[\rho] &= \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}} \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}} \rho - \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{sp}} \right) \\ \hat{\mathbf{L}}_{\text{deph,H/V}}[\rho] &= \frac{1}{2} \left(2\hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}} \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}\dagger} - \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}} \rho - \rho \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}\dagger} \hat{\mathbf{C}}_{\text{H/V}}^{\text{deph}} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

En utilisant la méthode numérique, on peut ainsi prédire la réponse optique en excitation résonante d'une boîte quantique dans un micropilier avec une forte anisotropie d'échange comme l'illustre la figure A.2. Sur cette figure, on constate que si $\Delta_{f_{ss}} = 0$, le pic de réflectivité assimilé à la boîte quantique est symétrique et on retrouve le spectre de réflectivité obtenu avec le système à deux niveaux. Lorsque $\Delta_{f_{ss}} > 0$, le pic de réflectivité devient asymétrique et à forte anisotropie, on voit apparaître deux pics de réflectivité distincts.

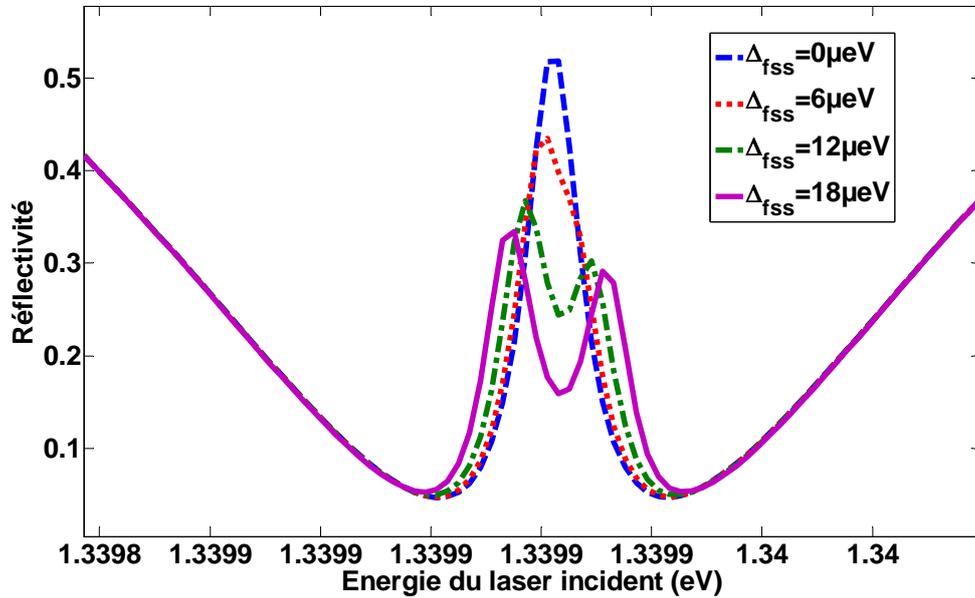


FIGURE A.2. – Spectre de réflectivité pour différents paramètres d'anisotropie d'échange ($g=20\mu\text{eV}$, $K=200\mu\text{eV}$, $\gamma=2\mu\text{eV}$, $\kappa_{\text{top}} = 0.4$ et $\omega_{\text{H}} - \omega_{\text{V}} = 70\mu\text{eV}$) lorsque la polarisation incidente est H et les axes de la boîte quantique sont à 45° des axes de la cavité.

B. ANNEXE 2 : Modelisation d'un système à quatre niveaux avec ellipticité de la cavité

Modèle numérique tenant compte de la séparation des modes

Comme vu précédemment, l'anisotropie du micropilier leve la dégénérescence des modes et on introduit ω_V , l'énergie du mode de basse énergie ainsi que ω_H , l'énergie du mode de haute énergie. La séparation des modes est donc donnée par $\omega_H - \omega_V$ et on définit $\delta = \frac{2(\omega_H - \omega_V)}{\kappa}$. De manière identique au cas du micropilier circulaire, on utilise le formalisme "Input-Output" pour obtenir les équations reliant les opérateurs de champ extérieur pour les deux polarisations circulaires :

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{b}}_L^{out} - \hat{\mathbf{b}}_L^{in} = \sqrt{\kappa_{top}} \hat{\mathbf{a}}_L \\ \hat{\mathbf{b}}_R^{out} - \hat{\mathbf{b}}_R^{in} = \sqrt{\kappa_{top}} \hat{\mathbf{a}}_R \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Pour prendre en compte l'anisotropie de la cavité dans notre modèle numérique, nous ajoutons le dernier terme de l'hamiltonien suivant :

$$\hat{\mathbf{H}} = (\omega_c - \omega) \hat{\mathbf{a}}_L^\dagger \hat{\mathbf{a}}_L + (\omega_c - \omega) \hat{\mathbf{a}}_R^\dagger \hat{\mathbf{a}}_R + (\omega_d - \omega) \hat{\sigma}_L^+ \hat{\sigma}_L^- + (\omega_d - \omega) \hat{\sigma}_R^+ \hat{\sigma}_R^- + ig(\hat{\mathbf{a}}_L^\dagger \hat{\sigma}_L^- - \hat{\sigma}_L^+ \hat{\mathbf{a}}_L) + ig(\hat{\mathbf{a}}_R^\dagger \hat{\sigma}_R^- - \hat{\sigma}_R^+ \hat{\mathbf{a}}_R) - i\sqrt{\kappa_{top}}(\hat{\mathbf{b}}_L^{in} \hat{\mathbf{a}}_L^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_L^{in\dagger} \hat{\mathbf{a}}_L) - i\sqrt{\kappa_{top}}(\hat{\mathbf{b}}_R^{in} \hat{\mathbf{a}}_R^\dagger - \hat{\mathbf{b}}_R^{in\dagger} \hat{\mathbf{a}}_R) + \delta \frac{\kappa}{2} (\hat{\mathbf{a}}_R^\dagger \hat{\mathbf{a}}_L + \hat{\mathbf{a}}_L^\dagger \hat{\mathbf{a}}_R)$$

Les termes de dissipation modélisés par des termes de Lindbladien sont identiques au système sans séparation de mode ($\delta = 0$). La réflectivité est donnée par les relations suivant l'état de spin :

$$\begin{aligned} R_{\uparrow} &= \frac{\langle \hat{\mathbf{b}}_{L,\uparrow}^{out\dagger} \hat{\mathbf{b}}_{L,\uparrow}^{out} \rangle + \langle \hat{\mathbf{b}}_{R,\uparrow}^{out\dagger} \hat{\mathbf{b}}_{R,\uparrow}^{out} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{b}}_L^{in\dagger} \hat{\mathbf{b}}_L^{in} \rangle + \langle \hat{\mathbf{b}}_R^{in\dagger} \hat{\mathbf{b}}_R^{in} \rangle} \\ R_{\downarrow} &= \frac{\langle \hat{\mathbf{b}}_{L,\downarrow}^{out\dagger} \hat{\mathbf{b}}_{L,\downarrow}^{out} \rangle + \langle \hat{\mathbf{b}}_{R,\downarrow}^{out\dagger} \hat{\mathbf{b}}_{R,\downarrow}^{out} \rangle}{\langle \hat{\mathbf{b}}_L^{in\dagger} \hat{\mathbf{b}}_L^{in} \rangle + \langle \hat{\mathbf{b}}_R^{in\dagger} \hat{\mathbf{b}}_R^{in} \rangle} \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Modèle analytique basse puissance

Toujours avec le même raisonnement, nous décrivons notre modèle analytique avec les relations suivantes :

$$\begin{pmatrix} b_{L\uparrow}^{out} \\ b_{R\uparrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\uparrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{pmatrix} b_{L\downarrow}^{out} \\ b_{R\downarrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\downarrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

B. ANNEXE 2 : Modelisation d'un système à quatre niveaux avec ellipticité de la cavité

Pour tenir compte de l'anisotropie du micropilier, nous déterminons les équations d'évolution de la valeur moyenne des opérateur annihilation. En prenant le cas où l'état de spin est $|\uparrow\rangle$, nous avons

$$\begin{aligned}\dot{a}_{L,\uparrow} &= -i(\omega_c - \omega)a_L - \sqrt{\kappa_{top}}b_L^{in} - \frac{\kappa}{2}a_L - i\delta\frac{\kappa}{2}a_R \\ \dot{a}_{R,\uparrow} &= -i(\omega_c - \omega)a_R - \sqrt{\kappa_{top}}b_R^{in} - \frac{\kappa}{2}a_R - g\sigma_R^- - i\delta\frac{\kappa}{2}a_L\end{aligned}\quad (\text{B.4})$$

A partir des équations d'évolution des opérateurs désexcitation de la forme $\dot{\sigma}_- = -i(\omega_d - \omega)\sigma_- - ga - \gamma\sigma_-$, nous pouvons en déduire que :

$$\begin{aligned}\sqrt{\kappa_{top}}b_L^{in} &= \left(-i(\omega_c - \omega) - \frac{\kappa}{2} + \frac{g^2}{\gamma + i(\omega_d - \omega)}\right)a_L - i\delta\frac{\kappa}{2}a_R \\ \sqrt{\kappa_{top}}b_R^{in} &= \left(-i(\omega_c - \omega) - \frac{\kappa}{2} + \frac{g^2}{\gamma + i(\omega_d - \omega)}\right)a_R - i\delta\frac{\kappa}{2}a_L\end{aligned}\quad (\text{B.5})$$

En réintroduisant $\Delta = \frac{2(\omega - \omega_c)}{\kappa}$, $\Delta' = \frac{\omega - \omega_d}{\gamma}$, $C = \frac{g^2}{\kappa\gamma}$, nous pouvons écrire ces termes sous une forme matricielle :

$$\frac{2\sqrt{\kappa_{top}}}{\kappa} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} 1 - i\Delta + \frac{2C}{1 - i\Delta'} & i\delta \\ i\delta & 1 - i\Delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{L,\uparrow} \\ a_{R,\uparrow} \end{pmatrix}\quad (\text{B.6})$$

Pour déterminer la réflectivité déterminée, il faut exprimer a_L et a_R en fonction de b_L^{in} et b_R^{in} :

$$\begin{pmatrix} a_{L,\uparrow} \\ a_{R,\uparrow} \end{pmatrix} = -\frac{2\sqrt{\kappa_{top}}}{\kappa} \frac{1}{D} \begin{pmatrix} 1 - i\Delta & -i\delta \\ -i\delta & 1 - i\Delta + \frac{2C}{1 - i\Delta'} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix}\quad (\text{B.7})$$

avec $D = [1 - i\Delta + \frac{C}{1 - i\Delta'}][1 - i\Delta] + \delta^2$. Comme $b_{out} = b_{in} + \sqrt{\kappa_{top}}a$, nous pouvons exprime la matrice M_{\uparrow} (on rappelle que $\begin{pmatrix} b_{L\uparrow}^{out} \\ b_{R\uparrow}^{out} \end{pmatrix} = M_{\uparrow} \begin{pmatrix} b_L^{in} \\ b_R^{in} \end{pmatrix}$) :

$$M_{\uparrow} = \begin{pmatrix} 1 - 2\eta_{top} \frac{1 - i\Delta}{D} & 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} \\ 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} & 1 - 2\eta_{top} \frac{1 - i\Delta + \frac{2C}{1 - i\Delta'}}{D} \end{pmatrix}\quad (\text{B.8})$$

:

De la même manière, lorsque le système est dans la branche \downarrow , nous avons l'expression suivante

$$M_{\downarrow} = \begin{pmatrix} 1 - 2\eta_{top} \frac{1 - i\Delta + \frac{2C}{1 - i\Delta'}}{D} & 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} \\ 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} & 1 - 2\eta_{top} \frac{1 - i\Delta}{D} \end{pmatrix}\quad (\text{B.9})$$

Les réflectivités sont ensuite déduites des formules suivantes :

$$R_{\uparrow} = \frac{|\hat{\mathbf{b}}_{R\uparrow}^{out}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_{L\uparrow}^{out}|^2}{|\hat{\mathbf{b}}_R^{in}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_L^{in}|^2} \text{ et } R_{\downarrow} = \frac{|\hat{\mathbf{b}}_{R\downarrow}^{out}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_{L\downarrow}^{out}|^2}{|\hat{\mathbf{b}}_R^{in}|^2 + |\hat{\mathbf{b}}_L^{in}|^2}\quad (\text{B.10})$$

Modèle analytique général

Les relations ci-dessus ne sont valables que dans le régime basse puissance. Lorsque la puissance incidente est suffisante pour saturer partiellement la transition de la boîte quantique, on trouve la matrice de passage pour la branche \uparrow :

$$M_{\uparrow} = \begin{pmatrix} 1 - 2\eta_{top} \frac{1-i\Delta}{D} & 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} \\ 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} & 1 - 2\eta_{top} \frac{1-i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}}{D} \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

avec x_{\uparrow} défini comme :

$$x_{\uparrow} = 16\eta_{top} \frac{C}{\gamma_{sp}} \left[\frac{|1-i\Delta|^2 |b_L^{in}|^2 + \delta^2 |b_R^{in}|^2}{\left[(1-i\Delta')(1-i\Delta) + \frac{2C}{1+x_{\uparrow}} \right] [1-i\Delta] + (1-i\Delta')\delta^2} \right] \quad (\text{B.12})$$

Pour la branche \downarrow , la relation reliant les champs extérieurs est donnée par la matrice de passage suivante :

$$M_{\downarrow} = \begin{pmatrix} 1 - 2\eta_{top} \frac{1-i\Delta + \frac{2C}{1+x_{\downarrow}} \frac{1}{1-i\Delta'}}{D} & 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} \\ 2\eta_{top} \frac{i\delta}{D} & 1 - 2\eta_{top} \frac{1-i\Delta}{D} \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

avec le coefficient de saturation défini comme :

$$x_{\downarrow} = 16\eta_{top} \frac{C}{\gamma_{sp}} x_{\downarrow} \left[\frac{|1-i\Delta|^2 |b_R^{in}|^2 + \delta^2 |b_L^{in}|^2}{\left[(1-i\Delta')(1-i\Delta) + \frac{2C}{1+x_{\downarrow}} \right] [1-i\Delta] + (1-i\Delta')\delta^2} \right] \quad (\text{B.14})$$

Dans le chapitre 2 où nous considérons des piliers isotropes, le coefficient de saturation x_{\uparrow} ne dépend que de $|b_L^{in}|^2$. Dans le cas d'un pilier anisotrope, l'ellipticité du pilier convertit des photons polarisés R en photons polarisés L qui peuvent donc interagir avec la boîte quantique lorsque l'état de spin est $|\uparrow\rangle$. L'ellipticité se traduit donc par une contribution de $|b_R^{in}|^2$ dans le terme de coefficient de saturation x_{\uparrow} . De même, il y a une contribution de $|b_L^{in}|^2$ dans le terme de coefficient de saturation x_{\downarrow} due à l'anisotropie du micropilier.

En présence de fluctuation de spin, la réflectivité du système est ensuite déduite avec la même relation que dans la section 5 du chapitre 2 :

$$R = p_{\uparrow} R_{\uparrow} + p_{\downarrow} R_{\downarrow} \quad (\text{B.15})$$

C. ANNEXE 3 : Relation entre réflectivité théorique et réflectivité expérimentale

Dans le chapitre 2, nous avons montré comment calculer la réflectivité d'une boîte quantique en microcavité. Il est important de faire le lien entre la réflectivité théorique R_{th} calculée à partir des modèles présentés dans le chapitre 2 et la réflectivité expérimentale R_{exp} mesurée. Dans l'expression de la réflectivité théorique, on considère le cas parfait où la totalité du champ électromagnétique réfléchi a interagi avec le mode de cavité. Expérimentalement, on ne peut pas séparer la composante du champ réfléchi qui a interagi avec le micropilier et la composante du champ réfléchi qui n'a pas été couplée avec le micropilier. On doit donc décomposer le champ électrique réfléchi $E(x, y)$ en une composante couplée au mode $E_m(x, y)$ et une composante non couplée $E_{\cancel{m}}(x, y)$. La composante couplée au mode $E_m(x, y)$ a par définition, la forme spectrale du champ électrique du mode dans le plan de la surface du micropilier. Pour un champ incident quelconque $E(x, y)$, nous pouvons toujours définir :

$$E_{\cancel{m}}(x, y) = E(x, y) - E_m(x, y) \quad (C.1)$$

On considère ici que presque toute la lumière couplée ou non au micropilier est collectée et grâce à l'orthogonalité des modes ($\iint E_m E_{\cancel{m}}^* dx dy = 0$), on peut écrire la puissance collectée $P^{(col)}(\omega)$ sous la forme :

$$P^{(col)}(\omega) = P_m^{(col)}(\omega) + P_{\cancel{m}}^{(col)}(\omega) \quad (C.2)$$

avec $P_m^{(col)}(\omega)$, la puissance couplée au mode de la cavité et collectée et $P_{\cancel{m}}^{(col)}(\omega)$, la puissance non couplée au mode qui est réfléchi et également collectée. On pose que :

$$P_m^{(col)}(\omega) = \eta_{in} \eta_{col} R_{th}(\omega) P_{inc} \quad (C.3)$$

où η_{in} est le recouvrement géométrique du faisceau incident avec le mode de cavité, η_{col} est l'efficacité de collection de la lentille asphérique devant l'échantillon, R_{th} est la réflectivité théorique du mode et P_{inc} est la puissance incidente. La réflectivité expérimentale est égale au rapport entre la puissance collectée $P_m^{(col)}(\omega)$ et la puissance collectée hors résonance $P_{HR}^{(col)}$ lorsque $R_{th} = 1$. On peut donc poser :

$$P_{HR}^{(col)} = \eta_{in} \eta_{coll} P_{inc} + P_{\cancel{m}}^{(col)} \quad (C.4)$$

On a alors :

C. ANNEXE 3 : Relation entre réflectivité théorique et réflectivité expérimentale

$$P^{(col)}(\omega) = P_m^{(col)}(\omega) - \eta_{in}\eta_{coll}P_{inc} + P_{HR}^{(col)} \quad (C.5)$$

On en déduit que l'expression de la réflectivité expérimentale est donnée par :

$$R_{exp}(\omega) = \frac{P^{(col)}(\omega)}{P_{HR}^{(col)}} = 1 - \frac{\eta_{in}\eta_{coll}P_{inc}}{P_{HR}^{(col)}}(1 - R_{th}(\omega)) \quad (C.6)$$

Le réflectivité hors résonance $\frac{P_{HR}^{(col)}}{P_{inc}}$ est estimée pour chaque micropilier après avoir maximiser le recouvrement η_{in} . Christophe Arnold et Vivien Loo ont montré que le recouvrement pouvait être presque parfait et atteindre $\eta_{in} \approx 0.95$ grâce à la lentille asphérique devant l'échantillon. Finalement, pour calculer la réflectivité expérimentale, il faut corriger la réflectivité théorique par l'expression ci-dessus. En pratique, la prise en compte de la lumière non couplée revient à ajouter un fond continu au spectre de réflectivité théorique. En effet, nous avons la relation :

$$R_{exp}(\omega) = R_{bg} + (1 - R_{bg}) R_{th}(\omega) \quad (C.7)$$

avec $R_{bg} = 1 - \frac{\eta_{in}\eta_{coll}P_{inc}}{P_{HR}^{(col)}}$. Lorsque toute la lumière incidente est couplée au mode, $P_{HR}^{(col)} = 0$ et la puissance collectée hors résonance devient $P_{HR}^{(col)} = \eta_{in}\eta_{coll}P_{inc}$. Nous avons dans ce cas, $R_{bg} = 0$ et $R_{exp}(\omega) = R_{th}(\omega)$.

Bibliographie

- [1] Thaddeus D Ladd, Fedor Jelezko, Raymond Laflamme, Yasunobu Nakamura, Christopher Monroe, and Jeremy L O'Brien. Quantum computers. *Nature*, 464(7285) :45–53, 2010.
- [2] H Jeff Kimble. The quantum internet. *Nature*, 453(7198) :1023–1030, 2008.
- [3] Peter W Shor. Algorithms for quantum computation : Discrete logarithms and factoring. In *Foundations of Computer Science, 1994 Proceedings., 35th Annual Symposium on*, pages 124–134. IEEE, 1994.
- [4] Lov K Grover. A fast quantum mechanical algorithm for database search. In *Proceedings of the twenty-eighth annual ACM symposium on Theory of computing*, pages 212–219. ACM, 1996.
- [5] Artur K Ekert. Quantum cryptography based on bell theorem. *Physical review letters*, 67(6) :661, 1991.
- [6] Charles H Bennett and Gilles Brassard. Quantum cryptography : Public key distribution and coin tossing. *Theoretical Computer Science*, 560 :7–11, 2014.
- [7] L-M Duan, MD Lukin, J Ignacio Cirac, and Peter Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature*, 414(6862) :413–418, 2001.
- [8] Hiroki Takesue, Sae Woo Nam, Qiang Zhang, Robert H Hadfield, Toshimori Honjo, Kiyoshi Tamaki, and Yoshihisa Yamamoto. Quantum key distribution over a 40-db channel loss using superconducting single-photon detectors. *Nature photonics*, 1(6) :343–348, 2007.
- [9] David P DiVincenzo et al. The physical implementation of quantum computation. *arXiv preprint quant-ph/0002077*, 2000.
- [10] Adriano Barenco, Charles H Bennett, Richard Cleve, David P DiVincenzo, Norman Margolus, Peter Shor, Tycho Sleator, John A Smolin, and Harald Weinfurter. Elementary gates for quantum computation. *Physical Review A*, 52(5) :3457, 1995.
- [11] Rainer Blatt and David Wineland. Entangled states of trapped atomic ions. *Nature*, 453(7198) :1008–1015, 2008.
- [12] David J Wineland, C Monroe, WM Itano, D Leibfried, BE King, and DM Meekhof. Experimental issues in coherent quantum-state manipulation of trapped atomic ions. *arXiv preprint quant-ph/9710025*, 1997.
- [13] J Kelly, R Barends, AG Fowler, A Megrant, E Jeffrey, TC White, D Sank, JY Mutus, B Campbell, Yu Chen, and others@articleschreier2008suppressing, title=Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits, author=Schreier, JA and

- Houck, Andrew A and Koch, Jens and Schuster, David I and Johnson, BR and Chow, JM and Gambetta, Jay M and Majer, J and Frunzio, L and Devoret, Michel H and others, journal=Physical Review B, volume=77, number=18, pages=180502, year=2008, publisher=APS . State preservation by repetitive error detection in a superconducting quantum circuit. *Nature*, 519(7541) :66–69, 2015.
- [14] JA Schreier, Andrew A Houck, Jens Koch, David I Schuster, BR Johnson, JM Chow, Jay M Gambetta, J Majer, L Frunzio, Michel H Devoret, et al. Suppressing charge noise decoherence in superconducting charge qubits. *Physical Review B*, 77(18) :180502, 2008.
- [15] L DiCarlo, MD Reed, L Sun, BR Johnson, JM Chow, JM Gambetta, L Frunzio, SM Girvin, MH Devoret, and RJ Schoelkopf. Preparation and measurement of three-qubit entanglement in a superconducting circuit. *Nature*, 467(7315) :574–578, 2010.
- [16] MV Gurudev Dutt, L Childress, L Jiang, E Togan, J Maze, F Jelezko, AS Zibrov, PR Hemmer, and MD@articlebalasubramanian2009ultralong, title=Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond, author=Balasubramanian, Gopalakrishnan and Neumann, Philipp and Twitchen, Daniel and Markham, Matthew and Kolesov, Roman and Mizuochi, Norikazu and Isoya, Junichi and Achard, Jocelyn and Beck, Johannes and Tissler, Julia and others, journal=Nature materials, volume=8, number=5, pages=383–387, year=2009, publisher=Nature Publishing Group Lukin. Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond. *Science*, 316(5829) :1312–1316, 2007.
- [17] Gopalakrishnan Balasubramanian, Philipp Neumann, Daniel Twitchen, Matthew Markham, Roman Kolesov, Norikazu Mizuochi, Junichi Isoya, Jocelyn Achard, Johannes Beck, Julia Tissler, et al. Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond. *Nature materials*, 8(5) :383–387, 2009.
- [18] Thomas Volz, Andreas Reinhard, Martin Winger, Antonio Badolato, Kevin J Hennessy, Evelyn L Hu, and Ataç Imamoğlu. Ultrafast all-optical switching by single photons. *Nature Photonics*, 6(9) :605–609, 2012.
- [19] WB Gao, Parisa Fallahi, Emre Togan, Javier Miguel-Sánchez, and Atac Imamoglu. Observation of entanglement between a quantum dot spin and a single photon. *Nature*, 491(7424) :426–430, 2012.
- [20] Kristiaan De Greve. Introduction : Solid-state quantum repeaters. In *Towards Solid-State Quantum Repeaters*, pages 1–23. Springer, 2013.
- [21] Brian D Gerardot, Daniel Brunner, Paul A Dalgarno, Patrik Öhberg, Stefan Seidl, Martin Kroner, Khaled Karrai, Nick G Stoltz, Pierre M Petroff, and Richard J Warburton. Optical pumping of a single hole spin in a quantum dot. *Nature*, 451(7177) :441–444, 2008.
- [22] Xiaodong Xu, Yanwen Wu, Bo Sun, Qiong Huang, Jun Cheng, DG Steel, AS Bracker, D Gammon, C Emary, and LJ Sham. Fast spin state initialization in a singly charged inas-gaas quantum dot by optical cooling. *Physical review letters*, 99(9) :097401, 2007.
- [23] David Press, Kristiaan De Greve, Peter L McMahon, Thaddeus D Ladd, Benedikt Friess, Christian Schneider, Martin Kamp, Sven Höfling, Alfred Forchel, and Yoshihisa

- Yamamoto. Ultrafast optical spin echo in a single quantum dot. *Nature Photonics*, 4(6) :367–370, 2010.
- [24] Kristiaan De Greve, Peter L McMahon, David Press, Thaddeus D Ladd, Dirk Bisping, Christian Schneider, Martin Kamp, Lukas Worschech, Sven Höfling, Alfred Forchel, et al. Ultrafast coherent control and suppressed nuclear feedback of a single quantum dot hole qubit. *Nature Physics*, 7(11) :872–878, 2011.
- [25] J Berezovsky, MH Mikkelsen, O Gywat, NG Stoltz, LA Coldren, and DD Awschalom. Nondestructive optical measurements of a single electron spin in a quantum dot. *Science*, 314(5807) :1916–1920, 2006.
- [26] Mete Atatüre, Jan Dreiser, Antonio Badolato, and Atac Imamoglu. Observation of faraday rotation from a single confined spin. *Nature Physics*, 3(2) :101–106, 2007.
- [27] Kristiaan De Greve, Leo Yu, Peter L McMahon, Jason S Pelc, Chandra M Nataraajan, Na Young Kim, Eisuke Abe, Sebastian Maier, Christian Schneider, Martin Kamp, et al. Quantum-dot spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength. *Nature*, 491(7424) :421–425, 2012.
- [28] JR Schaibley, AP Burgers, GA McCracken, L-M Duan, PR Berman, DG Steel, AS Bracker, D Gammon, and LJ Sham. Demonstration of quantum entanglement between a single electron spin confined to an inas quantum dot and a photon. *Physical review letters*, 110(16) :167401, 2013.
- [29] A Greilich, DR Yakovlev, A Shabaev, Al L Efros, IA Yugova, R Oulton, V Stavarache, D Reuter, A Wieck, and M Bayer. Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots. *Science*, 313(5785) :341–345, 2006.
- [30] CY Hu, A Young, JL O’Brien, WJ Munro, and JG Rarity. Giant optical faraday rotation induced by a single-electron spin in a quantum dot : applications to entangling remote spins via a single photon. *Physical Review B*, 78(8) :085307, 2008.
- [31] P Michler, A Kiraz, C Becher, WV Schoenfeld, PM Petroff, Lidong Zhang, E Hu, and A Imamoglu. A quantum dot single-photon turnstile device. *Science*, 290(5500) :2282–2285, 2000.
- [32] Charles Santori, David Fattal, Jelena Vučković, Glenn S Solomon, and Yoshihisa Yamamoto. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, 419(6907) :594–597, 2002.
- [33] Edward Mills Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Physical Review*, 69 :681, 1946.
- [34] B Gayral, J-M Gérard, B Sermage, A Lemaitre, and C Dupuis. Time-resolved probing of the purcell effect for inas quantum boxes in gaas microdisks. *Applied Physics Letters*, 78(19) :2828–2830, 2001.
- [35] Tomoyuki Yoshie, Axel Scherer, J Hendrickson, G Khitrova, HM Gibbs, G Rupper, C Ell, OB Shchekin, and DG Deppe. Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432(7014) :200–203, 2004.
- [36] JP Reithmaier, G Şek, A Löffler, C Hofmann, S Kuhn, S Reitzenstein, LV Keldysh, VD Kulakovskii, TL Reinecke, and A Forchel. Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system. *Nature*, 432(7014) :197–200, 2004.

- [37] A Dousse, L Lanco, J Suffczyński, E Semenova, A Miard, A Lemaître, I Sagnes, C Roblin, Jacqueline Bloch, and P Senellart. Controlled light-matter coupling for a single quantum dot embedded in a pillar microcavity using far-field optical lithography. *Physical review letters*, 101(26) :267404, 2008.
- [38] O Gazzano, S Michaelis de Vasconcellos, C Arnold, A Nowak, E Galopin, I Sagnes, L Lanco, A Lemaître, and P Senellart. Bright solid-state sources of indistinguishable single photons. *Nature communications*, 4 :1425, 2013.
- [39] N Somaschi, V Giesz, L De Santis, JC Loredó, MP Almeida, G Hornecker, SL Portalupi, T Grange, C Anton, J Demory, et al. Near optimal single photon sources in the solid state. *arXiv preprint arXiv :1510.06499*, 2015.
- [40] Vivien Loo, Loïc Lanco, Olivier Krebs, Pascale Senellart, and Paul Voisin. Single-shot initialization of electron spin in a quantum dot using a short optical pulse. *Physical Review B*, 83(3) :033301, 2011.
- [41] Vivien Loo, Christophe Arnold, Olivier Gazzano, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Olivier Krebs, Paul Voisin, Pascale Senellart, and Loïc Lanco. Optical nonlinearity for few-photon pulses on a quantum dot-pillar cavity device. *Physical review letters*, 109(16) :166806, 2012.
- [42] Christophe Arnold, Justin Demory, Vivien Loo, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Mikhaïl Glazov, Olivier Krebs, Paul Voisin, Pascale Senellart, and Loïc Lanco. Macroscopic rotation of photon polarization induced by a single spin. *Nature communications*, 6, 2015.
- [43] A Imamog, David D Awschalom, Guido Burkard, David P DiVincenzo, Daniel Loss, M Sherwin, A Small, et al. Quantum information processing using quantum dot spins and cavity qed. *Physical Review Letters*, 83(20) :4204, 1999.
- [44] Daniel Loss and David P DiVincenzo. Quantum computation with quantum dots. *Physical Review A*, 57(1) :120, 1998.
- [45] Claude Weisbuch and Borge Vinter. *Quantum semiconductor structures : Fundamentals and applications*. Academic press, 2014.
- [46] AI Ekimov, Al L Efros, and AA Onushchenko. Quantum size effect in semiconductor microcrystals. *Solid State Communications*, 56(11) :921–924, 1985.
- [47] Peter Michler. *Single quantum dots : Fundamentals, applications and new concepts*, volume 90. Springer Science & Business Media, 2003.
- [48] CBea Murray, David J Norris, and Mounji G Bawendi. Synthesis and characterization of nearly monodisperse cde (e= sulfur, selenium, tellurium) semiconductor nanocrystallites. *Journal of the American Chemical Society*, 115(19) :8706–8715, 1993.
- [49] J Oshinowo, M Nishioka, S Ishida, and Y Arakawa. Highly uniform ingaas/gaas quantum dots (15 nm) by metalorganic chemical vapor deposition. *Applied physics letters*, 65(11) :1421–1423, 1994.
- [50] S Franchi, G Trevisi, L Seravalli, and P Frigeri. Quantum dot nanostructures and molecular beam epitaxy. *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials*, 47(2) :166–195, 2003.

- [51] L Goldstein, F Glas, JY Marzin, MN Charasse, and G Le Roux. Growth by molecular beam epitaxy and characterization of inas/gaas strained-layer superlattices. *Applied Physics Letters*, 47(10) :1099–1101, 1985.
- [52] Nobuyuki Koguchi, Satoshi Takahashi, and Toyohiro Chikyow. New mbe growth method for insb quantum well boxes. *Journal of crystal growth*, 111(1) :688–692, 1991.
- [53] Ivan N Stranski and L von Krastanow. Sitzungsber. akad. wiss. wien, math. *Naturwiss. Kl., Abt. B*, 2(146) :797, 1937.
- [54] JM Gerard, JB Genin, J Lefebvre, JM Moison, N Lebouche, and F Barthe. Optical investigation of the self-organized growth of inas/gaas quantum boxes. *Journal of crystal growth*, 150 :351–356, 1995.
- [55] J-Y Marzin and G Bastard. Calculation of the energy levels in inasgaas quantum dots. *Solid state communications*, 92(5) :437–442, 1994.
- [56] J-Y Marzin, J-M Gérard, A Izraël, D Barrier, and G Bastard. Photoluminescence of single inas quantum dots obtained by self-organized growth on gaas. *Physical Review Letters*, 73(5) :716, 1994.
- [57] H Kamada, H Gotoh, J Temmyo, T Takagahara, and H Ando. Exciton rabi oscillation in a single quantum dot. *Physical Review Letters*, 87(24) :246401, 2001.
- [58] TH Stievater, Xiaoqin Li, D Gammon Steel, D Gammon, DS Katzer, D Park, C Piermarocchi, and LJ Sham. Rabi oscillations of excitons in single quantum dots. *Physical Review Letters*, 87(13) :133603, 2001.
- [59] Andreas Muller, Edward B Flagg, Pablo Bianucci, XY Wang, Dennis G Deppe, Wenquan Ma, Jiayu Zhang, GJ Salamo, Min Xiao, and Chih-Kang Shih. Resonance fluorescence from a coherently driven semiconductor quantum dot in a cavity. *Physical Review Letters*, 99(18) :187402, 2007.
- [60] Olivier Gazzano. *Sources brillantes de photons uniques indiscernables et demonstration une porte logique quantique*. PhD thesis, UNIVERSITÉ PARIS 7, 2014.
- [61] Toshihide Takagahara. Theory of exciton dephasing in semiconductor quantum dots. In *Semiconductor Quantum Dots*, pages 353–388. Springer, 2002.
- [62] Ivan Favero. *Décohérence, symétries et relaxation de spin dans les boites quantiques de semiconducteurs*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2005.
- [63] Claude Fabre, G Gryndberg, and A Aspect. Introduction aux lasers et optique quantique. *Ellipse*, 1997.
- [64] Mikhail I Dyakonov. *Spin physics in semiconductors*, volume 157. Springer Science & Business Media, 2008.
- [65] T Takagahara. Theory of exciton doublet structures and polarization relaxation in single quantum dots. *Physical Review B*, 62(24) :16840, 2000.
- [66] Alexander V Khaetskii and Yuli V Nazarov. Spin relaxation in semiconductor quantum dots. *Physical Review B*, 61(19) :12639, 2000.
- [67] Alexander V Khaetskii, Daniel Loss, and Leonid Glazman. Electron spin decoherence in quantum dots due to interaction with nuclei. *Physical review letters*, 88(18) :186802, 2002.

- [68] IA Merkulov, Al L Efros, and M Rosen. Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots. *Physical review B*, 65(20) :205309, 2002.
- [69] Sigurdur I Erlingsson and Yuli V Nazarov. Evolution of localized electron spin in a nuclear spin environment. *Physical Review B*, 70(20) :205327, 2004.
- [70] Vitaly N Golovach, Alexander Khaetskii, and Daniel Loss. Phonon-induced decay of the electron spin in quantum dots. *Physical review letters*, 93(1) :016601, 2004.
- [71] P-F Braun, X Marie, L Lombez, B Urbaszek, T Amand, P Renucci, VK Kalevich, KV Kavokin, O Krebs, P Voisin, et al. Direct observation of the electron spin relaxation induced by nuclei in quantum dots. *Physical review letters*, 94(11) :116601, 2005.
- [72] C Latta, A Högele, Y Zhao, AN Vamivakas, P Maletinsky, M Kroner, J Dreiser, I Carusotto, A Badolato, D Schuh, et al. Confluence of resonant laser excitation and bidirectional quantum-dot nuclear-spin polarization. *Nature Physics*, 5(10) :758–763, 2009.
- [73] A Högele, M Kroner, C Latta, M Claassen, I Carusotto, C Bulutay, and A Imamoglu. Dynamic nuclear spin polarization in the resonant laser excitation of an ingaas quantum dot. *Physical review letters*, 108(19) :197403, 2012.
- [74] Miro Kroutvar, Yann Ducommun, Dominik Heiss, Max Bichler, Dieter Schuh, Gerhard Abstreiter, and Jonathan J Finley. Optically programmable electron spin memory using semiconductor quantum dots. *Nature*, 432(7013) :81–84, 2004.
- [75] FGG Hernandez, A Greilich, F Brito, M Wiemann, DR Yakovlev, D Reuter, AD Wieck, and M Bayer. Temperature-induced spin-coherence dissipation in quantum dots. *Physical Review B*, 78(4) :041303, 2008.
- [76] Nir Bar-Gill, Linh M Pham, Andrejs Jarmola, Dmitry Budker, and Ronald L Walsworth. Solid-state electronic spin coherence time approaching one second. *Nature communications*, 4 :1743, 2013.
- [77] Bernhard Urbaszek, Xavier Marie, Thierry Amand, Olivier Krebs, Paul Voisin, Patrick Maletinsky, Alexander Högele, and Atac Imamoglu. Nuclear spin physics in quantum dots : An optical investigation. *Reviews of Modern Physics*, 85(1) :79, 2013.
- [78] A Greilich, M Wiemann, FGG Hernandez, DR Yakovlev, IA Yugova, M Bayer, A Shabaev, Al L Efros, D Reuter, and AD Wieck. Robust manipulation of electron spin coherence in an ensemble of singly charged quantum dots. *Physical Review B*, 75(23) :233301, 2007.
- [79] A Greilich, S Spatzek, IA Yugova, IA Akimov, DR Yakovlev, Al L Efros, D Reuter, AD Wieck, and M Bayer. Collective single-mode precession of electron spins in an ensemble of singly charged (in, ga) as/gaas quantum dots. *Physical Review B*, 79(20) :201305, 2009.
- [80] Jan Fischer, WA Coish, DV Bulaev, and Daniel Loss. Spin decoherence of a heavy hole coupled to nuclear spins in a quantum dot. *Physical Review B*, 78(15) :155329, 2008.
- [81] C Testelin, F Bernardot, B Eble, and M Chamarro. Hole–spin dephasing time associated with hyperfine interaction in quantum dots. *Physical Review B*, 79(19) :195440, 2009.

- [82] Thomas Belhadj, Thierry Amand, Alejandro Kunold, C-M Simon, T Kuroda, M Abbarchi, T Mano, K Sakoda, Sergej Kunz, Xavier Marie, et al. Impact of heavy hole-light hole coupling on optical selection rules in gaas quantum dots. *Applied Physics Letters*, 97(5) :051111, 2010.
- [83] Y Léger, L Besombes, L Maingault, and H Mariette. Valence-band mixing in neutral, charged, and mn-doped self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 76(4) :045331, 2007.
- [84] B Eble, C Testelin, P Desfonds, F Bernardot, A Balocchi, T Amand, A Miard, A Lemaître, X Marie, and M Chamarro. Hole–nuclear spin interaction in quantum dots. *Physical review letters*, 102(14) :146601, 2009.
- [85] Pascal Desfonds, Benoit Eble, Francois Fras, Christophe Testelin, Frederick Bernardot, Maria Chamarro, Bernard Urbaszek, Thierry Amand, Xavier Marie, Jean Michel Gérard, et al. Electron and hole spin cooling efficiency in inas quantum dots : The role of nuclear field. *Applied Physics Letters*, 96(17) :172108, 2010.
- [86] EA Chekhovich, AB Krysa, MS Skolnick, and AI Tartakovskii. Direct measurement of the hole-nuclear spin interaction in single inp/gainp quantum dots using photoluminescence spectroscopy. *Physical review letters*, 106(2) :027402, 2011.
- [87] S Laurent, B Eble, O Krebs, A Lemaître, B Urbaszek, X Marie, T Amand, and P Voisin. Electrical control of hole spin relaxation in charge tunable inas/gaas quantum dots. *Physical review letters*, 94(14) :147401, 2005.
- [88] Francois Fras, Benoit Eble, Pascal Desfonds, Frederick Bernardot, Christophe Testelin, Maria Chamarro, Audrey Miard, and Aristide Lemaître. Two-phonon process and hyperfine interaction limiting slow hole-spin relaxation time in inas/gaas quantum dots. *Physical Review B*, 86(4) :045306, 2012.
- [89] Mircea Trif, Pascal Simon, and Daniel Loss. Relaxation of hole spins in quantum dots via two-phonon processes. *Physical review letters*, 103(10) :106601, 2009.
- [90] T Flissikowski, IA Akimov, A Hundt, and F Henneberger. Single-hole spin relaxation in a quantum dot. *Physical Review B*, 68(16) :161309, 2003.
- [91] D Heiss, S Schaeck, H Huebl, M Bichler, G Abstreiter, JJ Finley, DV Bulaev, and Daniel Loss. Observation of extremely slow hole spin relaxation in self-assembled quantum dots. *Physical Review B*, 76(24) :241306, 2007.
- [92] C Lü, JL Cheng, and MW Wu. Hole spin relaxation in semiconductor quantum dots. *Physical Review B*, 71(7) :075308, 2005.
- [93] SA Crooker, J Brandt, C Sandfort, A Greilich, DR Yakovlev, D Reuter, AD Wieck, and M Bayer. Spin noise of electrons and holes in self-assembled quantum dots. *Physical review letters*, 104(3) :036601, 2010.
- [94] Richard J Warburton, C Schäfflein, Dirk Haft, F Bickel, Axel Lorke, Khaled Karrai, Jorge M Garcia, W Schoenfeld, and Pierre M Petroff. Optical emission from a charge-tunable quantum ring. *Nature*, 405(6789) :926–929, 2000.
- [95] H Drexler, D Leonard, W Hansen, JP Kotthaus, and PM Petroff. Spectroscopy of quantum levels in charge-tunable ingaas quantum dots. *Physical review letters*, 73(16) :2252, 1994.

- [96] AJ Ramsay, SJ Boyle, RS Kolodka, Jose Bras Barreto de Oliveira, J Skiba-Szymanska, HY Liu, M Hopkinson, AM Fox, and MS Skolnick. Fast optical preparation, control, and readout of a single quantum dot spin. *Physical review letters*, 100(19) :197401, 2008.
- [97] RJ Warburton, CS Dürr, K Karrai, JP Kotthaus, G Medeiros-Ribeiro, and PM Petroff. Charged excitons in self-assembled semiconductor quantum dots. *Physical review letters*, 79(26) :5282, 1997.
- [98] William Happer. Optical pumping. *Reviews of Modern Physics*, 44(2) :169, 1972.
- [99] Mete Atatüre, Jan Dreiser, Antonio Badolato, Alexander Högele, Khaled Karrai, and Atac Imamoglu. Quantum-dot spin-state preparation with near-unity fidelity. *Science*, 312(5773) :551–553, 2006.
- [100] Martin Kroner, Kathrina M Weiss, Benjamin Biedermann, Stefan Seidl, Stephan Manus, Alexander W Holleitner, Antonio Badolato, Pierre M Petroff, Brian D Gerardot, Richard J Warburton, et al. Optical detection of single-electron spin resonance in a quantum dot. *Physical review letters*, 100(15) :156803, 2008.
- [101] C Emary, Xiaodong Xu, DG Steel, S Saikin, and LJ Sham. Fast initialization of the spin state of an electron in a quantum dot in the voigt configuration. *Physical review letters*, 98(4) :047401, 2007.
- [102] David Press, Thaddeus D Ladd, Bingyang Zhang, and Yoshihisa Yamamoto. Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. *Nature*, 456(7219) :218–221, 2008.
- [103] Xiaodong Xu, Bo Sun, Paul R Berman, Duncan G Steel, Allan S Bracker, Dan Gammon, and LJ Sham. Coherent population trapping of an electron spin in a single negatively charged quantum dot. *Nature Physics*, 4(9) :692–695, 2008.
- [104] MH Mikkelsen, J Berezovsky, NG Stoltz, LA Coldren, and DD Awschalom. Optically detected coherent spin dynamics of a single electron in a quantum dot. *Nature Physics*, 3(11) :770–773, 2007.
- [105] DS Smirnov, MM Glazov, EL Ivchenko, and L Lanco. Theory of optical spin control in quantum dot microcavities. *Physical Review B*, 92(11) :115305, 2015.
- [106] Sophia E Economou, LJ Sham, Yanwen Wu, and DG Steel. Proposal for optical u (1) rotations of electron spin trapped in a quantum dot. *Physical Review B*, 74(20) :205415, 2006.
- [107] J Berezovsky, MH Mikkelsen, NG Stoltz, LA Coldren, and DD Awschalom. Picosecond coherent optical manipulation of a single electron spin in a quantum dot. *Science*, 320(5874) :349–352, 2008.
- [108] Daniel Brunner, Brian D Gerardot, Paul A Dalgarno, Gunter Wüst, Khaled Karrai, Nick G Stoltz, Pierre M Petroff, and Richard J Warburton. A coherent single-hole spin in a semiconductor. *Science*, 325(5936) :70–72, 2009.
- [109] Julien Houel, Jonathan H Prechtel, Andreas V Kuhlmann, Daniel Brunner, Christopher E Kuklewicz, Brian D Gerardot, Nick G Stoltz, Pierre M Petroff, and Richard J Warburton. High resolution coherent population trapping on a single hole spin in a semiconductor quantum dot. *Physical review letters*, 112(10) :107401, 2014.

- [110] Timothy Mark Godden, JH Quilter, AJ Ramsay, Yanwen Wu, P Brereton, SJ Boyle, IJ Luxmoore, J Puebla-Nunez, AM Fox, and MS Skolnick. Coherent optical control of the spin of a single hole in a quantum dot. *arXiv preprint arXiv :1106.6282*, 2011.
- [111] Alex Greilich, Samuel G Carter, Danny Kim, Allan S Bracker, and Daniel Gammon. Optical control of one and two hole spins in interacting quantum dots. *Nature Photonics*, 5(11) :702–708, 2011.
- [112] David D Awschalom and James M Kikkawa. Electron spin and optical coherence in semiconductors. *Physics Today*, 52 :33–39, 1999.
- [113] YQ Li, DW Steuerman, J Berezovsky, DS Seferos, GC Bazan, and DD Awschalom. Cavity enhanced faraday rotation of semiconductor quantum dots. *Applied physics letters*, 88(19) :193126–193126, 2006.
- [114] YK Kato, RC Myers, AC Gossard, and DD Awschalom. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *science*, 306(5703) :1910–1913, 2004.
- [115] A Gruber, A Dräbenstedt, C Tietz, L Fleury, J Wrachtrup, and C Von Borczyskowski. Scanning confocal optical microscopy and magnetic resonance on single defect centers. *Science*, 276(5321) :2012–2014, 1997.
- [116] CY Hu and JG Rarity. Extended linear regime of cavity-qed enhanced optical circular birefringence induced by a charged quantum dot. *Physical Review B*, 91(7) :075304, 2015.
- [117] Kristiaan De Greve, Peter L McMahon, Leo Yu, Jason S Pelc, Cody Jones, Chandra M Natarajan, Na Young Kim, Eisuke Abe, Sebastian Maier, Christian Schneider, et al. Complete tomography of a high-fidelity solid-state entangled spin–photon qubit pair. *Nature communications*, 4, 2013.
- [118] WB Gao, P Fallahi, E Togan, A Delteil, YS Chin, J Miguel-Sanchez, and A Imamoglu. Quantum teleportation from a propagating photon to a solid-state spin qubit. *Nature communications*, 4, 2013.
- [119] Aymeric Delteil, Sun Zhe, Wei-bo Gao, Emre Togan, Stefan Faelt, and Atac Imamoglu. Generation of heralded entanglement between distant hole spins. *arXiv preprint arXiv :1507.00465*, 2015.
- [120] CY Hu, WJ Munro, and JG Rarity. Deterministic photon entangler using a charged quantum dot inside a microcavity. *Physical Review B*, 78(12) :125318, 2008.
- [121] CY Hu, WJ Munro, JL O’Brien, and JG Rarity. Proposed entanglement beam splitter using a quantum-dot spin in a double-sided optical microcavity. *Physical Review B*, 80(20) :205326, 2009.
- [122] CY Hu and JG Rarity. Loss-resistant state teleportation and entanglement swapping using a quantum-dot spin in an optical microcavity. *Physical Review B*, 83(11) :115303, 2011.
- [123] Ph Goy, JM Raimond, M Gross, and S Haroche. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Physical review letters*, 50(24) :1903, 1983.
- [124] M Brune, F Schmidt-Kaler, A Maali, J Dreyer, E Hagley, JM Raimond, and S Haroche. Quantum rabi oscillation : A direct test of field quantization in a cavity. *Physical Review Letters*, 76(11) :1800, 1996.

Bibliographie

- [125] RJ Thompson, G Rempe, and HJ Kimble. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Physical Review Letters*, 68(8) :1132, 1992.
- [126] CJ Hood, MS Chapman, TW Lynn, and HJ Kimble. Real-time cavity qed with single atoms. *Physical Review Letters*, 80(19) :4157, 1998.
- [127] Edwin T Jaynes and Frederick W Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser. *Proceedings of the IEEE*, 51(1) :89–109, 1963.
- [128] Isidor Isaac Rabi. Space quantization in a gyrating magnetic field. *Physical Review*, 51(8) :652, 1937.
- [129] Yoshihiro Akahane, Takashi Asano, Bong-Shik Song, and Susumu Noda. High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 425(6961) :944–947, 2003.
- [130] SL McCall, AFJ Levi, RE Slusher, SJ Pearton, and RA Logan. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Applied physics letters*, 60(3) :289–291, 1992.
- [131] Toshihiko Baba, Tetsuko Hamano, Fumio Koyama, and Kenichi Iga. Spontaneous emission factor of a microcavity dbr surface-emitting laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(6) :1347–1358, 1991.
- [132] Eli Yablonovitch, TJ Gmitter, and KM Leung. Photonic band structure : The face-centered-cubic case employing nonspherical atoms. *Physical review letters*, 67(17) :2295, 1991.
- [133] Dirk Englund, David Fattal, Edo Waks, Glenn Solomon, Bingyang Zhang, Toshihiro Nakaoka, Yasuhiko Arakawa, Yoshihisa Yamamoto, and Jelena Vučković. Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal. *Physical review letters*, 95(1) :013904, 2005.
- [134] Emmanuelle Peter, Pascale Senellart, David Martrou, Aristide Lemaître, J Hours, JM Gérard, and Jacqueline Bloch. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Physical review letters*, 95(6) :067401, 2005.
- [135] JM Gérard, B Sermage, B Gayral, B Legrand, E Costard, and V Thierry-Mieg. Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity. *Physical review letters*, 81(5) :1110, 1998.
- [136] Bahaa EA Saleh, Malvin Carl Teich, and Bahaa E Saleh. *Fundamentals of photonics*, volume 22. Wiley New York, 1991.
- [137] Adrien Dousse. *Deterministic cavity-quantum dot coupling and fabrication of an ultra-bright source of entangled photon pairs*. PhD thesis, Paris 7, 2010.
- [138] Antonio Badolato, Kevin Hennessy, Mete Atatüre, Jan Dreiser, Evelyn Hu, Pierre M Petroff, and Atac Imamoglu. Deterministic coupling of single quantum dots to single nanocavity modes. *Science*, 308(5725) :1158–1161, 2005.
- [139] Alexander Högele, Stefan Seidl, Martin Kroner, Khaled Karrai, Richard J Warburton, Brian D Gerardot, and Pierre M Petroff. Voltage-controlled optics of a quantum dot. *Physical review letters*, 93(21) :217401, 2004.

- [140] Dirk Englund, Andrei Faraon, Ilya Fushman, Nick Stoltz, Pierre Petroff, and Jelena Vučković. Controlling cavity reflectivity with a single quantum dot. *Nature*, 450(7171) :857–861, 2007.
- [141] Kartik Srinivasan and Oskar Painter. Linear and nonlinear optical spectroscopy of a strongly coupled microdisk–quantum dot system. *Nature*, 450(7171) :862–865, 2007.
- [142] MT Rakher, NG Stoltz, LA Coldren, PM Petroff, and D Bouwmeester. Externally mode-matched cavity quantum electrodynamics with charge-tunable quantum dots. *Physical review letters*, 102(9) :097403, 2009.
- [143] AB Young, R Oulton, CY Hu, ACT Thijssen, C Schneider, S Reitzenstein, M Kamp, S Höfling, L Worschech, A Forchel, et al. Quantum-dot-induced phase shift in a pillar microcavity. *Physical Review A*, 84(1) :011803, 2011.
- [144] Vivien Loo, Loïc Lanco, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Olivier Krebs, Paul Voisin, and Pascale Senellart. Quantum dot-cavity strong-coupling regime measured through coherent reflection spectroscopy in a very high-q micropillar. *Applied Physics Letters*, 97(24) :241110, 2010.
- [145] Kevin M Birnbaum, Andreea Boca, Russell Miller, Allen D Boozer, Tracy E Northup, and H Jeff Kimble. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom. *Nature*, 436(7047) :87–90, 2005.
- [146] AN Vamivakas, M Atatüre, J Dreiser, ST Yilmaz, A Badolato, AK Swan, BB Goldberg, A Imamoglu, and MS Ünlü. Strong extinction of a far-field laser beam by a single quantum dot. *Nano letters*, 7(9) :2892–2896, 2007.
- [147] Ranojoy Bose, Deepak Sridharan, Hyochul Kim, Glenn S Solomon, and Edo Waks. Low-photon-number optical switching with a single quantum dot coupled to a photonic crystal cavity. *Physical review letters*, 108(22) :227402, 2012.
- [148] Dirk Englund, Arka Majumdar, Michal Bajcsy, Andrei Faraon, Pierre Petroff, and Jelena Vučković. Ultrafast photon-photon interaction in a strongly coupled quantum dot-cavity system. *Physical review letters*, 108(9) :093604, 2012.
- [149] Hyochul Kim, Ranojoy Bose, Thomas C Shen, Glenn S Solomon, and Edo Waks. A quantum logic gate between a solid-state quantum bit and a photon. *Nature Photonics*, 7(5) :373–377, 2013.
- [150] Sze M Tan. A computational toolbox for quantum and atomic optics. *Journal of Optics B : Quantum and Semiclassical Optics*, 1(4) :424, 1999.
- [151] CW Gardiner and MJ Collett. Input and output in damped quantum systems : Quantum stochastic differential equations and the master equation. *Physical Review A*, 31(6) :3761, 1985.
- [152] Daniel F Walls and Gerard J Milburn. *Quantum optics*. Springer Science & Business Media, 2007.
- [153] Alexia Auffèves-Garnier, Christoph Simon, Jean-Michel Gérard, and Jean-Philippe Poizat. Giant optical nonlinearity induced by a single two-level system interacting with a cavity in the purcell regime. *Physical Review A*, 75(5) :053823, 2007.

Bibliographie

- [154] Michael A Armen and Hideo Mabuchi. Low-lying bifurcations in cavity quantum electrodynamics. *Physical Review A*, 73(6) :063801, 2006.
- [155] Y Kubo, FR Ong, P Bertet, D Vion, V Jacques, D Zheng, A Dréau, J-F Roch, Alexia Auffèves, Fedor Jelezko, et al. Strong coupling of a spin ensemble to a superconducting resonator. *Physical review letters*, 105(14) :140502, 2010.
- [156] Alexia Auffèves, Dario Gerace, J-M Gérard, M França Santos, LC Andreani, and J-P Poizat. Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing. *Physical Review B*, 81(24) :245419, 2010.
- [157] Claude Cohen-Tannoudji, Jacques Dupont-Roc, Gilbert Grynberg, and Patricia Thickstun. *Atom-photon interactions : basic processes and applications*. Wiley Online Library, 1992.
- [158] Howard J Carmichael and Marlan O Scully. Statistical methods in quantum optics 1 : Master equations and fokker-planck equations. *Physics Today*, 53(3) :78–80, 2007.
- [159] Crispin Gardiner and Peter Zoller. *Quantum noise : a handbook of Markovian and non-Markovian quantum stochastic methods with applications to quantum optics*, volume 56. Springer Science & Business Media, 2004.
- [160] Alexia Auffèves, Benjamin Besga, Jean-Michel Gérard, and Jean-Philippe Poizat. Spontaneous emission spectrum of a two-level atom in a very-high-q cavity. *Physical Review A*, 77(6) :063833, 2008.
- [161] CY Hu and JG Rarity. Extended linear regime of cavity-qed enhanced optical circular birefringence induced by a charged quantum dot. *Physical Review B*, 91(7) :075304, 2015.
- [162] Rodney Loudon. *The quantum theory of light*. Oxford university press, 2000.
- [163] Luigi A Lugiato. Theory of optical bistability. In *IN : Progress in optics. Volume 21 (A84-49622 24-74)*. Amsterdam, North-Holland Physics Publishing, 1984, p. 69-216., volume 21, pages 69–216, 1984.
- [164] R Bonifacio and LA Lugiato. Cooperative effects and bistability for resonance fluorescence. *Optics Communications*, 19(2) :172–176, 1976.
- [165] R Bonifacio and LA Lugiato. Optical bistability and cooperative effects in resonance fluorescence. *Physical Review A*, 18(3) :1129, 1978.
- [166] Sigurdur I Erlingsson and Yuli V Nazarov. Hyperfine-mediated transitions between a zeeman split doublet in gaas quantum dots : The role of the internal field. *Physical Review B*, 66(15) :155327, 2002.
- [167] WA Coish and Daniel Loss. Hyperfine interaction in a quantum dot : Non-markovian electron spin dynamics. *Physical Review B*, 70(19) :195340, 2004.
- [168] Alexander V Khaetskii and Yuli V Nazarov. Spin-flip transitions between zeeman sublevels in semiconductor quantum dots. *Physical Review B*, 64(12) :125316, 2001.
- [169] Denis V Bulaev and Daniel Loss. Spin relaxation and decoherence of holes in quantum dots. *Physical review letters*, 95(7) :076805, 2005.

- [170] Vivien Loo. *Excitation résonante et non-linéarité à faible nombre de photons d'une boîte quantique en microcavité*. PhD thesis, 2012. Thèse de doctorat dirigée par Voisin, Paul [Matière condensée et interfaces] Paris 7 2012.
- [171] Christophe Arnold, Vivien Loo, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Olivier Krebs, Paul Voisin, Pascale Senellart, and Loïc Lanco. Optical bistability in a quantum dots/micropillar device with a quality factor exceeding 200 000. *Applied Physics Letters*, 100(11) :1111, 2012.
- [172] Christophe Arnold, Vivien Loo, Aristide Lemaître, Isabelle Sagnes, Olivier Krebs, Paul Voisin, Pascale Senellart, and Loïc Lanco. Cavity-enhanced real-time monitoring of single-charge jumps at the microsecond time scale. *Physical Review X*, 4(2) :021004, 2014.
- [173] AK Nowak, SL Portalupi, V Giesz, O Gazzano, C Dal Savio, P-F Braun, K Karrai, C Arnold, L Lanco, I Sagnes, et al. Deterministic and electrically tunable bright single-photon source. *Nature communications*, 5, 2014.
- [174] A Greilich, A Shabaev, DR Yakovlev, Al L Efros, IA Yugova, D Reuter, AD Wieck, and M Bayer. Nuclei-induced frequency focusing of electron spin coherence. *Science*, 317(5846) :1896–1899, 2007.
- [175] Abraham G Kofman, Sahel Ashhab, and Franco Nori. Nonperturbative theory of weak pre-and post-selected measurements. *Physics Reports*, 520(2) :43–133, 2012.
- [176] Yakir Aharonov, David Z Albert, and Lev Vaidman. How the result of a measurement of a component of the spin of a spin-1/2 particle can turn out to be 100. *Physical review letters*, 60(14) :1351, 1988.
- [177] LA Khalfin. Quantum zenon effect. 1990.
- [178] Hans-Andreas Engel and Daniel Loss. Detection of single spin decoherence in a quantum dot via charge currents. *Physical review letters*, 86(20) :4648, 2001.