



**HAL**  
open science

# Oscillation paramétrique optique et génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs

Carole Diederichs

► **To cite this version:**

Carole Diederichs. Oscillation paramétrique optique et génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2007. Français. NNT : . tel-00178362

**HAL Id: tel-00178362**

**<https://theses.hal.science/tel-00178362>**

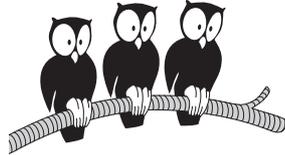
Submitted on 23 Jan 2008

**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.

# ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE

Département de Physique



THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Spécialité : Physique Quantique

présentée par

**Carole DIEDERICHS**

Pour obtenir le titre de  
DOCTEUR de L'UNIVERSITÉ PARIS VI

Sujet de la thèse :

**Oscillation paramétrique optique et génération de photons  
jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs**

Soutenue le 28 septembre 2007 devant le jury composé de :

M.	Vincent BERGER	Examineur
Mme.	Jacqueline BLOCH	Examineur
M.	Bruno DESRUELLE	Examineur
M.	Claude FABRE	Président
M.	Bernard GIL	Rapporteur
M.	Emmanuel ROSENCHER	Rapporteur
M.	Jérôme TIGNON	Directeur de thèse



## REMERCIEMENTS

*Cette thèse a été effectuée au Laboratoire Pierre Aigrain de l'École Normale Supérieure, et je tiens à remercier son directeur Claude Delalande pour m'y avoir accueillie et avoir contribué au bon déroulement de mon travail. Merci Claude d'avoir été mon premier lecteur!*

*Je remercie très chaleureusement mon directeur de thèse Jérôme Tignon pour son encadrement quotidien, sa gentillesse, sa patience et sa compétence. Merci Jérôme pour tout ce que tu m'as appris pendant ces trois années et pour toujours avoir eu confiance en mon travail! Merci pour tes nombreuses questions pertinentes qui m'ont constamment motivée et fait avancer. Merci également pour nos longues discussions sur la recherche et l'enseignement en général qui m'ont confortée dans mes choix. Et sans une larme!*

*Un grand merci à Philippe Roussignol, directeur du groupe d'optique cohérente et non-linéaire du laboratoire, pour la confiance qu'il m'a témoignée, sa disponibilité et ses encouragements dans les moments difficiles ("... Action!").*

*Je remercie vivement Cristiano Ciuti pour son aide sur la partie théorique, sa grande disponibilité et son enthousiasme envers mon travail. Ce fut un réel plaisir de collaborer avec lui. Je remercie également Iacopo Carusotto pour ses remarques de physicien hors pair.*

*Je souhaite remercier Christos Flytzanis et Gérard Bastard pour leur grande disponibilité pour répondre à mes questions et pour partager leur connaissance de la physique non-linéaire et de la physique des semiconducteurs.*

*Enfin, je tiens à remercier Michel Voos, directeur du département de physique à mon arrivée, pour son aide et son appui dans ma recherche de postdoc. Je le remercie aussi pour ses nombreux conseils. Je retourne grâce à lui sur ma terre natale!*

*Je remercie Vincent Berger, Jacqueline Bloch, Bruno Desruelle, Claude Fabre, Bernard Gil et Emmanuel Rosencher de m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse et de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Je tiens à souligner le plaisir que j'ai eu à collaborer avec Jacqueline Bloch jusqu'aux derniers instants de ma thèse. Je la remercie ainsi qu'Aristide Lemaître pour nous avoir fourni les échantillons de microcavités triples qui m'ont permis de réaliser ce travail.*

*Je voudrais remercier tous ceux qui ont participé aux travaux expérimentaux de cette thèse. Un grand merci, tout d'abord, à Gregor Dasbach avec qui j'ai eu la chance de travailler au début de ma thèse et à qui je dois beaucoup. J'ai énormément appris à ses côtés sur la physique des microcavités et je lui dois la maîtrise*

*(allemande) des manips. Tout cela teinté de grandes discussions sur le cinéma! Je remercie également très sincèrement Charles Leyder avec qui j'ai réalisé l'ensemble des mesures de bruit au cours d'une riche collaboration avec le groupe d'optique quantique du Laboratoire Kastler Brossel (merci à Alberto Bramati, Elisabeth Giacobino, Jean-Philippe Karr et Marco Romanelli). Je le remercie de m'avoir initiée aux techniques expérimentales et à la théorie de l'optique quantique. Merci Charles pour ton enthousiasme, ton dynamisme et ta curiosité. Ce travail en tandem fut un réel plaisir! Enfin, merci à David Taj et Timothée Lecomte pour leur aide dans l'expérience. Je souhaite à "mon successeur" Timothée bon courage et une thèse pleine de réussite!*

*Ce travail n'aurait pas été effectué dans de si bonnes conditions sans la participation de l'ensemble du personnel technique : Pascal Morfin, Laurent Réa et Martial Nicolas pour la mécanique ; Olivier Andrieu et François-René Ladan pour la cryogénie (encore désolée pour l'arrêt nocturne du liqué et merci d'avoir gardé le secret!); David Darson, Philippe Pace et Anne Denis pour l'électronique. Un remerciement spécial à David Darson, passionné d'astronomie et de photographie, pour sa brillante et précieuse idée de l'oculaire de télescope. Sache que ta trouvaille circule désormais dans de nombreux laboratoires!*

*Merci aussi aux secrétaires du laboratoire Anne Matignon et Fabienne Rénia pour leur patience et leur bonne humeur ; à Xavier Monin, Rémy Portier et Zaïre Dissi pour l'informatique ; à Jack Olejnik pour l'impression de mes posters ; à Monique Brouat, Anne Verzier, Dominique Giafferi, Marie-José Inamo et Marie-Béatrice Billault pour la bibliothèque ; et à Huguette Guérard, Marie-Françoise Seyer, Anne-Françoise Duclos, Didier Courtiade et France Lamette pour les services généraux du département.*

*Merci à tous les membres du laboratoire que je n'ai pas encore cités et qui m'ont fait passer de très bons moments : Guillaume Cassaboïs, Christophe Voisin, Nicolas Regnault ("Allez, encore un pour la route! Gâteau, bien sûr..."), Sukhdeep Dhillon ("Hey, mate!"), Sophie Hameau ("Où sont les femmes?!"), Christophe Mora, Jean-Marc Berroir, Bernard Plaçais, Gwendal Fève, Takis Kontos, Denis Côte, Patrice Mathieu, Jean-Paul Maneval, Robson Ferreira, Yves Guldner...*

*Un grand merci à tous mes amis docteurs et futurs docteurs qui m'ont fait vivre ces trois années avec le sourire, au laboratoire comme à l'extérieur : Merci Michael d'avoir été toujours prêt à m'aider et à me remonter le moral avec ta cascade de blagues. Et avec les bruitages! Tu sais ce qu'il te reste à faire si tu veux manger des Reese's pieces! Merci Arnaud V. pour m'avoir tant soutenue pendant les moments difficiles de l'écriture. Entre polaritons, on s'est bien compris! J'envie ceux qui travailleront prochainement avec toi... Et oui, un polytechnicien chômeur, je n'y crois pas. Merci aux anciens de la mezzanine Arnaud L. et Sébastien qui m'ont accueillie dans leur antre et toujours encouragée. Merci Arnaud*

*L. de m'avoir épargné le nettoyage des vitres, ce qui était sûrement plus difficile que de terminer une thèse! Merci Sébastien pour ta sérénité si communicative! Merci à Alice, notre fournisseur officiel de "Voici", pour avoir apporté un peu de douceur féminine sur la mezzanine. J'espère que ton courage et ta motivation seront récompensés pendant cette troisième année! Merci à Thomas, fournisseur officiel de web videos, pour m'avoir toujours redonné confiance en moi. Merci à Christine pour ta bonne humeur et les longues discussions de filles. Bonne chance à Zurich! Merci à Mathieu, la force tranquille qui vient quand même du centre du monde! Et finalement, le "pire du pire" aurait été de ne pas rencontrer Andreas... Danke, Andi!*

*Enfin, un immense merci à ma famille et à mes amis Astrid (j'arrive!), Suzie et Maylis (ah! les diners à Crimée!), Franck (pardon, Sydney), Sébastien (surfer thésard), Paolo (un italien en kilt), Mathieu, Tibo, Mehdi, Géraldine, Caroline et Manu (toujours Souper) qui m'ont comprise, encouragée et soutenue pendant ces trois années et même avant!*



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Généralités sur l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités planaires</b>	<b>11</b>
1.1 Microcavité de semiconducteurs . . . . .	12
1.1.1 Cavité Fabry-Pérot : confinement des photons . . . . .	13
1.1.2 Puits quantique : états excitoniques . . . . .	18
1.1.3 Couplage fort/faible exciton-photon . . . . .	23
1.2 Oscillation paramétrique optique . . . . .	30
1.2.1 Conversion paramétrique . . . . .	30
1.2.2 Conservation de l'énergie et condition d'accord de phase . . . . .	32
1.2.3 Oscillation paramétrique optique . . . . .	34
1.3 Oscillation paramétrique optique dans des microcavités simples . . . . .	35
1.3.1 Oscillation paramétrique optique à l'angle magique . . . . .	36
1.3.2 Description quantique . . . . .	37
1.3.3 Limitations dans les microcavités simples . . . . .	39
1.4 Conclusion . . . . .	40
<b>2 Fils photoniques</b>	<b>43</b>
2.1 Échantillon et dispositif expérimental . . . . .	46
2.1.1 Description de la microcavité gravée . . . . .	46
2.1.2 Dispositif expérimental pour les expériences de spectroscopie résolue en angle . . . . .	51
2.1.3 Caractérisation des fils photoniques . . . . .	54
2.2 Inversion de polarisation via un processus paramétrique interbranches . . . . .	55
2.2.1 Analyse en polarisation de l'émission . . . . .	55
2.2.2 Oscillation Paramétrique Optique interbranches . . . . .	61
2.2.3 Interprétation . . . . .	66
2.3 Conclusion . . . . .	68
2.4 Perspectives . . . . .	69
<b>3 Microcavité Triple</b>	<b>71</b>
3.1 Présentation de la microcavité triple . . . . .	72

3.1.1	Couplage fort optique . . . . .	74
3.1.2	Couplage fort exciton-photon . . . . .	75
3.1.3	Modèle des oscillateurs couplés . . . . .	77
3.1.4	Différents processus paramétriques possibles . . . . .	79
3.2	Calcul de l'efficacité de deux processus paramétriques interbranches en couplage fort . . . . .	81
3.2.1	Préliminaires . . . . .	81
3.2.2	Principe du calcul . . . . .	84
3.2.3	Cas du processus paramétrique vertical . . . . .	87
3.2.4	Cas du processus paramétrique horizontal . . . . .	92
3.3	Perspectives . . . . .	93
3.4	Conclusion . . . . .	93
<b>4</b>	<b>Micro-OPO</b>	<b>95</b>
4.1	Caractérisation des microcavités triples . . . . .	96
4.1.1	Description des échantillons . . . . .	96
4.1.2	Caractérisation . . . . .	98
4.2	Oscillation paramétrique optique verticale . . . . .	101
4.2.1	Mise en évidence . . . . .	101
4.2.2	Etude en puissance / Comparaison à l'effet laser . . . . .	109
4.3	Oscillation paramétrique optique horizontale . . . . .	116
4.3.1	Dispositif expérimental d'imagerie . . . . .	116
4.3.2	Caractérisation de l'émission à faible intensité . . . . .	120
4.3.3	Forte intensité : oscillation paramétrique optique . . . . .	125
4.4	Perspectives . . . . .	128
4.5	Conclusion . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Génération de photons jumeaux dans la microcavité triple</b>	<b>133</b>
5.1	Généralités sur le bruit quantique du champ électromagnétique	135
5.1.1	Champ électromagnétique monomode . . . . .	135
5.1.2	Limite quantique standard . . . . .	138
5.1.3	États comprimés . . . . .	139
5.2	Corrélations entre deux faisceaux lumineux . . . . .	140
5.2.1	Opérateur enveloppe . . . . .	140
5.2.2	Spectre de bruit et spectre de corrélation . . . . .	141
5.2.3	Mesures de corrélations entre deux faisceaux . . . . .	142
5.3	Présentation de l'expérience . . . . .	147
5.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	148
5.3.2	Principe de la mesure des spectres de bruit . . . . .	150
5.3.3	Mesure de la limite quantique standard . . . . .	151
5.4	Génération de photons jumeaux . . . . .	152
5.4.1	Corrélations quantiques . . . . .	152
5.4.2	Etude en fonction du désaccord exciton-photon . . . . .	157

---

5.4.3	Interprétation . . . . .	160
5.5	Perspectives . . . . .	162
5.6	Conclusion . . . . .	163
	<b>Conclusion générale</b>	<b>165</b>
<b>A</b>	<b>Hamiltonien d'interaction exciton-exciton dans les fils photo-</b>	
	<b>niques</b>	<b>169</b>
A.1	Hamiltonien linéaire . . . . .	169
A.2	Hamiltonien d'interaction dans la base circulaire de la polarisation	170
A.3	Hamiltonien d'interaction dans la base linéaire de la polarisation .	172
<b>B</b>	<b>Oscillation paramétrique optique intracavité</b>	<b>173</b>
B.1	Comparaison gain laser / gain paramétrique . . . . .	173
B.2	Amplification paramétrique optique . . . . .	177
B.3	Conclusion . . . . .	180
<b>C</b>	<b>Effet Hall optique de spin</b>	<b>181</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>183</b>



# Introduction

Les nanostructures de semiconducteurs offrent depuis les dernières décennies la possibilité de modifier l'interaction matière-rayonnement dans le domaine de la matière condensée. Ces systèmes se sont imposés tant dans le domaine de la physique fondamentale que dans celui des applications en optoélectronique. Le développement des techniques de croissance de matériaux telles que l'épitaxie par jets moléculaires ("Molecular Beam Epitaxy", MBE) ou l'épitaxie en phase vapeur d'organo-métalliques ("Metal-Organic Chemical Vapor Deposition", MOCVD) ont permis la fabrication de couches minces, conduisant au confinement quantique bidimensionnel des porteurs dans des puits quantiques. Elles ont également rendu possible l'exploration de systèmes de plus basse dimensionnalité comme les fils quantiques (confinement 1D) ou les boîtes quantiques (confinement 0D). Le contrôle de l'interaction de la lumière avec les porteurs est assuré notamment par des cavités Fabry-Pérot de dimensions micrométriques qui confinent les modes du champ électromagnétique [1]. L'insertion d'un puits quantique (milieu actif) dans ce type de cavité planaire est à la base, après la première apparition des lasers à semiconducteurs dans les années 60, d'une nouvelle génération de lasers à émission de surface à cavité verticale ("Vertical Cavity Surface Emitting Laser", VCSEL) [2]. Ces systèmes miniaturisés permettent une meilleure extraction de la lumière ainsi qu'une divergence très faible du faisceau émis par rapport aux lasers à puits quantiques classiques émettant par la tranche. Ils fonctionnent dans un régime de couplage faible, régime perturbatif décrit par la règle d'or de Fermi, dans lequel une transition du puits quantique est couplée à un continuum de modes du champ électromagnétique.

Par ailleurs, en optique non-linéaire, les sources paramétriques optiques s'imposent comme sources de lumière accordables dans des gammes de longueur d'onde non couvertes par des sources classiques, essentiellement dans l'infrarouge moyen et lointain (de 3 jusqu'à 100  $\mu\text{m}$ ). Elles reposent sur le phénomène non-linéaire d'oscillation paramétrique optique qui permet la génération cohérente d'ondes "signal" et "complémentaire", décalées en énergie par rapport à l'onde de "pompe" [3,4]. Dans une description en termes de photons, des photons "pompes", de fréquence  $\omega_p$ , sont convertis en photons "signal" et "complémentaire", aux fréquences respectives  $\omega_s$  et  $\omega_c$ . La conservation de l'énergie n'assure pas à elle seule la sélection des fréquences ( $\omega_p = \omega_s + \omega_c$  pour un processus non-

linéaire du deuxième ordre faisant intervenir la susceptibilité non-linéaire  $\chi^{(2)}$  du matériau, ou  $\omega_s + \omega_c = 2\omega_p$  pour un processus du troisième ordre faisant intervenir la susceptibilité non-linéaire  $\chi^{(3)}$ , elle doit être associée à une condition dite d'accord de phase sur la longueur de l'échantillon.

Une conversion paramétrique efficace est le paradigme pour la génération de nouvelles fréquences dans des domaines spectraux non atteints par des dispositifs déjà existants, mais aussi pour la génération de photons jumeaux ou intriqués. Depuis quelques années, une grande attention s'est en effet portée sur ces paires de photons fortement corrélés pour des applications en optique quantique comme la cryptographie quantique [5,6]. Elles peuvent par exemple être utilisées comme états pseudo-uniqes [7,8] où l'un des photons déclenche la détection du second [6]. Alternativement, les deux photons peuvent être préparés sous la forme d'un état intriqué EPR (Einstein-Podolski-Rosen) pour la génération de clefs quantiques [5,6]. Ainsi, les rapides développements en information quantique requièrent des sources monolithiques ne demandant pas d'alignements compliqués et permettant un couplage efficace par l'intermédiaire de fibres optiques. Dans ce contexte, la recherche s'est naturellement tournée depuis une dizaine d'années vers le développement de dispositifs intégrés pour l'information quantique [7–10] et la réalisation d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO) à base de structures semiconductrices [11,12].

Les oscillateurs paramétriques optiques actuels reposent sur des cristaux non-linéaires comme le niobiate de lithium, insérés dans une cavité optique complexe et pompés par des lasers externes puissants. De tels systèmes nécessitent de grandes longueurs d'interaction et la propagation des ondes signal, pompe et complémentaire, à différentes vitesses au sein du matériau non-linéaire, résulte en un mauvais accord de phase entre les ondes paramétriques. Ceci se traduit par une diminution de l'efficacité de conversion paramétrique. Plusieurs stratégies pour conserver l'accord de phase entre les ondes existent [12–16]. Elles reposent le plus communément sur le principe d'accord de phase par biréfringence [13]. D'autres solutions s'appuient sur la méthode du quasi-accord de phase [12,14,16] où sont utilisés des cristaux structurés, dont un exemple typique est le PPLN, afin de présenter une inversion périodique de la non-linéarité. Par ailleurs, le matériau non-linéaire est inséré dans une cavité résonante avec les fréquences paramétriques. Le régime d'oscillation paramétrique est atteint lorsque le gain paramétrique égale les pertes du système. Les oscillateurs paramétriques optiques doublement ou triplement résonants (DROPO ou TROPO) ainsi obtenus présentent des seuils d'oscillation paramétrique plus faibles et constituent des sources monomodes efficaces de faisceaux jumeaux fortement corrélés [17–19]. Néanmoins, ces systèmes restent larges et complexes à utiliser, ce qui empêche la réalisation d'une structure intégrée pour des applications à grande échelle. Le développement d'oscillateurs paramétriques optiques à base de structures semiconductrices s'avère être, dans ce contexte, un enjeu essentiel.

Les microcavités de semiconducteurs qui sont composées d'un milieu non-linéaire (puits quantique) inséré dans une cavité Fabry-Pérot planaire sont, comme les OPO, des candidats intéressants pour la génération de photons jumeaux. La transition excitonique discrète du puits quantique, état lié d'électron et de trou, est couplée à un seul mode du champ électromagnétique sélectionné par la microcavité. Lorsque la force de l'interaction est plus grande que les sources d'amortissement dans le système, il peut s'établir un couplage fort, régime non-perturbatif où l'émission devient réversible, faisant apparaître de nouveaux états propres qui sont des états mixtes exciton-photon, les polaritons de microcavité. Ces systèmes, très similaires aux VCSEL, ont été largement étudiés depuis la première démonstration expérimentale d'un régime de couplage fort matière-rayonnement, analogue à celui obtenu en physique atomique avec des atomes en cavité, en 1992 par Weisbuch *et al.* [20].

Les premiers travaux sur les microcavités en régime de couplage fort se sont d'abord concentrés sur les propriétés linéaires des polaritons (énergie, dispersion) [21, 22]. Puis, le rôle particulier de la dispersion dans la dynamique de relaxation des polaritons a été démontré [23, 24]. Il apparaît une zone d'accumulation des polaritons au niveau du point d'inflexion de la dispersion, appelée "goulet d'étranglement", qui inhibe la relaxation des polaritons assistée par les phonons vers le centre de zone de Brillouin [25, 26]. Depuis les années 2000, l'intérêt s'est aussi porté sur les processus d'interaction non-linéaires [27–29]. Les polaritons, qui peuvent être considérés comme des particules quasi-bosoniques dans un régime de faible excitation, interagissent entre eux du fait de leur composante excitonique. Plusieurs expériences ont mis en évidence une dynamique non-linéaire intéressante, attribuée à des effets collectifs bosoniques et à la forme particulière de la dispersion. Le Si Dang *et al.* ont montré, pour une excitation non-résonante d'une microcavité II-VI, une émission non-linéaire en centre de zone dans le régime de couplage fort exciton-photon [27]. Celle-ci apparaît au-dessus d'un seuil et s'affine spectralement comme pour un effet laser. Ce n'est que très récemment qu'une expérience de Kasprzak *et al.* a mis en évidence une émission caractéristique d'un condensat de Bose-Einstein de polaritons dans une microcavité II-VI sous excitation non-résonante [30].

L'excitation en résonance de la branche basse de polariton a permis d'améliorer la compréhension de la dynamique des polaritons dans les microcavités de semiconducteurs. Des expériences déterminantes de Savvidis *et al.* [28] et de Stevenson *et al.* [29] ont montré que lorsque le système est excité à un angle spécifique, appelé dans la littérature "angle magique", la relaxation des polaritons repose sur des processus de diffusion polariton-polariton. Dans ces mécanismes gouvernés par les interactions coulombiennes entre les composantes excitoniques des polaritons, deux polaritons du mode de pompe, photocréés à l'angle magique, sont convertis en deux polaritons appelés "signal" (en centre de zone) et "complémentaire" (proche du réservoir excitonique) par analogie avec les oscillateurs paramétriques optiques. Le complémentaire, de composante excitonique très éle-

vée, est très peu couplé à l'extérieur. L'ensemble des résultats a été modélisé en termes d'amplification ou d'oscillation paramétrique optique du troisième ordre dans les microcavités par des théories classique [31] et quantique [32, 33]. Dans ce contexte, c'est en tirant parti de la forte non-linéarité en  $\chi^{(3)}$  apportée par les résonances polaritoniques du système qu'un faible seuil d'oscillation paramétrique a pu être observé dans les microcavités de semiconducteurs en régime continu [29, 34–36]. Le régime de couplage fort exciton-photon est indispensable dans ce cas. Les conditions de conservation de l'énergie et du vecteur d'onde dans le plan des couches sont satisfaites grâce à la forme particulière de la dispersion des polaritons et pour de larges angles d'excitation. Ces caractéristiques représentent d'importantes limitations pour l'utilisation des microcavités comme sources paramétriques de paires de photons fortement corrélés. En effet, la température de fonctionnement doit rester intrinsèquement très basse pour ne pas perdre le couplage fort et la configuration d'excitation très particulière rend impossible la réalisation d'un système intégré, injecté électriquement par exemple. A cela s'ajoute le problème du déséquilibre en intensité des faisceaux signal et complémentaire en raison de la forte composante excitonique du mode complémentaire, qui dégrade l'efficacité de collection de la lumière.

Afin de répondre au problème de la miniaturisation des oscillateurs paramétriques optiques pour les applications en optique quantique, nous nous intéressons dans ce travail à l'étude de l'oscillation paramétrique optique et de la génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs. Nous nous concentrons sur des configurations pour l'oscillation paramétrique et sur des structures semiconductrices permettant de contourner les limites des microcavités planaires. Une structure gravée en fils photoniques ainsi qu'une structure originale de microcavité triple sont étudiées. Le confinement particulier du champ électromagnétique, dû à la gravure dans le premier cas et au couplage optique intercavités dans le second, conduit à un multiplet de modes de polaritons en régime de couplage fort exciton-photon. L'idée maîtresse de cette thèse repose sur l'exploitation de ces branches multiples pour mettre en évidence des processus paramétriques interbranches, adaptés à la réalisation d'une micro-source de photons jumeaux. Le point commun des processus interbranches observés est l'excitation du système à incidence normale, facilitant ainsi une éventuelle intégration de la structure semiconductrice. Un effort particulier est également porté sur l'amélioration de l'équilibre en intensité du signal et du complémentaire pour permettre une collection efficace de la lumière. En comparaison de l'oscillation paramétrique à l'angle magique, nous accédons à un meilleur rapport signal-complémentaire dans une configuration non dégénérée de l'oscillation paramétrique, dite "verticale", où les faisceaux signal et complémentaire sont émis perpendiculairement à la surface. Par ailleurs, une étude approfondie de l'oscillation paramétrique "verticale" dans la microcavité triple montre que la contrainte du couplage fort peut être levée, autorisant ainsi éventuellement un fonctionnement à température am-

biente. Dans la microcavité triple en régime de couplage faible, les résonances photoniques des cavités couplées restent en effet accessibles pour les fréquences paramétriques. Une autre configuration conduit à un équilibre parfait entre le signal et le complémentaire : l'oscillation paramétrique dégénérée "horizontale", où les faisceaux signal et complémentaire sont émis à des angles opposés. Nous nous sommes particulièrement intéressés à cette configuration où les faisceaux signal et complémentaire sont bien séparés spatialement et parfaitement équilibrés en intensité, pour démontrer par des mesures de bruit quantique [37] que ces deux faisceaux présentent des corrélations quantiques [38] près du seuil d'oscillation paramétrique.

Le **chapitre 1** introduit les généralités sur l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités planaires de semiconducteurs. Nous présentons les caractéristiques des divers éléments qui composent les microcavités, à savoir la cavité Fabry-Pérot formée de deux miroirs de Bragg et les puits quantiques. Nous décrivons les régimes de couplage fort et faible entre l'état excitonique du puits quantique et le mode photonique de la microcavité. Nous rappelons la notion d'oscillation paramétrique optique en optique non-linéaire avant de décrire l'oscillation paramétrique dans les microcavités planaires. Certains éléments du modèle théorique développé par Ciuti *et al.* [32,33], décrivant l'oscillation paramétrique à l'angle magique dans les microcavités planaires, sont également exposés.

Le **chapitre 2** est consacré à l'étude de l'oscillation paramétrique interbranches "verticale" dans une structure gravée en fils photoniques. Nous décrivons les propriétés de ces systèmes que nous caractérisons grâce à des mesures de spectroscopie résolu en angle. Le dispositif expérimental utilisé durant la majeure partie de cette thèse y est présenté. Nous mettons en évidence une oscillation paramétrique permettant de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés.

Le **chapitre 3** présente la structure de microcavité triple que nous avons conçue. Nous décrivons les nouveaux états propres de ce système en présentant le couplage optique intercavités et le couplage fort exciton-photon. Nous adaptons le modèle du chapitre 1 à la microcavité triple afin de calculer l'efficacité des processus interbranches "vertical" et "horizontal" en régime de couplage fort.

Le **chapitre 4** est consacré à la mise en évidence expérimentale de ces processus paramétriques interbranches dans la microcavité triple. Nous montrons qu'une oscillation paramétrique peut être observée aussi bien en régime de couplage fort qu'en régime de couplage faible. Par une étude approfondie de l'émission en champ lointain, nous montrons l'existence de directions privilégiées pour l'oscillation paramétrique, imposées par la symétrie du cristal composant la cavité.

Le **chapitre 5** présente les résultats des mesures de bruit effectuées sur les faisceaux signal et complémentaire dans la configuration horizontale du processus paramétrique. Nous donnons une description détaillée du principe des mesures de bruit quantique et nous démontrons l'existence de corrélations quantiques entre les faisceaux signal et complémentaire.



# Chapitre 1

## Généralités sur l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités planaires

Le développement des techniques de croissance de couches minces de semi-conducteurs comme l'épitaxie par jets moléculaires ("Molecular Beam Epitaxy", MBE, en anglais) a permis de réaliser le confinement planaire du champ électromagnétique et des excitations électroniques au sein de microcavités de semi-conducteurs à puits quantique. De telles structures sont composées de deux miroirs de Bragg de réflectivité très élevée qui consistent en un empilement de couches alternées de deux semi-conducteurs d'indices de réfraction différents. La cavité Fabry-Pérot ainsi formée contient un ou plusieurs puits quantiques réalisés en insérant une fine couche d'un semi-conducteur dans un autre semi-conducteur d'énergie de bande interdite plus grande. Du fait de l'invariance par translation dans le plan des couches, du confinement des photons et des états électroniques selon l'axe de croissance de l'échantillon, un état d'excitation fondamentale des puits quantiques, l'exciton, est couplé à un seul mode de la cavité. En particulier, lorsque les sources d'amortissement du système sont plus faibles que le couplage entre l'état excitonique et le mode photonique, un régime de couplage fort peut être obtenu. Il apparaît alors deux nouveaux états propres, les polaritons de cavité, qui sont des états mixtes exciton-photon.

Depuis la première observation du couplage fort dans les microcavités par Weisbuch *et al.* [20], de nombreux travaux expérimentaux ont permis de comprendre certaines propriétés fondamentales des polaritons comme leur dispersion [21], leur temps de vie [22] ou encore leur dynamique de relaxation [23,24]. La modification de la dispersion des polaritons par rapport à celles de l'exciton et du photon joue notamment un grand rôle dans les propriétés optiques non-linéaires du système. En 2000, une expérience déterminante de Savvidis *et al.* a mis en évidence un régime d'amplification paramétrique optique dans les microcavités planaires [28]. Dans cette expérience, un faisceau pompe excite la microcavité

en résonance avec la branche basse de polaritons, à un angle d'incidence spécifique, tandis qu'un faisceau sonde est injecté sous incidence normale en résonance avec l'état fondamental. Une amplification de la sonde est alors observée pour un angle d'excitation très particulier, appelé dans la littérature "angle magique". Un mécanisme de diffusion paramétrique de polaritons, gouverné par les interactions coulombiennes entre les composantes excitoniques des polaritons, est à l'origine de ce résultat. Deux polaritons du mode de pompe sont convertis en deux polaritons appelés "signal" et "complémentaire" par analogie avec les oscillateurs paramétriques optiques. Ce processus qui conserve l'énergie doit, comme pour l'oscillation paramétrique en optique non-linéaire, respecter une condition d'accord de phase traduisant la conservation de l'impulsion. Un phénomène similaire a aussi été observé par Stevenson *et al.* dans une expérience où seul un faisceau de pompe excite la microcavité à l'angle magique [29]. Une très forte émission du signal et du complémentaire apparaît au-dessus d'une puissance de pompe seuil. Il s'agit d'un régime d'oscillation paramétrique. L'ensemble de ces résultats, qui révèlent donc de nombreuses analogies avec l'oscillation paramétrique en optique non-linéaire, a été modélisée par des théories classique [31] et quantique [32].

L'oscillation paramétrique optique, qui repose ici sur des processus non-linéaires du troisième ordre en  $\chi^{(3)}$  de conversion paramétrique de polaritons, est connue pour générer des états dits non-classiques, fortement corrélés, comme des états jumeaux, intriqués [18, 19] ou comprimés [39]. Dans ce contexte, les microcavités de semiconducteurs s'avèrent être des candidats intéressants pour la réalisation de dispositifs pour les applications en optique quantique.

Ce chapitre a pour but d'introduire l'oscillation paramétrique dans les microcavités planaires. Nous commençons dans le paragraphe 1.1 par une description des polaritons de microcavité de semiconducteurs. Nous rappelons ensuite dans le paragraphe 1.2 des notions importantes sur l'oscillation paramétrique en optique non-linéaire. Ceci nous conduit dans le paragraphe 1.3 à préciser la problématique de cette thèse en décrivant l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités planaires et en exposant les limites des microcavités planaires en tant que sources de photons jumeaux.

## 1.1 Microcavité de semiconducteurs

*Dans ce paragraphe consacré à la présentation des microcavités de semiconducteurs, nous commençons par décrire le confinement des photons qui est réalisé au sein d'une cavité de type Fabry-Pérot (Partie 1.1.1). Nous présentons ensuite les états excitoniques résultant du confinement des états électroniques dans les puits quantiques (Partie 1.1.2) dont on étudie le couplage avec la lumière (Partie 1.1.3).*

Les microcavités semiconductrices sont constituées d'une cavité dont l'épaisseur est un petit multiple de  $\lambda/2$  (d'où le nom de *micro-cavité*), délimitée dans notre cas par deux miroirs de Bragg. Les différents échantillons que nous avons étudiés sont des hétérostructures constituées de matériaux binaires III-V GaAs et AlAs, ainsi que de ternaires  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Les structures exactes des échantillons que nous avons utilisés seront détaillées dans les chapitres 2 et 3. Ils sont néanmoins tous constitués d'une cavité- $\lambda$  en GaAs délimitée par des miroirs de Bragg en AlAs/GaAs. Le ou les puits quantiques insérés au cœur des cavités, qui constituent le milieu actif non-linéaire pour l'oscillation paramétrique optique, sont en InGaAs. Sur la figure 1.1 est représenté un schéma d'une microcavité plane de semiconducteurs.

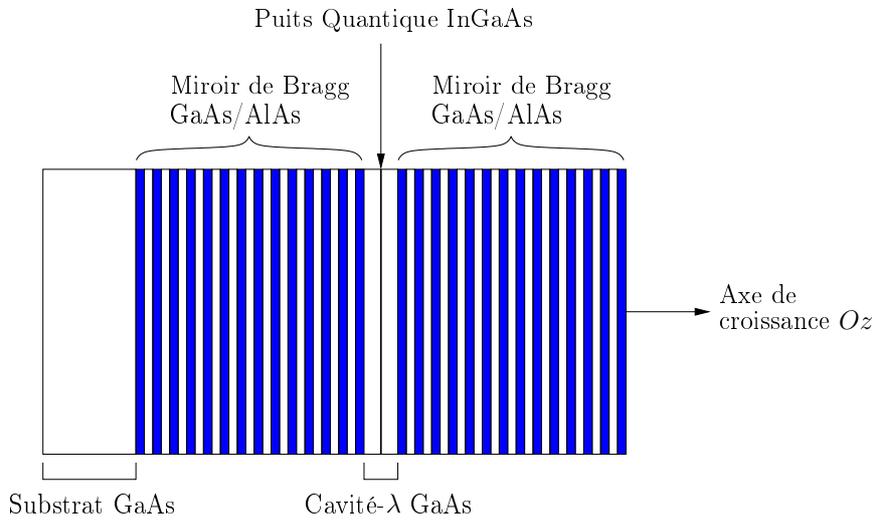


FIG. 1.1 – Schéma d'une microcavité plane de semiconducteurs.

### 1.1.1 Cavité Fabry-Pérot : confinement des photons

#### Rappels sur la cavité Fabry-Pérot

La cavité Fabry-Pérot classique [40] est constituée de deux miroirs métalliques séparés par un milieu d'indice de réfraction  $n_c$  de longueur  $L_c$ . Un champ incident sur l'un des miroirs donne naissance à un champ réfléchi et un champ transmis (cf. figure 1.2(a)). Chacun des miroirs est caractérisé par un coefficient de réflectivité en amplitude  $r_1$ ,  $r_2$  et par un coefficient de transmission en amplitude  $t_1$ ,  $t_2$ . Les pertes sont ici négligées.

Dans le cas d'une onde plane incidente de longueur d'onde  $\lambda$  éclairant la cavité Fabry-Pérot sous un angle d'incidence  $\theta$  et un angle de réfraction  $\theta'$ , on obtient en

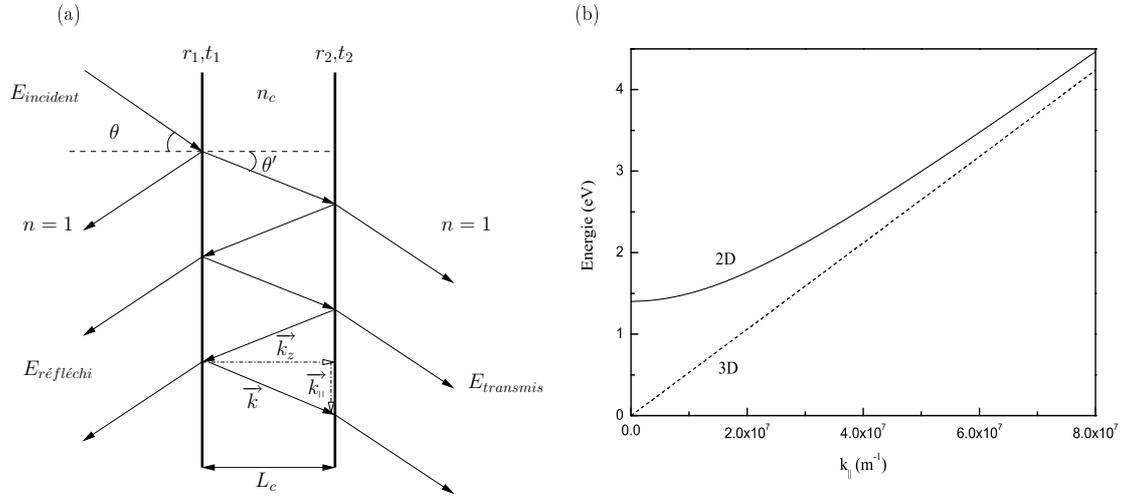


FIG. 1.2 – (a) Schéma de la cavité Fabry-Pérot. La décomposition du vecteur d'onde  $\vec{k}$  en  $k_{||}$  et en  $k_z$  est représentée. (b) Dispersion du mode de cavité en trait continu et dispersion du mode de photon sans confinement en pointillés.

transmission une succession d'ondes planes présentant des différences de phase :

$$\varphi = \frac{4\pi n_c L_c \cos \theta'}{\lambda} \quad (1.1)$$

L'intensité transmise par le Fabry-Pérot est donnée par :

$$I_{transmise} = I_{incidente} \frac{(t_1 t_2)^2}{(1 - r_1 r_2)^2} \frac{1}{1 + \frac{4r_1 r_2}{(1 - r_1 r_2)^2} \sin^2 \frac{\varphi}{2}} \quad (1.2)$$

où  $I_{incidente}$  est l'intensité incidente.

D'après cette relation, on déduit la transmission en intensité de la cavité Fabry-Pérot  $T = I_{transmise}/I_{incidente}$ . Des résonances correspondant aux modes transmis par la cavité apparaissent lorsque  $\varphi = 2p\pi$  ( $p \in \mathbb{N}$ ), soit d'après la relation (1.1) lorsque :

$$2n_c L_c \cos \theta' = p\lambda \quad (1.3)$$

La finesse de cavité est donnée par  $F = \pi \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2}$  et est très grande lorsque les coefficients de réflectivité sont proches de l'unité. Notons que la transmission du Fabry-Pérot est maximale lorsque ces coefficients sont égaux. On définit également un facteur de qualité de cavité  $Q$ , relié à la finesse de cavité par la relation :

$$Q = F \frac{L_c}{\lambda} \quad (1.4)$$

L'énergie des photons d'un mode de cavité s'écrit  $E = \frac{\hbar c k}{n_c}$  avec  $\vec{k} = \vec{k}_{||} + \vec{k}_z$ , où  $\vec{k}_{||}$  est la composante du vecteur d'onde dans le plan de la cavité (cf. figure 1.2(a)). Dans une cavité Fabry-Pérot planaire, le confinement des photons est réalisé suivant la direction perpendiculaire aux miroirs et se traduit par la quantification de la composante  $k_z = \frac{p\pi}{L_c}$  du vecteur d'onde. L'énergie d'un mode est alors :

$$E = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{p\pi}{L_c}\right)^2} \quad (1.5)$$

La dispersion quasi-parabolique d'un mode de cavité est représentée pour un champ en incidence normale sur la figure 1.2(b).

### Miroir de Bragg

Dans le cas de nos microcavités planaires de semiconducteurs, la cavité Fabry-Pérot est constituée par deux miroirs de Bragg qui permettent d'obtenir des réflectivités plus importantes que des miroirs métalliques.

Dans la pratique, les miroirs de Bragg ("Distributed Bragg Reflector") sont réalisés par empilement de couches de semiconducteurs AlAs et GaAs de même épaisseur optique  $\lambda/4$  et d'indice de réfraction  $n_{\text{AlAs}} = n_1 = 2.96$  et  $n_{\text{GaAs}} = n_2 = 3.54$ . La couche externe des miroirs est en GaAs. Un champ électromagnétique de longueur d'onde dans le vide voisine de  $\lambda_0$  subit des interférences constructives en réflexion et destructives en transmission. La réflectivité en intensité d'un miroir de Bragg est donnée au voisinage de  $\lambda_0$ , en incidence normale, par [41] :

$$R = 1 - 4 \frac{n_{ext}}{n_{int}} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N} \quad (1.6)$$

où  $n_{ext}$  et  $n_{int}$  sont les indices des milieux extérieur et intérieur à la microcavité ( $n_{int} = n_{\text{GaAs}} = 3.54$  et  $n_{ext} = n_{air} = 1$  pour le miroir en contact avec l'air).  $N$  est le nombre de paires de couches dans le miroir de Bragg. D'après cette relation, un miroir de Bragg est d'autant plus réfléchissant que le contraste d'indices est élevé et que  $N$  est grand.

Sur la figure 1.3 est représentée la réflectivité d'un miroir de Bragg constitué de 13 paires de couches AlAs/GaAs, calculée en utilisant la méthode numérique des matrices de transfert [41]. La réflectivité dépend fortement de la longueur d'onde et est très élevée ( $R \sim 0.9708$ ) sur un intervalle d'énergie autour de la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  (ici,  $\lambda_0 \sim 8400 \text{ \AA}$ ) appelé "bande d'arrêt" ("stop band" en anglais). En-dehors de cette bande d'arrêt, la réflectivité diminue et oscille en passant par des valeurs proches de zéro : ce sont les oscillations de Bragg. La largeur  $\Delta E$  de la bande d'arrêt centrée sur l'énergie  $E_0 = \frac{\hbar c}{\lambda_0} \sim 1.48 \text{ eV}$  s'écrit [42] :

$$\Delta E = \frac{4E_0}{\pi} \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \quad (1.7)$$

La largeur de la bande d'arrêt augmente avec le contraste d'indices. Pour nos échantillons,  $\Delta E \sim 170$  meV. D'après la figure 1.3, la lumière correspondant à une énergie  $E \gtrsim 1.5$  eV est absorbée par le GaAs des miroirs de Bragg.

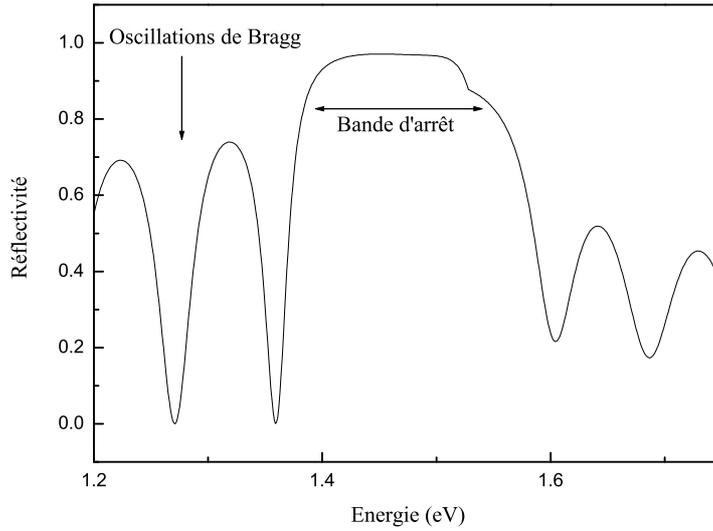


FIG. 1.3 – Réflectivité calculée par la méthode des matrices de transfert d'un miroir de Bragg constitué de 13 paires de couches AlAs/GaAs.

Enfin, le déphasage à la réflexion sur un miroir de Bragg n'est pas égal à  $\pi$  comme pour un miroir métallique. Le champ pénètre à l'intérieur du miroir de Bragg, ce qui conduit au déphasage [41] :

$$\phi(E) = \frac{n_{int} L_{DBR}}{\hbar c} (E - E_0) \quad (1.8)$$

où  $L_{DBR}$ , la longueur caractéristique de pénétration du champ électrique dans les miroirs de Bragg, s'écrit :

$$L_{DBR} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{n_1 n_2}{n_{int} (n_2 - n_1)} \quad (1.9)$$

Pour nos échantillons,  $L_{DBR} \sim 2.5\lambda_0$ . Il faut par conséquent tenir compte de cette pénétration du champ électrique dans les miroirs de Bragg et considérer une épaisseur effective de la cavité  $L_{eff} = L_c + L_{DBR}$  ( $\sim 3\lambda_0$ ).

### Microcavité de semiconducteurs

En tenant compte de la structure réelle de la microcavité en GaAs avec 13 paires de couches AlAs/GaAs dans les miroirs de Bragg, il est possible de calculer la réflectivité de la microcavité par la méthode numérique des matrices de transfert. Le résultat du calcul est représenté sur la figure 1.4. La réflectivité maximale est de  $R \sim 0.9997$  et on distingue un pic de transmission de largeur à mi-hauteur  $\delta E \sim 1$  meV, au milieu de la bande d'arrêt à  $E_0 = 1.488$  eV. On en déduit la finesse théorique de la structure  $F = (\lambda_0/L_{eff})(E_0/\delta E) \sim 500$ .

Notons que la cavité résonante est dimensionnée de telle sorte que la longueur d'onde du mode de cavité Fabry-Pérot se trouve au centre de la bande d'arrêt des miroirs de Bragg. En outre, l'épaisseur de la cavité étant petite, les modes de cavité sont spectralement suffisamment éloignés pour n'observer qu'un pic de résonance dans la bande d'arrêt (l'intervalle spectral libre est plus grand que la bande d'arrêt).

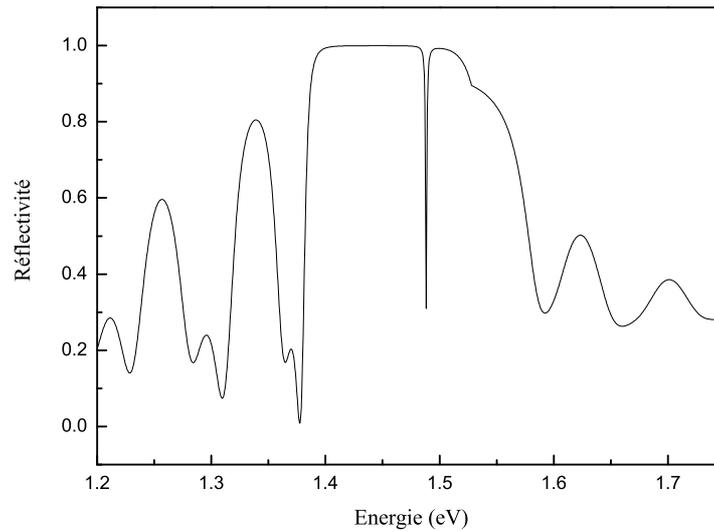


FIG. 1.4 – Réflectivité calculée par la méthode des matrices de transfert de la microcavité GaAs constituée de miroirs de Bragg comprenant 13 paires de couches AlAs/GaAs. La réflectivité présente un minimum à l'énergie du mode de cavité Fabry-Pérot.

L'ensemble des microcavités utilisées dans ce travail de thèse présente un léger gradient d'épaisseur qui se traduit par une variation d'épaisseur de la cavité en fonction de la position dans le plan des couches. La cavité reste quasi plane localement mais ce gradient permet, dans les expériences, d'ajuster finement l'énergie du mode de cavité en déplaçant le spot laser sur la surface de l'échantillon. Le

gradient dans les microcavités est typiquement de l'ordre de 5 meV/mm.

En conclusion, le confinement des photons est réalisé uniquement suivant l'axe de croissance  $Oz$  de la microcavité semiconductrice tandis qu'il existe un continuum d'états du champ électromagnétique dans le plan des couches.

### 1.1.2 Puits quantique : états excitoniques

#### Structure de bande d'un semiconducteur

La dispersion  $E(\vec{k})$  des bandes de valence et de conduction d'un semiconducteur à bande interdite directe ( $E_g$ ) est schématisée sur la figure 1.5. Ce schéma est celui de la structure de bande du GaAs au voisinage du point  $\Gamma$  (similaire à celui du InGaAs formant les puits quantiques utilisés).

La bande de conduction issue d'états de type  $s$  (i.e. de moment orbital  $l = 0$ ) est unique tandis que la bande de valence issue d'états de type  $p$  (i.e. de moment orbital  $l = 1$ ) comprend trois sous-bandes. La dégénérescence des bandes de valence de moment angulaire total  $J = 1/2$  et  $J = 3/2$  est levée par l'interaction spin-orbite ( $\Delta_{SO}$ ). La bande  $J = 3/2$  contient deux sous-bandes de moment angulaire  $J_z = \pm 1/2$  et  $J_z = \pm 3/2$  dégénérées en  $\vec{k} = \vec{0}$ . Ces deux sous-bandes n'ont pas la même dispersion, ce qui correspond à des états de masse effective différente. Ainsi, les états de la sous-bande  $J_z = \pm 1/2$  sont appelés trous légers et les états de la sous-bande  $J_z = \pm 3/2$  sont appelés trous lourds.

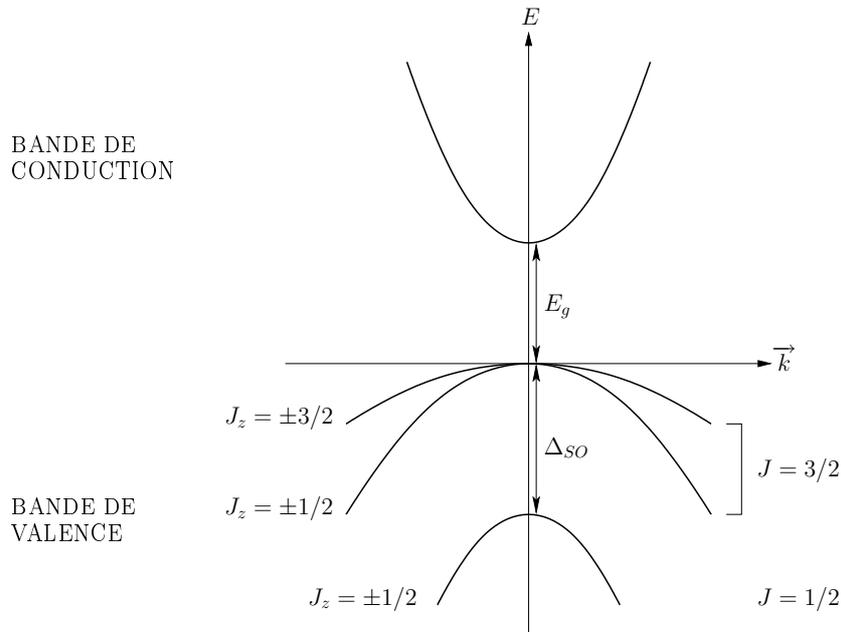


FIG. 1.5 – Schéma de la structure de bande du GaAs.

### Excitons

Dans l'état fondamental du cristal, les électrons remplissent entièrement la dernière bande de valence tandis que la bande de conduction est vide. Par absorption d'un photon d'énergie supérieure à l'énergie de bande interdite  $E_g$ , un électron de la bande de valence est excité vers la bande de conduction. Le problème à  $N$  électrons avec un électron dans la bande de conduction et  $(N-1)$  électrons dans la bande de valence est bien décrit par un problème à deux corps. Ces  $(N-1)$  électrons forment une quasi-particule appelée trou ("hole" en anglais), de charge opposée à celle de l'électron et de masse effective positive différente, qui est en interaction coulombienne avec l'électron de la bande de conduction. Le trou et l'électron en interaction coulombienne peuvent être assimilés à un système hydrogénoïde : c'est l'*exciton* [43]. Ce type d'excitation électronique existe dans le cristal massif et dans les puits quantiques. Le problème se traite en effectuant la décomposition canonique du système à deux corps. On sépare ainsi le mouvement libre du centre de masse et le mouvement relatif de la paire électron-trou.

**Matériau massif :** Dans un matériau massif, l'énergie de liaison de l'exciton est donnée en fonction du nombre quantique principal des états liés  $n$  ( $n \in \mathbb{N}^*$ ) et de la constante de Rydberg effective  $R_y^*$  [44] :

$$E_l = \frac{R_y^*}{n^2}, \quad R_y^* = \frac{e^2}{8\pi\epsilon a_{Bohr}^*} \quad (1.10)$$

où  $\epsilon$  est la constante diélectrique du milieu.

Le rayon de Bohr effectif de l'exciton  $a_{Bohr}^*$  s'écrit en fonction de la masse réduite de l'exciton  $\mu$  donnée par  $1/\mu = 1/m_e + 1/m_h$  ( $m_e$  et  $m_h$  sont respectivement les masses effectives de l'électron et du trou) :

$$a_{Bohr}^* = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{\mu e^2} \quad (1.11)$$

$R_y^*$  et  $a_{Bohr}^*$  s'écrivent aussi en fonction de la constante de Rydberg  $R_y = 13.6$  eV et du rayon de Bohr  $a_{Bohr} = 0.53 \text{ \AA}$  :  $R_y^* = \frac{\mu}{m_0} \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon}\right)^2 R_y$  et  $a_{Bohr}^* = \frac{m_0}{\mu} \frac{\epsilon}{\epsilon_0} a_{Bohr}$  ( $\epsilon_0$  est la permittivité du vide et  $m_0$  la masse de l'électron). Pour GaAs,  $R_y^* \sim 4.5$  meV et  $a_{Bohr}^* \sim 110 \text{ \AA}$ .

La relation de dispersion des états excitoniques est donnée par :

$$E(n, \vec{K}) = E_g - \frac{R_y^*}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} \quad (1.12)$$

où  $M = m_e + m_h$  est la masse totale de l'exciton et  $E_g$  l'énergie de bande interdite du matériau massif.

Le centre de masse de l'exciton est délocalisé dans tout le cristal avec un mouvement libre d'énergie cinétique  $\hbar^2 K^2 / 2M$ . L'invariance par translation assure que

$K$  est un bon nombre quantique. Le mouvement relatif de la paire électron-trou de masse réduite  $\mu$  présente des états liés pour lesquels l'énergie  $E_n$  est quantifiée. Dans la limite  $n \rightarrow \infty$ , les états excitoniques convergent vers le continuum des états libres de la paire électron-trou de plus basse énergie  $E_g$ . En  $\vec{K} = \vec{0}$ , il existe des états excitoniques liés dont l'énergie est inférieure à celle de la bande interdite.

**Puits quantique :** Un puits quantique de semiconducteurs est formé d'une superposition de fines couches de semiconducteurs. Dans nos échantillons, une fine couche de InGaAs est insérée dans du GaAs de bande interdite plus grande. Suivant l'axe de croissance  $Oz$ , les extrema en énergie des bandes de conduction et de valence présentent des discontinuités aux interfaces, créant un puits de potentiel pour les électrons et pour les trous (cf. figure 1.6).

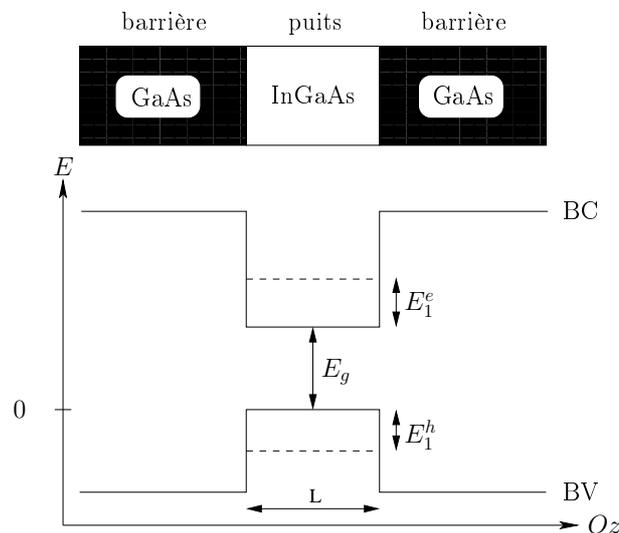


FIG. 1.6 – Schéma d'un puits quantique InGaAs enserré dans une cavité GaAs. Les bandes de valence (BV) et de conduction (BC) sont représentées.  $E_g$  est la bande d'énergie interdite ("gap") du puits quantique, et  $E_1^e$  et  $E_1^h$  les énergies de confinement des électrons et des trous dans leur état fondamental.

Lorsque la largeur de ce puits est de l'ordre de la longueur d'onde de de Broglie des porteurs, ceux-ci sont de type bidimensionnels : les porteurs sont confinés dans la direction de l'axe de croissance  $Oz$  mais gardent un mouvement libre dans le plan des couches. En d'autres termes, du matériau massif au puits quantique, l'invariance par translation selon l'axe de croissance est brisée et  $k_z$  n'est plus un bon nombre quantique pour le mouvement suivant  $Oz$ . En revanche, l'invariance par translation dans le plan des couches est conservée et  $k_{||}$  reste un bon nombre quantique. Les états de l'électron et du trou sont donc quantifiés selon  $Oz$  et indicés respectivement par les nombres quantiques  $p$  et  $q$ . En particulier, cette quantification lève la dégénérescence trou lourd-trou léger.

Les énergies des états électroniques de valence et de conduction s'écrivent en fonction du vecteur d'onde dans le plan des couches  $\vec{k}_{\parallel}$  :

$$E^e(\vec{k}_{\parallel}) = E_g + E_p^e + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e} \quad (1.13)$$

$$E^h(\vec{k}_{\parallel}) = -E_q^h - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_h} \quad (1.14)$$

où  $m_e$  et  $m_h$  sont les masses effectives de l'électron et du trou dans le plan des couches,  $E_g$  l'énergie de bande interdite du puits quantique et  $E_{p,q}^{e,h}$  les énergies de confinement des électrons et des trous.

Dans le cas d'un puits quantique à hauteurs de barrières infinies,  $E_p^e = p^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e L^2}$  et  $E_q^h = q^2 \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_h L^2}$ , avec  $L$  la largeur du puits.

Dans le cas des puits quantiques réels, les hauteurs de barrières sont finies. Les énergies de confinement des électrons et des trous n'ont alors pas d'expression analytique mais sont du même ordre de grandeur.

Nous traitons ici le cas des excitons du puits quantique infini. En effectuant la décomposition canonique du système à deux corps, c'est à dire un électron dans l'état  $p$  et un trou dans l'état  $q$  en interaction coulombienne, l'énergie de l'exciton bidimensionnel est la somme des deux termes suivants :

– Le mouvement du centre de masse, de vecteur d'onde  $\vec{K}_{\parallel} = \vec{k}_{\parallel}^e - \vec{k}_{\parallel}^h$  et de masse  $M = m_e + m_h$  :

$$E_g + E_p^e + E_q^h + \frac{\hbar^2 K_{\parallel}^2}{2M} \quad (1.15)$$

– Le mouvement relatif de masse réduite  $\mu$  ( $1/\mu = 1/m_e + 1/m_h$ ) dont les états sont décrits par les états liés (1s, 2s, etc.) d'un système hydrogénoïde à deux dimensions, indicés par le nombre quantique  $n$  ( $n \in \mathbb{N}^*$ ) :

$$E_n = -\frac{R_y^*}{(n - \frac{1}{2})^2} \quad (1.16)$$

La figure 1.7 représente la dispersion de l'exciton bidimensionnel dans le plan des couches.

Dans le cas d'un puits quantique de hauteur non infinie, l'énergie de liaison de l'exciton est légèrement inférieure [45].

Compte tenu des ordres de grandeur de  $\hbar^2/2M \sim 2.10^{-12}$  meV.cm<sup>2</sup> et de  $\hbar c/n \sim 5.10^{-3}$  meV.cm, l'énergie des excitons varie beaucoup plus lentement avec le vecteur d'onde dans le plan des couches que celle des photons. Aux faibles vecteurs d'onde, la dispersion des excitons est donc plate en comparaison de celle des photons (cf. figure 1.2(b)).

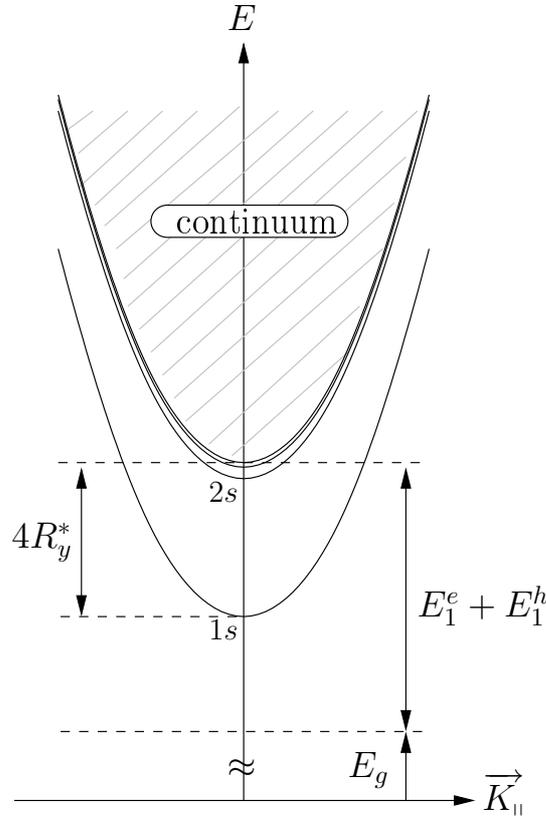


FIG. 1.7 – Dispersion des états de l'exciton bidimensionnel dans un puits quantique infini en fonction du vecteur d'onde dans le plan des couches  $\vec{K}_{||}$ .

Dans toute la suite, nous considérerons l'exciton lourd 1s correspondant au premier état confiné de l'électron et du trou  $(p, q) = (1, 1)$  d'énergie totale la plus basse :

$$E(\vec{K}_{||}) = E_g + E_1^e + E_1^h - E_l + \frac{\hbar^2 K_{||}^2}{2M} = E_{exc} + \frac{\hbar^2 K_{||}^2}{2M} \quad (1.17)$$

avec  $E_l = -E_{n=1}$  et  $E_{exc}$  l'énergie de liaison de l'exciton lourd 1s.

En conclusion, dans un puits quantique comme dans le massif, la discrétisation des états électroniques n'est que partielle. En effet, à l'exciton est associé un continuum d'états correspondant au mouvement libre de son centre de masse dans le plan des couches.

### 1.1.3 Couplage fort/faible exciton-photon

Dans cette partie, nous nous intéressons au couplage des excitons de puits quantique avec le rayonnement dans une microcavité de semiconducteurs. La nature du couplage lumière-matière peut être de deux types : fort ou faible.

Avant de discuter des différents paramètres dont dépend la nature du couplage exciton-photon dans les microcavités, à savoir les largeurs des modes excitonique et photonique ainsi que la force d'oscillateur de l'exciton, nous examinons les différentes règles de sélection de l'interaction entre l'exciton et le photon.

Nous rappelons que dans une microcavité planaire le confinement des photons et des excitons n'est réalisé que suivant la direction de l'axe de croissance  $Oz$ . Dans le plan des couches, le vecteur d'onde de l'exciton  $1s$  et le vecteur d'onde du photon peuvent prendre toutes les valeurs possibles.

#### Règles de sélection

Dans l'approximation dipolaire électrique, l'hamiltonien de couplage exciton-lumière est donné par [45] :

$$H_{dip} = \frac{e}{m_0} \vec{p} \cdot \vec{A} \quad (1.18)$$

où  $\vec{p}$  est l'opérateur impulsion d'un électron de charge  $-e$  et de masse  $m_0$  et  $\vec{A}$  le potentiel vecteur du champ électromagnétique.

La probabilité d'absorption d'un photon (création d'un exciton) ou d'émission d'un photon (recombinaison radiative de l'électron et du trou) est proportionnelle à l'élément de matrice  $\langle g | \vec{p} \cdot \vec{A} | exc \rangle$ . L'état fondamental  $|g\rangle$  correspond au cristal dans l'état fondamental et l'état  $|exc\rangle$  à l'exciton.

On en déduit les règles de sélection suivantes [45] :

- Fonctions d'onde : l'élément de matrice  $\langle g | \vec{p} \cdot \vec{A} | exc \rangle$  est non nul si les excitons sont de type  $s$ , la fonction d'onde du mouvement relatif électron-trou ne devant pas s'annuler à l'origine.

- Moments angulaires : l'état fondamental a un moment angulaire nul alors qu'un exciton a un moment angulaire total  $J_{exc}$  égal à 2 ou 1 puisque les électrons de conduction (les trous lourds) ont un moment  $J_e = 1/2$  ( $J_{hh} = 3/2$ ). Comme le photon apporte un moment angulaire valant 1 ou -1, les états  $J_{exc} = 2$  ne sont pas couplés à la lumière. On les appelle "excitons noirs". Les états couplés par l'intermédiaire de l'interaction dipolaire peuvent seulement émettre ou absorber des photons de polarisation  $\sigma_+$  ou  $\sigma_-$ .

- Vecteur d'onde : du fait de l'invariance par translation dans le plan des couches, un exciton de vecteur d'onde dans le plan des couches  $\vec{K}_{||}$  ne se couple qu'avec un photon de vecteur d'onde  $\vec{k}_{||}$  tel que :

$$\vec{K}_{||} = \vec{k}_{||} \quad (1.19)$$

- Énergie : l'absorption ou l'émission d'un photon par un exciton conserve l'énergie. Un exciton dans un puits quantique, d'énergie donnée par la relation (1.17), ne se couple qu'avec un photon dans une microcavité, d'énergie donnée par la relation (1.5), tel que :

$$E_{exc} + \frac{\hbar^2 K_{||}^2}{2M} = \frac{\hbar c}{n_c} \sqrt{k_{||}^2 + \left(\frac{p\pi}{L_c}\right)^2} \quad (1.20)$$

Ces trois règles de sélection montrent qu'un état excitonique de puits quantique de  $\vec{K}_{||}$  donné est couplé avec un seul mode de photon dans une microcavité de semiconducteurs.

La recombinaison excitonique est souvent caractérisée par sa force d'oscillateur par unité de surface  $f$ . Elle caractérise la force du couplage exciton-photon et est définie par [46] :

$$f = \frac{2}{m_0 E_{exc}} \frac{|\langle g | \vec{p} \cdot \vec{\varepsilon} | exc \rangle|^2}{S} \quad (1.21)$$

avec  $\vec{\varepsilon}$  la polarisation du champ et  $E_{exc}$  l'énergie de l'exciton donnée par la relation (1.17). Dans le cas où  $N$  puits quantiques sont insérés dans la microcavité, la force d'oscillateur est multipliée par  $N$  [47].

### Couplage fort

Dans le cas de deux états discrets exciton et photon de même énergie, les règles de sélection dans les microcavité de semiconducteurs imposent un régime de couplage lumière-matière dit de couplage fort lorsque la force du couplage est plus grande que les sources d'amortissement dans le système. La dégénérescence en énergie de ces deux états est levée d'une quantité  $\hbar\Omega_R$ , correspondant au dédoublement de Rabi, et conduit à des états propres du système qui sont des états mixtes exciton-photon. Weisbuch *et al.* qui ont mis en évidence pour la première fois le régime de couplage fort dans les microcavités, ont appelé cette quasi-particule le *polariton de cavité* [20], par analogie avec les polaritons du matériau massif [48, 49].

Le couplage fort dans les microcavités peut être traité dans le cadre de la mécanique quantique ou bien par un modèle semi-classique de deux oscillateurs couplés [41]. On trouve facilement les états stationnaires du système en couplage fort en considérant l'hamiltonien dans la base des états exciton  $|exc\rangle$  et photon  $|ph\rangle$  :

$$H = \begin{pmatrix} E_X(k_{||}) & \frac{\hbar\Omega_R}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} & E_C(k_{||}) \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

où  $E_X(k_{||})$  et  $E_C(k_{||})$  sont respectivement les énergies de l'exciton (éq. (1.17)) et du photon (éq. (1.5)).  $\hbar\Omega_R/2$  représente la constante de couplage exciton-photon.

Le dédoublement de Rabi s'écrit en fonction de la force d'oscillateur excitonique [46] :

$$\hbar\Omega_R = 2\sqrt{\frac{fe^2}{2n_c^2L_{eff}m_0\epsilon_0}} \quad (1.23)$$

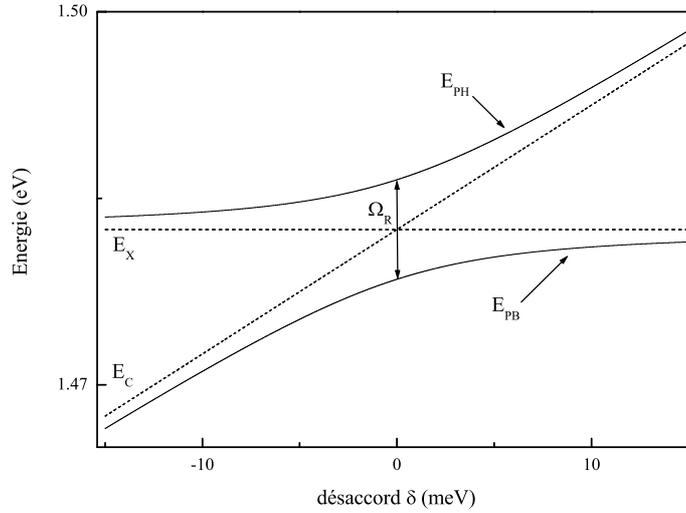


FIG. 1.8 – Courbe d'anticroisement représentant l'énergie des deux polaritons en fonction du désaccord  $\delta$ . Les énergies de l'exciton et du mode de cavité sont également représentées en pointillés. A la résonance ( $\delta = 0$  meV), il y a levée de dégénérescence de  $\hbar\Omega_R$  entre les deux polaritons.

Les nouveaux modes propres du système, le polariton de basse énergie  $|PB\rangle$  et le polariton de haute énergie  $|PH\rangle$ , s'écrivent comme des combinaisons linéaires de l'état excitonique  $|exc\rangle$  et de l'état de photon  $|ph\rangle$  :

$$|PB\rangle = X_{k_{||}}|exc\rangle + C_{k_{||}}|ph\rangle \quad (1.24)$$

$$|PH\rangle = -C_{k_{||}}|exc\rangle + X_{k_{||}}|ph\rangle \quad (1.25)$$

où  $X_{k_{||}}$  et  $C_{k_{||}}$  sont les coefficients de Hopfield [48] qui donnent les poids statistiques respectifs de l'exciton et du photon dans les polaritons.

Les polaritons ont pour énergie :

$$E_{PB}(k_{||}) = \frac{E_X(k_{||}) + E_C(k_{||})}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{(E_X(k_{||}) - E_C(k_{||}))^2 + (\hbar\Omega_R)^2} \quad (1.26)$$

$$E_{PH}(k_{||}) = \frac{E_X(k_{||}) + E_C(k_{||})}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{(E_X(k_{||}) - E_C(k_{||}))^2 + (\hbar\Omega_R)^2} \quad (1.27)$$

et les coefficients de Hopfield s'écrivent :

$$X_{k_{||}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4} \left( \frac{\hbar\Omega_R}{E_{PB}(k_{||}) - E_C(k_{||})} \right)^2}} \quad (1.28)$$

$$C_{k_{||}} = -\frac{1}{\sqrt{1 + 4 \left( \frac{E_{PB}(k_{||}) - E_C(k_{||})}{\hbar\Omega_R} \right)^2}} \quad (1.29)$$

Le désaccord exciton-photon, paramètre essentiel du couplage, est défini comme  $\delta = E_C(k_{||}) - E_X(k_{||})$ . Les niveaux d'énergie présentent un anticroisement caractéristique du couplage fort qui est représenté sur la figure 1.8. Lorsque le désaccord varie, une levée de dégénérescence est observée autour de la résonance  $\delta = 0$ . A la résonance, les polaritons sont moitié exciton, moitié photon :  $|X_{k_{||}}|^2 = |C_{k_{||}}|^2 = 1/2$ .

Les dispersions des polaritons de basse et haute énergie sont données par les relations (1.26) et (1.27) et tracées sur la figure 1.9 en fonction de  $k_{||}$ , pour  $\hbar\Omega_R = 8$  meV et pour trois valeurs de désaccord  $\delta$ . On représente parallèlement aux dispersions les fractions excitonique  $|X_{k_{||}}|^2$  et photonique  $|C_{k_{||}}|^2$  du polariton de basse énergie pour chacun de ces désaccords.

Expérimentalement, il est possible de faire varier  $k_{||}$  pour obtenir la relation de dispersion  $\{E_{PB}(k_{||}), E_{PH}(k_{||})\}$  en faisant varier l'angle d'excitation ou de détection  $\theta$  par rapport à la normale de l'échantillon [21]. L'un et l'autre sont reliés par la simple relation trigonométrique :

$$k_{||} = \frac{\omega n_c}{c} \sin \theta \quad (1.30)$$

La dispersion du polariton de basse énergie est fortement modifiée en centre de zone par rapport à celle de l'exciton et se rapproche de la dispersion du photon. La densité d'états est alors très faible. Au contraire, pour les grands vecteurs d'onde, la dispersion du polariton bas est plate et très proche de celle de l'exciton : cette région est appelée *réservoir excitonique* car la densité d'états de ces états quasi-excitoniques est très grande. Dans la région des vecteurs d'onde intermédiaires, la dispersion du polariton de basse énergie présente une pente importante et cela crée un *goulet d'étranglement* pour la relaxation des polaritons par l'intermédiaire des phonons [25]. Pour la suite, il est important de remarquer la forme particulière en "S" du mode de polariton de basse énergie, caractéristique du couplage fort dans une microcavité.

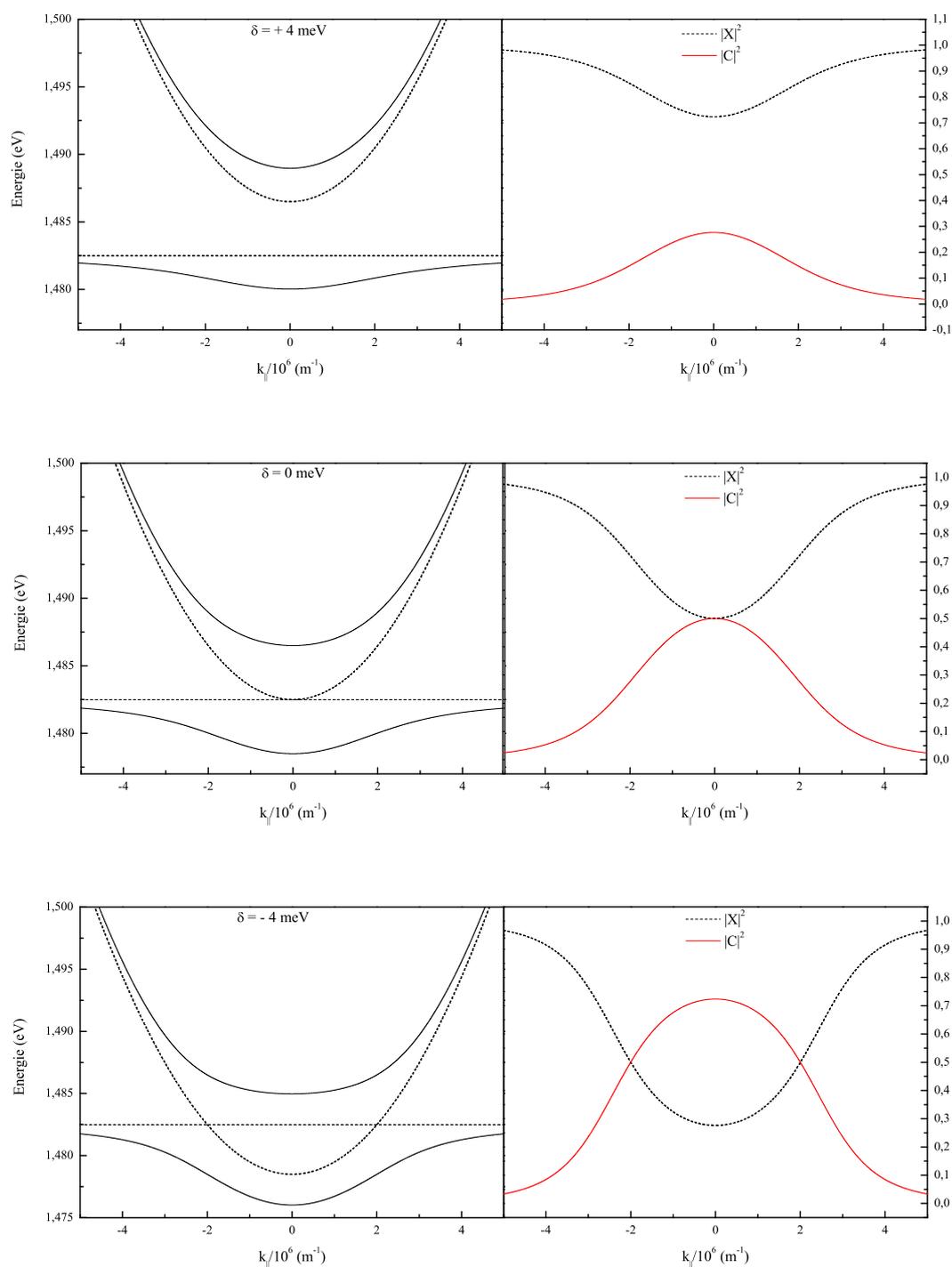


FIG. 1.9 – *A gauche, dispersion des polaritons et à droite, fractions excitonique  $|X|^2$  (en pointillés) et photonique  $|C|^2$  (en trait plein) du polariton bas pour trois désaccords différents  $\delta = +4$  meV,  $\delta = 0$  meV et  $\delta = -4$  meV (de haut en bas). Sur chaque dispersion sont représentées en pointillés les dispersions de l'exciton et du mode de cavité.*

Jusqu'ici, nous n'avons pas considéré les sources d'amortissements dans le système qui confèrent aux différents modes d'exciton, de photon et de polariton des largeurs spectrales. Cet élargissement peut être pris en compte dans le modèle des oscillateurs couplés que nous venons de présenter en considérant des énergies complexes du type  $\tilde{E} = E + i\gamma$ .

Les largeurs de raies du photon  $\gamma_{ph}$  et de l'exciton  $\gamma_{exc}$  doivent rester faibles devant le dédoublement de Rabi  $\hbar\Omega_R$  afin de conserver l'existence de deux valeurs propres distinctes et par conséquent le couplage fort (cf. figure 1.10). En d'autres termes, la condition pour observer le régime de couplage fort dans les microcavités s'écrit :

$$\Omega_R > \gamma_{exc}, \gamma_{ph} \quad (1.31)$$

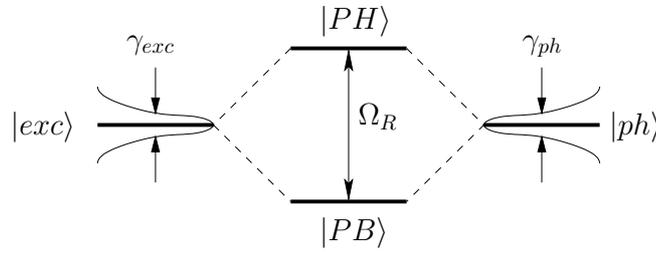


FIG. 1.10 – Régime de couplage fort entre un exciton et un photon dans une microcavité de semiconducteurs.

Dans le cas inverse, on aboutit à la disparition du couplage fort et au passage au régime de couplage faible, situation naturelle du puits quantique non inséré dans une microcavité.

### Couplage faible

Le couplage faible dans une microcavité est analogue à la situation d'un puits quantique nu couplé avec un champ électromagnétique. Dans l'approximation dipolaire électrique, l'impulsion dans le plan des couches et l'énergie sont toujours conservées. Cependant, à  $k_{||}$  donné, un état excitonique est alors couplé avec un continuum d'états photoniques (en l'absence de cavité), la composante  $k_z$  du photon n'étant plus fixée par la microcavité. L'état excitonique se désexcite de façon irréversible et sa durée de vie radiative est donnée par la règle d'or de Fermi [50].

Pour une microcavité en régime de couplage faible, la dispersion en fonction de  $k_{||}$  des états propres du système est réduite à la dispersion du mode excitonique et à la dispersion du mode de cavité (cf. figure 1.9). Il n'y a plus de levée de dégénérescence entre les états et les niveaux ne se repoussent plus.

Présentons maintenant les différentes raisons qui peuvent conduire à un régime de couplage faible dans les microcavités. Le régime de couplage faible apparaît lorsque :

$$\Omega_R < \gamma_{exc}, \gamma_{ph} \quad (1.32)$$

D'une part, lorsque l'amortissement du mode du champ électromagnétique est trop important (faible finesse), le couplage fort est perdu. Cela traduit le fait que le photon sort de la cavité avant d'être réabsorbé par l'exciton.

D'autre part, différentes interactions contribuent à l'élargissement du mode excitonique dans les puits quantiques :

- L'interaction avec les phonons [51, 52] : en raison du couplage aux excitations thermiques collectives du cristal, c'est à dire l'interaction exciton-phonons (acoustiques ou optiques), la largeur des raies excitoniques augmente avec la température.

- L'interaction entre porteurs et les effets à N corps [53–55] : l'interaction coulombienne entre les différentes excitations (électrons, trous, excitons) ainsi que les effets de statistique (blocage de Pauli) conduisent à une diminution de la force d'oscillateur excitonique aux fortes densités de porteurs, ainsi qu'à un élargissement des transitions (donnant naissance en particulier à la notion d'élargissement collisionnel pour les excitons et les polaritons [56–58]). Concernant les effets de statistique, à forte puissance d'excitation, l'espace des phases des états fermioniques sur lequel est construit un exciton est occupé de manière importante et les états des trous et des électrons ne sont alors plus disponibles pour construire l'état d'exciton. En d'autres termes, le principe d'exclusion de Pauli empêche la création d'excitons supplémentaires. Ainsi, au-delà d'une certaine densité de porteurs, il faudra considérer un gaz d'électrons et de trous tandis qu'aux faibles densités de porteurs, l'exciton constitué de deux fermions peut être considéré comme un quasi-boson. Dans le cadre de l'approximation développée dans la théorie de Rochat *et al.* qui est celle que nous utiliserons dans la suite du manuscrit, la densité de saturation est  $n_{sat} = 7/(16\pi a_{Bohr}^*{}^2)$  [59] ( $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  pour  $a_{Bohr} \sim 110 \text{ \AA}$ ).

- Enfin, la rugosité aux interfaces d'un puits quantique, l'inhomogénéité entre puits quantiques, la présence d'impuretés, sont des facteurs qui peuvent aussi conduire à un élargissement des transitions excitoniques [60,61].

Expérimentalement, le couplage fort dans une microcavité laisse place au couplage faible lorsqu'on augmente soit la puissance optique, soit la température du cristal [62]. Typiquement, dans les microcavités réalisées à partir de matériaux III-V contenant un unique puits quantique, le couplage fort est perdu à partir de températures de l'ordre de 50 K et de densités d'excitation de l'ordre de  $8 \text{ kW/cm}^2$ .

Par la suite, nous nous sommes intéressés au régime de couplage fort exciton-photon ainsi qu'au régime de couplage faible. Le fonctionnement des microcavités en couplage faible est à rapprocher de celui des diodes laser à microcavité verticale émettant par la surface, VCSEL ("Vertical Cavity Surface Emitting Laser") [2], qui sont des structures de microcavités fonctionnant en régime de couplage faible.

## 1.2 Oscillation paramétrique optique

*Dans ce paragraphe consacré à l'oscillation paramétrique optique, nous commençons par rappeler les équations de base de l'optique non-linéaire dans le cas particulier du mélange à quatre ondes (Partie 1.2.1) pour discuter ensuite des conditions de conservation d'énergie et d'accord de phase dans les processus de conversion paramétrique (Partie 1.2.2). Nous présentons pour finir le cas de l'oscillation paramétrique optique (Partie 1.2.3).*

Dans les microcavités de semiconducteurs, c'est en tirant parti des larges non-linéarités d'ordre 3 au voisinage des résonances polaritoniques ou photoniques (cela dépend du régime de couplage exciton-photon) qu'un régime d'oscillation paramétrique optique peut être mis en évidence. Nous décidons par conséquent de présenter dans ce paragraphe les équations non-linéaires faisant intervenir les termes d'ordre trois en champ. Cela revient à considérer le cas du *mélange à quatre ondes* en optique non-linéaire [3].

### 1.2.1 Conversion paramétrique

L'optique non-linéaire concerne les processus intervenant lorsqu'un milieu matériel est soumis à un faisceau lumineux intense. La polarisation induite dans le milieu est linéaire avec les champs faibles (cas de l'optique linéaire) et doit être exprimée en une série convergente de puissances du champ dès que l'amplitude devient plus importante :

$$\begin{aligned}\vec{P} &= \vec{P}^{(1)} + \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots \\ &= \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots\end{aligned}\tag{1.33}$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $\chi^{(1)}$  la susceptibilité linéaire du matériau et  $\chi^{(i)}$  ( $i \geq 2$ ) les susceptibilités non-linéaires d'ordre  $i$  du milieu. Les propriétés linéaires caractéristiques du matériau telles que l'indice de réfraction ou le coefficient d'absorption se déduisent du premier terme  $\chi^{(1)} \vec{E}$ . Les termes d'ordres supérieurs sont à l'origine de phénomènes non-linéaires comme la génération de fréquence, l'indice non-linéaire, la conversion paramétrique, l'amplification, l'oscillation paramétrique optique, l'effet Kerr optique, l'effet Pockels. On suppose ici pour simplifier le système isotrope.

L'équation de Maxwell qui régit l'évolution des champs lors de leur propagation dans le milieu non-linéaire s'écrit :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}^{(NL)}}{\partial t^2} \quad (1.34)$$

avec  $\vec{P}^{(1)} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$  et  $\vec{P}^{(NL)} = \vec{P}^{(2)} + \vec{P}^{(3)} + \dots$  le terme non-linéaire de la polarisation et  $E(\vec{r}, t) = Re \left\{ \sum_j \mathcal{E}(\vec{r}, \omega_j) e^{i(\vec{k}_j \cdot \vec{r} - \omega_j t)} \right\}$ .

Les effets non-linéaires étant a priori petits devant les effets linéaires, ils sont considérés comme une perturbation de la solution linéaire. Il est alors possible de faire l'approximation de l'enveloppe lentement variable à l'échelle de la longueur d'onde dans l'équation de propagation selon  $z$  en régime non-linéaire, qui devient :

$$\sum_j 2ik_j \frac{\partial \mathcal{E}_j}{\partial z} e^{-i(\omega_j t - \vec{k}_j \cdot \vec{r})} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}^{(NL)}}{\partial t^2} \quad (1.35)$$

où  $\mathcal{E}_j = \mathcal{E}(z, \omega_j)$ ,  $k_j^2 = k^2(\omega_j) = \frac{\omega_j^2}{c^2} (1 + \chi^{(1)}(\omega_j))$  et  $\mathcal{P}^{(NL)}(z, t) = Re \left\{ \mathcal{P}^{(NL)}(z, t) \right\}$ .

Les processus non-linéaires du troisième ordre qui nous intéressent résultent de la polarisation d'ordre trois induite dans le matériau :

$$\mathcal{P}^{(3)}(\vec{r}, t) = \sum_{jkl} \epsilon_0 \chi_{jkl}^{(3)} \mathcal{E}_j \mathcal{E}_k^* \mathcal{E}_l e^{i[(\vec{k}_j - \vec{k}_k + \vec{k}_l) \cdot \vec{r} - (\omega_j - \omega_k + \omega_l)t]} \quad (1.36)$$

avec  $\chi_{jkl}^{(3)} = \chi^{(3)}(\omega_j, \omega_k, \omega_l)$  la susceptibilité non-linéaire d'ordre 3.

En projetant l'équation (1.35) sur le mode de fréquence  $\omega_i$  et en intégrant sur un volume  $V$  dont les dimensions sont petites devant l'échelle de variation spatiale de  $\mathcal{E}$ , on obtient :

$$2ik_i \frac{\partial \mathcal{E}_i}{\partial z} = \sum_{jkl} \left[ -\frac{(\omega_i - \Delta\omega)^2}{Vc^2} \int \chi_{jkl}^{(3)} \mathcal{E}_j \mathcal{E}_k^* \mathcal{E}_l e^{i(\Delta\omega t - \Delta\vec{k} \cdot \vec{r})} dV \right] \quad (1.37)$$

avec  $\Delta\omega = \omega_i - \omega_j + \omega_k - \omega_l$  et  $\Delta\vec{k} = \vec{k}_i - \vec{k}_j + \vec{k}_k - \vec{k}_l$ .

Les expressions de la polarisation (1.36) et de l'équation de propagation en régime non-linéaire (1.37) montrent que le mélange de fréquences entre les composantes spectrales  $\omega_j$ ,  $\omega_k$  et  $\omega_l$  du champ électrique donne naissance à un terme de polarisation non-linéaire à la fréquence  $\omega_i$ . Le terme source du champ  $\mathcal{E}_i$  dans la relation (1.37) est constitué d'une somme de termes en  $\mathcal{E}_j \mathcal{E}_k^* \mathcal{E}_l$ . La relation entre ces différents termes s'interprète comme un processus d'absorption d'un photon dans l'onde  $\mathcal{E}_j$  et d'un photon dans l'onde  $\mathcal{E}_l$  associé à un processus d'émission d'un photon dans l'onde  $\mathcal{E}_k$  et d'un photon dans l'onde  $\mathcal{E}_i$ .

Dans le cas du mélange à quatre ondes qui nous intéresse dans ce manuscrit, le processus de *conversion paramétrique* consiste en la création de deux photons dits *signal* et *complémentaire* ("idler" en anglais) à partir de deux photons dits de *pompe*, issus d'un unique faisceau de pompe (cf. figure 1.11).

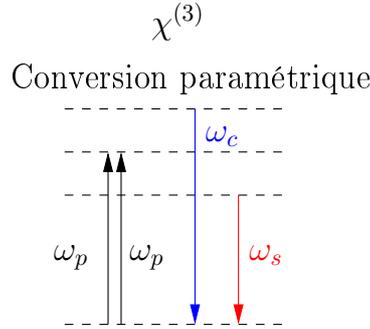


FIG. 1.11 – *Conversion paramétrique de deux photons "pompe", de fréquence  $\omega_p$ , en un photon "signal", de fréquence  $\omega_s$ , et un photon "complémentaire", de fréquence  $\omega_c$ , dans le mélange à quatre ondes à une seule pompe.*

Pour un processus non-linéaire du second ordre faisant intervenir la susceptibilité non-linéaire du deuxième ordre  $\chi^{(2)}$  (mélange à trois ondes), la conversion paramétrique repose sur la création de deux photons signal et complémentaire à partir d'un photon pompe.

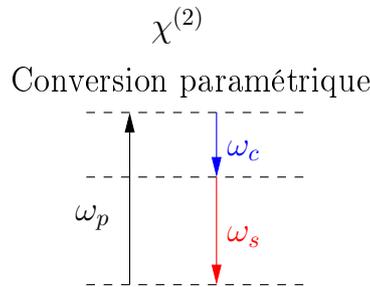


FIG. 1.12 – *Conversion paramétrique dans le mélange à trois ondes.*

## 1.2.2 Conservation de l'énergie et condition d'accord de phase

**Conservation de l'énergie :** Dans l'équation (1.37), la conservation de l'énergie implique  $\omega_i + \omega_k = \omega_j + \omega_l$  ( $\Delta\omega = 0$ ). Dans l'exemple de la figure 1.11, l'interaction avec les différents champs lors du processus de conversion paramétrique dans le mélange à quatre ondes doit respecter la relation suivante :

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_c \tag{1.38}$$

**Condition d'accord de phase :** L'intégrale sur le volume  $V$  dans l'équation (1.37) est maximum quand  $\vec{k}_i + \vec{k}_k = \vec{k}_j + \vec{k}_l$  ( $\Delta \vec{k} = \vec{0}$ ). Pour la conversion paramétrique de la figure 1.11, cette condition s'écrit :

$$2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c \quad (1.39)$$

Dans ce contexte, tous les dipôles sont en phase et rayonnent des champs qui vont interférer de façon constructive. Cela revient à réaliser une conversion paramétrique efficace dans le matériau. On dit que le processus est accordé en phase.

Dans le cas où cette condition d'accord de phase ne peut être réalisée parfaitement, les champs émis par les dipôles vont interférer de façon partiellement destructive au delà d'une longueur de cohérence qui dépend de  $\|\Delta \vec{k}\|$ . Ceci constitue un problème important en optique non-linéaire puisqu'il entraîne une diminution de l'efficacité de conversion paramétrique.

Ce problème est très classique dans les systèmes basés sur des cristaux non-linéaires épais. Pour y répondre, plusieurs méthodes existent : par exemple, l'accord de phase par biréfringence [13] ou le quasi-accord de phase [12, 14, 16]. L'accord de phase par biréfringence tire profit des indices différents vus par les polarisations ordinaire et extraordinaire dans un milieu biréfringent tandis que la technique de quasi-accord de phase consiste à utiliser un matériau formé d'un empilement alterné de couches pour changer le signe de la non-linéarité à chaque longueur de cohérence.

Une des originalités de ce travail de thèse est d'utiliser, pour les processus de conversion paramétrique, une structure où les modes du champ sont essentiellement stationnaires suivant l'axe  $z$ . De fait, les problèmes de pertes de l'accord de phase, liés à la propagation des ondes suivant l'épaisseur du milieu non-linéaire, n'existent pas.

En conclusion, la figure 1.11 et la relation (1.38) conduisent à décrire le processus de conversion comme la disparition de deux photons  $\hbar\omega_p$  pour donner naissance à deux photons  $\hbar\omega_s$  et  $\hbar\omega_c$  en conservant l'énergie :

$$2\hbar\omega_p \rightarrow \hbar\omega_s + \hbar\omega_c \quad (1.40)$$

On peut également interpréter la relation (1.19) comme une conservation de l'impulsion :

$$2\hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_c \quad (1.41)$$

Ceci suggère que les photons  $\hbar\omega_s$  et  $\hbar\omega_c$  sont émis simultanément par paires. On parle alors de *paires de photons jumeaux*. Des mesures de comptage de coïncidences dans le régime des faibles intensités [63] ou des mesures de bruit quantique dans le régime des fortes intensités [37] permettent de mettre en évidence les corrélations quantiques existants entre ces photons jumeaux.

### 1.2.3 Oscillation paramétrique optique

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en évidence l'importance de l'accord de phase dont dépend l'efficacité de l'interaction non-linéaire. Celle-ci dépend également de l'amplitude des champs mis en jeu. Ainsi, afin d'augmenter l'interaction entre les différents champs, le matériau non-linéaire est placé dans une cavité optique Fabry-Pérot, résonante pour un ou plusieurs champs (cf. figure 1.13). Un champ pompe injecté dans la cavité génère un champ signal et un champ complémentaire via un processus de conversion paramétrique d'ordre deux ou trois dans le milieu non-linéaire. Les champs résonants sont alors recyclés au sein de la cavité. Lorsque le gain paramétrique du milieu non-linéaire égale les pertes de la cavité (liées à la réflectivité des miroirs), le système se met à osciller sur les modes résonants. Cette relation entre le gain et les pertes du système fixe la valeur de la puissance de pompe seuil qui permet à l'émission de l'Oscillateur Paramétrique Optique (OPO) de s'amorcer. Lorsque les intensités des champs signal et complémentaire augmentent, il faut tenir compte du phénomène de saturation du gain. Dans l'oscillation paramétrique, l'énergie des champs signal et complémentaire est prise au champ pompe, ce qui conduit à une atténuation de la pompe et donc à une diminution du gain paramétrique dans le système.

Il apparaît finalement de nombreuses analogies avec le fonctionnement des lasers. Néanmoins, une différence majeure est le nombre de champs impliqués dans le régime d'oscillation : un pour les lasers et trois ou quatre pour les OPO.

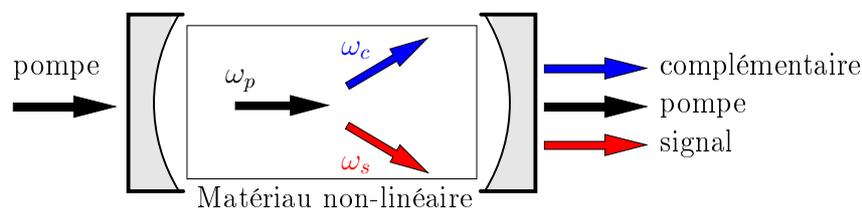


FIG. 1.13 – Schéma d'un Oscillateur Paramétrique Optique.

Différents types d'OPO existent : l'OPO simplement résonant (SROPO) où seul un des trois faisceaux est résonant dans la cavité ; l'OPO doublement résonant (DROPO) où les champs signal et complémentaire sont recyclés par la cavité ; et l'OPO triplement résonant (TROPO) où les trois faisceaux pompe, signal et complémentaire sont recyclés par la cavité.

L'intérêt d'utiliser des OPO résonants pour plusieurs modes (DROPO ou TROPO) est d'abaisser le seuil d'oscillation paramétrique [64]. Typiquement, sous excitation continue, les puissances seuils d'oscillation paramétrique sont de l'ordre de quelques watts pour les SROPO [65], de la dizaine de milliwatts pour les DROPO [66, 67] et de quelques milliwatts pour les TROPO [68]. Cependant, les conditions de résonance peuvent être difficiles à obtenir et limiter l'abaissement de ce seuil d'oscillation, ainsi que poser des problèmes de stabilité.

Enfin, une autre configuration est utilisée pour abaisser le seuil d'oscillation dans les OPO : l'OPO à amplification intracavité (OPO-OPA) [69, 70]. C'est un OPO simplement résonant à deux cristaux non-linéaires. Dans ce système, un faisceau pompe issu d'un laser produit dans le premier cristal un faisceau signal et un faisceau complémentaire (processus OPO). Le faisceau signal est réutilisé dans le deuxième cristal intracavité pour amplifier le faisceau complémentaire (processus d'amplification paramétrique optique, OPA). Dans ces systèmes, le seuil est de quelques milliwatts.

Les OPO sont souvent utilisés pour générer des longueurs d'onde inaccessibles avec les lasers actuels. Ils présentent de plus l'avantage d'être accordables en longueur d'onde. Par exemple, les OPO couramment utilisés en laboratoire, basés sur des cristaux de KTP, couvrent une gamme de longueurs d'onde qui peut s'étendre de 505 à 750 nm ou bien de 1 à 3  $\mu\text{m}$  (Mira-OPO de la marque Coherent). La taille de ces OPO est de l'ordre du mètre. D'autres OPO développés notamment à l'ONERA (Office Nationale d'Etudes et de Recherche Aérospatiales) sont de plus petites tailles (environ une dizaine de cm) et les longueurs d'onde accessibles sont comprises entre 3 et 4.5  $\mu\text{m}$  [71, 72]. Néanmoins, même si la taille des oscillateurs paramétriques optiques a largement diminué depuis les premières générations [73], leur miniaturisation reste limitée à cause des problèmes liés au gain, à l'accord de phase et à la difficulté d'obtenir les conditions de résonances.

Les OPO présentent un deuxième intérêt sur lequel nous avons axé ce travail de thèse : ce sont des dispositifs qui produisent des états dits non-classiques fortement corrélés comme des états jumeaux, intriqués [18, 19] ou comprimés [39]. Or de nombreuses applications en optique quantique comme la cryptographie quantique [6, 74], la téléportation [75, 76] et le stockage d'information [77] requièrent des sources optiques pouvant produire de tels états. Nous aborderons ce sujet de manière plus approfondie dans le dernier chapitre du manuscrit.

### 1.3 Oscillation paramétrique optique dans des microcavités simples

*Dans ce paragraphe, nous rappelons un résultat marquant, un processus de diffusion paramétrique de polaritons dans les microcavités de semiconducteurs, dit à l'"angle magique" (Partie 1.3.1). Nous présentons ensuite certains éléments de la théorie développée par Ciuti et al. sur l'oscillation paramétrique dans les microcavités simples [32, 33] qui nous seront utiles dans le chapitre 3 (Partie 1.3.2). Enfin, nous discutons des limitations intrinsèques du processus à l'angle magique pour l'utilisation des microcavités simples comme sources de photons jumeaux (Partie 1.3.3).*

### 1.3.1 Oscillation paramétrique optique à l'angle magique

Dans les microcavités planaires simples, les expériences de pompe-sonde de Savvidis *et al.* [28] ont montré l'existence d'un processus très efficace de diffusion paramétrique de polaritons qui est schématisé sur la figure 1.14.

Dans ces expériences, un faisceau pompe injecte des polaritons au voisinage du point d'inflexion de la dispersion du polariton de basse énergie, avec le vecteur d'onde  $\vec{k}_p$ . Deux *polaritons pompe* peuvent alors être diffusés de façon cohérente en un *polariton signal* à  $\vec{k}_s = \vec{0}$  et un *polariton complémentaire* à  $\vec{k}_c = 2\vec{k}_p$  sur la même branche polaritonique. Un faisceau sonde résonant avec l'état de plus basse énergie en  $\vec{k} = \vec{0}$  peut stimuler le mécanisme de conversion paramétrique. Il en résulte alors une amplification de la sonde lorsque le faisceau pompe est injecté avec cet angle très particulier qu'on a appelé dans la littérature l'*angle magique*. Ce processus s'accompagne d'un affinement spectral et d'un déplacement vers le bleu ("blueshift" en anglais) des modes signal, pompe et complémentaire.

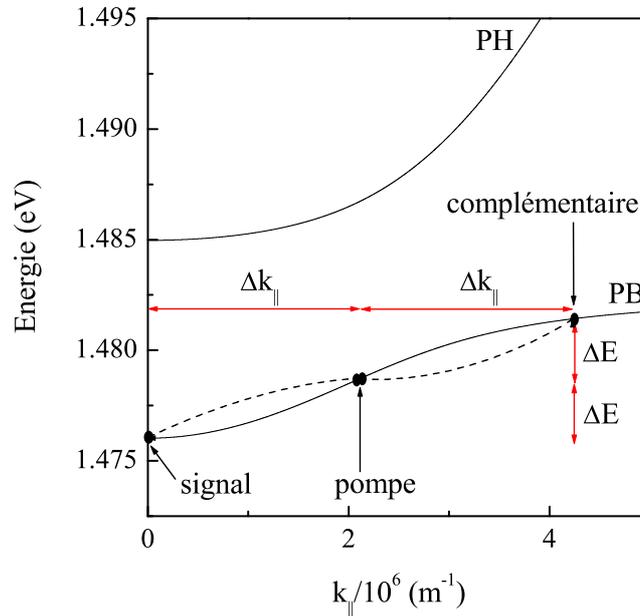


FIG. 1.14 – Dispersion des polaritons de haute énergie (PH) et de basse énergie (PB) pour un désaccord  $\delta = -4$  meV. Le processus paramétrique à l'angle magique y est schématisé : deux polaritons de pompe photocréés à l'angle magique, en  $\vec{k}_p$ , sont diffusés en un polariton signal en  $\vec{k} = \vec{0}$  et en un polariton complémentaire en  $2\vec{k}_p$ . La conservation de l'énergie et de l'impulsion est vérifiée grâce à la forme particulière de la dispersion en couplage fort.

Un phénomène similaire a aussi été observé sous excitation continue par Stevenson *et al.* sans l'introduction supplémentaire d'un faisceau sonde [29]. Une forte émission au niveau du mode signal et du mode complémentaire a été observée au-dessus d'une puissance de pompe seuil. Ce résultat correspond ici au régime d'oscillation paramétrique à l'angle magique.

L'interaction qui met en jeu quatre polaritons repose sur des processus non-linéaires de conversion paramétrique de polaritons du troisième ordre  $(\vec{k}_p, \vec{k}_p) \rightarrow (\vec{0}, 2\vec{k}_p)$ . La non-linéarité est associée aux états électroniques, ici excitoniques, mais les conditions de résonance sont associées aux polaritons (les trois modes signal, pompe et complémentaire sont résonants avec les états de polaritons). Dans ce cas, les conditions d'accord de phase et de conservation d'énergie s'écrivent :

$$\begin{cases} 2\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_c \\ 2E(\vec{k}_p) = E(\vec{k}_s) + E(\vec{k}_c) \end{cases} \quad (1.42)$$

avec  $E(\vec{k}_p)$ ,  $E(\vec{k}_s)$  et  $E(\vec{k}_c)$  respectivement les énergies aux vecteurs d'onde des polaritons pompe, signal et complémentaire. Comme le mouvement des porteurs le long de l'axe de croissance  $Oz$  est complètement quantifié dans une microcavité, la condition d'accord de phase porte uniquement sur les vecteurs d'onde des polaritons dans le plan des couches.

*Il est essentiel de remarquer que les conditions (1.42) sont satisfaites grâce à la forme particulière en "S" de la dispersion des polaritons modifiée par le couplage fort dans la zone des petits vecteurs d'onde.*

### 1.3.2 Description quantique

Toutes les caractéristiques des processus paramétriques à l'angle magique ont été expliquées théoriquement par un modèle quantique de Ciuti *et al.* [32, 33] ainsi que par un modèle classique de Whittaker [31] en terme d'amplification ou d'oscillation paramétrique. Il apparaît, entre autres, que le décalage vers le bleu des modes est dû à une renormalisation des énergies en raison de l'interaction coulombienne entre polaritons.

Comme nous l'avons souligné précédemment, dans les microcavités simples en régime de couplage fort, l'amplification ou l'oscillation paramétrique ne repose plus sur une conversion paramétrique de photons mais sur une conversion paramétrique de polaritons.

Nous présentons dans cette partie les principaux éléments du modèle quantique de Ciuti *et al.* dont on en trouvera une description détaillée dans les références [32, 33].

La diffusion paramétrique dans les microcavités en régime de couplage fort est due à l'interaction coulombienne entre porteurs. Dans l'hamiltonien décrivant ces interactions, deux termes sont considérés : un terme effectif d'interaction exciton-exciton  $H_{XX}$  et un terme de saturation anharmonique dans le couplage exciton-photon  $H_{XC}^{sat}$ . Ce dernier terme traduit la saturation du couplage exciton-photon causée par les effets de saturation avec la densité de porteurs que nous avons introduits rapidement dans la partie 1.1.3 (blocage de Pauli). Ainsi, l'hamiltonien d'interaction est la somme des termes :

$$H_{XX} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_q^{eff} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}'} \quad (1.43)$$

$$H_{XC}^{sat} = - \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_{sat} (a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}'} + b_{\mathbf{k}'}^\dagger b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}) \quad (1.44)$$

Les opérateurs  $a_{\mathbf{k}}$  et  $b_{\mathbf{k}}$  sont respectivement les opérateurs annihilation d'un photon et d'un exciton de vecteur d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$ . Le terme  $V_q^{eff} \simeq V_0^{eff} = \frac{6e^2 a_{Bohr}^*}{\epsilon A}$  (pour  $qa_{Bohr}^* \ll 1$ ) est le potentiel effectif d'interaction exciton-exciton, où  $a_{Bohr}^*$  est le rayon de Bohr effectif de l'exciton,  $\epsilon$  la constante diélectrique du puits quantique et  $A$  l'aire de quantification. Le terme de saturation s'écrit  $V_{sat} = \frac{\hbar\Omega_R}{2n_{sat}A}$  où  $\hbar\Omega_R$  est le dédoublement de Rabi et  $n_{sat} = 7/(16\pi a_{Bohr}^{*2})$  la densité de saturation de l'exciton.

L'hamiltonien total du système doit prendre en compte également la partie linéaire associés aux états propres photoniques et excitoniques ainsi que le terme harmonique du couplage exciton-photon à l'origine des deux modes de polariton, donnés par :

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left[ E_C(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + E_X(\mathbf{k}) b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} \right] + \sum_{\mathbf{k}} \frac{\hbar\Omega_R}{2} (a_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger) \quad (1.45)$$

où  $E_C(\mathbf{k}) = \hbar c/n\sqrt{k^2 + (p\pi/L)^2}$  est l'énergie du mode de cavité (cf. éq. (1.5)),  $E_X(\mathbf{k}) = E_{exc} + \hbar^2 k^2/2M$  l'énergie de l'exciton (cf. éq. (1.17)) et  $\hbar\Omega_R/2$  la constante de couplage de Rabi.

Cet hamiltonien se diagonalise dans la base des états polaritoniques tel que :

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left[ E_{PB}(\mathbf{k}) p_{\mathbf{k}}^\dagger p_{\mathbf{k}} + E_{PH}(\mathbf{k}) u_{\mathbf{k}}^\dagger u_{\mathbf{k}} \right] \quad (1.46)$$

avec  $E_{PB}(\mathbf{k})$  et  $E_{PH}(\mathbf{k})$  les énergies respectives des branches basse et haute de polariton. L'opérateur  $p_{\mathbf{k}}$  ( $u_{\mathbf{k}}$ ) est l'opérateur annihilation d'un polariton bas (haut) de vecteur d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$ .

Pour  $V_q^{eff}$  et  $V_{sat}$  petits devant  $\hbar\Omega_R/2$ , l'interaction non-linéaire entre les polaritons de haute énergie et de basse énergie, qui donne des termes non résonants,

est négligeable. De plus, dans l'expérience modélisée, seule la branche polaritonique basse est excitée de façon résonante par un laser quasi monochromatique, ce qui conduit à considérer uniquement les états de polaritons de basse énergie. A partir de l'hamiltonien d'interaction et de l'expression de l'opérateur  $p_{\mathbf{k}}$  en fonction des composantes de Hopfield excitonique  $X_{\mathbf{k}} > 0$  et photonique  $C_{\mathbf{k}} < 0$  (cf. éq. (1.28) et (1.29)),  $p_{\mathbf{k}} = X_{\mathbf{k}}b_{\mathbf{k}} + C_{\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}}$ , est déduit l'hamiltonien décrivant l'interaction effective entre les polaritons :

$$H_{PP}^{eff} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} \frac{a_{Bohr}^{*2}}{A} V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}}^{PP} p_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger p_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger p_{\mathbf{k}} p_{\mathbf{k}'} \quad (1.47)$$

où  $V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}}^{PP}$  est le potentiel effectif d'interaction polariton-polariton.

Dans le cas particulier de l'oscillation paramétrique à l'angle magique  $(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p) \rightarrow (\mathbf{0}, 2\mathbf{k}_p)$ , où  $\mathbf{k}_p$  est le vecteur d'onde de pompe dans le plan des couches, il s'écrit :

$$\begin{aligned} V^{PP} &= V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p}^{PP} + V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, -\mathbf{k}_p}^{PP} \\ &= \frac{12e^2}{\epsilon a_{Bohr}^*} X_{2\mathbf{k}_p} X_{\mathbf{k}_p} X_0 X_{\mathbf{k}_p} \\ &\quad + \frac{\hbar \Omega_R}{n_{sat} a_{Bohr}^{*2}} \left[ (|C_0| X_{2\mathbf{k}_p} + |C_{2\mathbf{k}_p}| X_0) X_{\mathbf{k}_p} X_{\mathbf{k}_p} + 2 |C_{\mathbf{k}_p}| X_0 X_{\mathbf{k}_p} X_{2\mathbf{k}_p} \right] \end{aligned} \quad (1.48)$$

Nous utiliserons au chapitre 3 cette expression pour calculer puis comparer l'efficacité du processus de conversion paramétrique à l'angle magique dans les microcavités simples et dans les microcavités triples.

### 1.3.3 Limitations dans les microcavités simples

Nous avons vu précédemment qu'un régime d'oscillation paramétrique peut exister dans des microcavités simples, en tirant parti des larges non-linéarités en  $\chi^{(3)}$  au voisinage des résonances de polariton. Le couplage fort exciton-photon est indispensable pour observer ce phénomène. Les conditions de conservation d'énergie et d'accord de phase sont en effet satisfaites uniquement grâce à la forme particulière en "S" de la dispersion du polariton de basse énergie, caractéristique du régime de couplage fort dans les microcavités. De surcroît les polaritons de pompe doivent être injectés à un angle très particulier. Cet angle (l'angle "magique") est généralement de l'ordre d'une quinzaine de degrés et varie en fonction du désaccord exciton-photon  $\delta$ .

L'ensemble de ces conditions s'avèrent être d'importantes limitations pour l'utilisation des microcavités planaires simples comme sources intégrées de photons jumeaux (i.e. corrélés quantiquement).

D'une part, le régime de couplage fort exciton-photon étant perdu lorsque la température de travail excède typiquement 50 K dans le cas de microcavités de semiconducteurs III-V contenant un puits quantique, l'observation d'un régime d'oscillation paramétrique optique dans les microcavités simples devient impossible au-delà de ces températures [36].

D'autre part, l'obligation de pomper optiquement le système au niveau du point d'inflexion de la dispersion du polariton de basse énergie, c'est à dire à un grand angle d'incidence, constitue une limite pour la réalisation d'un système OPO miniaturisé et intégré. On ne peut envisager, par exemple, un pompage optique de la microcavité par un VCSEL qui constituerait une première étape pour l'intégration du système. Une deuxième étape qui reposerait sur une injection électrique de la microcavité pour peupler l'état de pompe est également impossible dans ce contexte.

Enfin, le polariton complémentaire est diffusé à un très grand angle. Or, aux grands vecteurs d'onde, la dispersion de la branche basse de polariton tend vers celle de l'exciton. La fraction photonique du complémentaire est alors très faible et il est très peu couplé à l'extérieur de la microcavité. La collection des photons issus de ce mode est par conséquent très inefficace, ce qui constitue un sérieux problème pour l'utilisation des photons jumeaux émis par la microcavité pour une application en optique quantique. En effet, les applications en optique quantique qui reposent sur des corrélations quantiques en régime de comptage de photons requièrent une bonne efficacité de collection des photons jumeaux [63]. En régime de variables continues où l'on procède à des mesures du bruit quantique entre faisceaux corrélés, il est nécessaire d'avoir des faisceaux équilibrés en intensité [37] (cf. chapitre 5).

## 1.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques d'une microcavité planaire de semiconducteurs. Suivant l'axe de croissance de la structure, le confinement des excitations électroniques est réalisé dans un puits quantique et celui des photons dans une cavité de type Fabry-Pérot, constituée de miroirs de Bragg. Un régime de couplage fort entre un exciton du puits quantique et un photon de cavité peut être atteint si les amortissements du système sont plus petits que le couplage caractérisé par le dédoublement de Rabi. Dans ce cas, le couplage fort donne naissance à des états hybrides exciton-photon, les polaritons de microcavité. La dispersion de ces nouveaux états est fortement modifiée par rapport à celle des états non couplés. En particulier, la branche basse de polariton présente un point d'inflexion caractéristique du couplage fort dans ces systèmes. Grâce à la forme particulière de cette dispersion, sous excitation résonante à l'angle magique et au-dessus d'une puissance seuil d'excitation, un phénomène d'oscillation paramétrique peut s'établir dans les microcavités planaires. Toutefois, lorsque la

---

température ou la puissance d'excitation (i.e. la densité de porteurs) augmente dans ces systèmes, le régime de couplage fort laisse place à un régime de couplage faible. La dispersion est alors réduite aux dispersions de l'exciton et du photon, et les conditions de conservation d'énergie et d'accord de phase indispensables à l'oscillation paramétrique sont impossibles à satisfaire. Dans ce contexte, nous avons souligné d'une part que la température de fonctionnement doit rester intrinsèquement très basse et que d'autre part, la configuration d'excitation très particulière de la microcavité rend impossible la réalisation d'un système intégré. Enfin, le déséquilibre en intensité des photons émis, a priori jumeaux, dégraderait l'efficacité de leur collection. La réalisation d'une microsource de photons jumeaux à partir d'une microcavité simple en utilisant un processus paramétrique à l'angle magique est donc compromise.



# Chapitre 2

## Fils photoniques

Dans le chapitre précédent, nous avons exposé les caractéristiques de l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités planaires en régime de couplage fort [28, 29, 31, 32]. Dans cette configuration, le faisceau de pompe excite l'échantillon à un angle spécifique sur la branche de polariton de basse énergie. Le signal est détecté en  $0^\circ$  tandis que le complémentaire est émis à un grand angle, proche du réservoir excitonique. Ce processus non-linéaire qui repose sur la diffusion paramétrique de polaritons est dû aux interactions coulombiennes entre porteurs. Il présente plusieurs limitations pour l'utilisation des microcavités semiconductrices comme source intégrée efficace de photons jumeaux. Le régime de couplage fort lumière-matière est indispensable pour satisfaire les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie, ce qui impose une température de fonctionnement très basse. Le complémentaire n'est pas protégé des effets d'élargissement collisionnel [56–58, 78, 79] par rapport au signal. Ceci affecte l'efficacité de collection du complémentaire et résulte en un déséquilibre d'intensité entre les deux faisceaux.

Alors que de nombreux aspects de l'interaction entre polaritons dans les processus de diffusion paramétrique sont bien compris, la dynamique de spin des polaritons reste une phénoménologie complexe à expliquer. Plusieurs études se sont concentrées sur l'émission de l'état fondamental des polaritons en  $k = 0$  dans le régime non-linéaire [80, 81]. Dans le cas d'une excitation non-résonante du système, les porteurs photocréés relaxent d'abord rapidement vers le réservoir excitonique. Dans la région des vecteurs d'onde intermédiaires, les porteurs s'accumulent au niveau du goulet d'étranglement où la relaxation des polaritons par l'intermédiaire des phonons est ralentie. Du fait de l'allongement du temps de vie des porteurs dans cette zone, une levée de dégénérescence de la polarisation des états de polaritons, même très faible, peut influencer fortement la dynamique de spin et l'orientation du spin des états finaux de polaritons en  $k = 0$ . Par exemple, la levée de dégénérescence des polarisations TE-TM des polaritons, imposées par les conditions de continuité des composantes longitudinale et transverse du champ électromagnétique [82], peut conduire à une émission en bas de branche avec une

polarisation très différente de celle de l'excitation (par exemple, une excitation de polarisation rectiligne peut conduire à une émission de polarisation circulaire).

Une partie de cette complexité peut être contournée grâce à des expériences de pompe-sonde résonantes, similaires à celle de Savvidis *et al.* [28], où les états de bas de branche sont peuplés par l'intermédiaire d'un processus de conversion paramétrique de polaritons. Toutefois, la dynamique de spin des polaritons reste complexe, même dans cette configuration [83]. La polarisation circulaire est conservée dans ces mécanismes tandis qu'une rotation de  $45^\circ$  est observée pour une excitation de polarisation rectiligne. Plusieurs interprétations ont été proposées. La première considère un processus de retournement du spin ("spin flip"), stimulé par occupation des états de spin finaux, lors des collisions élastiques entre polaritons [83]. Un travail théorique et expérimental a ensuite conclu que les propriétés de spin dans ces expériences sont gouvernées par un effet Faraday entraînant une rotation de la polarisation [84]. Finalement, une théorie quantique du spin de polariton a été développée, où la structure fine du polariton et les processus de diffusion stimulée apparaissent comme les éléments importants de la dynamique de spin dans les microcavités [85, 86]. Malheureusement, la levée de dégénérescence de la polarisation des polaritons, qui reflète la structure fine des polaritons et dépend du vecteur d'onde, est très difficile à observer expérimentalement dans les microcavités planaires. Ceci complique par conséquent le contrôle du spin des polaritons dans ces systèmes.

D'autres systèmes intéressants de microcavités gravées en fils photoniques ont été étudiés ces dernières années. Des expériences réalisées par Dasbach *et al.* ont montré que des phénomènes d'oscillation paramétrique optique, similaires à ceux décrits dans les microcavités planaires, pouvaient être observés [87, 88]. Dans ces systèmes de dimension réduite (fils photoniques 1D ou plots 0D), un multiplet de modes de polaritons apparaît [89]. On peut alors exploiter ces multiples branches de polaritons pour différentes configurations de processus de diffusion paramétrique. Dans la continuité des résultats obtenus à l'angle magique dans les microcavités planaires, ces travaux dans les fils photoniques ont principalement porté sur la mise en évidence de processus paramétriques à l'angle magique. Les polaritons de pompe sont photocréés au voisinage du point d'inflexion d'une des branches polaritoniques mais les états finaux de diffusion pour les polaritons signal et complémentaire sont plus nombreux. Le processus paramétrique peut se faire sur une seule branche par analogie aux microcavités planaires et on parlera alors de *processus paramétrique intrabranche*. Les polaritons signal et complémentaire peuvent aussi être résonants avec des branches de polaritons différentes de celle du polariton de pompe (i.e. *processus paramétrique interbranches*).

Pendant la première partie de ce travail de thèse, nous avons d'une part approfondi les études sur l'oscillation paramétrique optique dans les fils photoniques afin de répondre à certains des problèmes posés par les microcavités planaires. Pour ce faire, nous nous sommes concentrés sur la mise en évidence d'un processus de diffusion paramétrique interbranches, où les modes pompe, signal et

---

complémentaire sont situés en  $k = 0$  et sont protégés du réservoir excitonique (i.e. énergies inférieures à celle de l'exciton). L'accent a également été porté sur l'amélioration du rapport d'intensités entre les faisceaux signal et complémentaire. Nous verrons cependant que quelques limitations subsistent dans ces systèmes. Le couplage fort exciton-photon est encore indispensable pour vérifier la conservation de l'énergie et la gravure des échantillons reste un procédé complexe qui peut introduire des défauts dans les échantillons.

D'autre part, ces systèmes quasi-unidimensionnels ont permis de mettre en évidence un régime d'oscillation paramétrique particulier permettant de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés. Contrairement aux microcavités planaires, la levée de dégénérescence de la polarisation des polaritons, qui résulte ici de contraintes uniaxiales au sein de la cavité résonante, est suffisamment importante pour être directement mesurée. On s'affranchit également de la dépendance complexe de la structure fine des polaritons avec le vecteur d'onde (en  $k = 0$ ). L'ensemble de ces propriétés nous ont ainsi permis de démontrer une inversion de polarisation via un processus de diffusion paramétrique interbranches [90].

Ce chapitre présente les expériences de spectroscopie résolue en angle que nous avons menées afin de mettre en évidence des phénomènes d'oscillation paramétrique optique dans une microcavité gravée en fils photoniques. Après avoir donné dans le paragraphe 2.1 les caractéristiques de notre échantillon, nous présentons le dispositif expérimental utilisé. Dans le paragraphe 2.2, nous montrons l'existence d'un régime d'oscillation paramétrique interbranches et, plus spécifiquement, l'existence de processus de diffusion paramétrique sélectifs en polarisation, permettant de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés. Nous concluons dans le paragraphe 2.3 en exposant les avantages des structures en fils photoniques pour la génération de photons jumeaux ainsi que les limitations qui subsistent pour leur utilisation en tant que source intégrée. Le paragraphe 2.4 présente quelques perspectives concernant la démonstration des corrélations quantiques entre les photons signal et complémentaire.

## 2.1 Échantillon et dispositif expérimental

*Dans ce paragraphe, nous commençons par décrire les caractéristiques de la microcavité de semiconducteurs gravée en fils photoniques que nous avons étudiée (Partie 2.1.1). Après avoir présenté le dispositif expérimental que nous avons mis en place pour réaliser les expériences de spectroscopie résolue en angle (Partie 2.1.2), nous montrons des mesures de dispersion en énergie des modes de polaritons en régime de couplage fort dans les fils photoniques (Partie 2.1.3).*

### 2.1.1 Description de la microcavité gravée

#### Structure

L'échantillon gravé que nous avons étudié a été fabriqué par épitaxie par jets moléculaires au "Technische Physik Institut" à Würzburg en Allemagne dans l'équipe d'A. Forchel. La microcavité planaire initiale est constituée d'une cavité résonante en GaAs d'épaisseur  $\lambda$  comprise entre deux miroirs de Bragg AlAs/GaAs. Ces miroirs de Bragg sont formés de 23 paires de couches pour le miroir en contact avec le substrat (GaAs) et de 21 paires de couches pour le miroir en contact avec l'air. La réflectivité au niveau de la bande d'arrêt est alors supérieure à 0.999. Le mode de cavité de largeur  $\gamma_{ph} \sim 0.2$  meV est à l'énergie  $E_C \sim 1.4$  eV. Le temps de vie des photons dans la cavité est alors de l'ordre de  $\tau \sim 3$  ps et la cavité est de grande finesse  $F \sim 8000$ . Un unique puits quantique en  $\text{In}_{0.14}\text{Ga}_{0.86}\text{As}$  de 7 nm d'épaisseur est inséré au milieu de la cavité. La largeur à mi-hauteur du mode excitonique est assez large, elle est de l'ordre de  $\gamma_{exc} \sim 1$  meV.

A partir de cette microcavité planaire, une structure en fils photoniques a été obtenue par gravure ionique réactive. Celle-ci consiste à transférer dans une couche ou une multi-couches un motif défini par un masque réalisé à la surface de l'échantillon par lithographie électronique. Le miroir de Bragg en contact avec l'air ainsi que la cavité résonante ont été gravés tandis que le miroir de Bragg en contact avec le substrat est resté quasiment intact. On obtient des groupes de 10 fils photoniques longs de 200  $\mu\text{m}$ , espacés de 4  $\mu\text{m}$  (bord à bord) et regroupés par largeur de 3, 4 et 5  $\mu\text{m}$ . Les groupes de fils de même largeur sont distants de 150  $\mu\text{m}$  (cf. figure 2.1(a)). Un exemple de fil photonique de 3  $\mu\text{m}$  de largeur est montré sur l'image 2.1(b) prise par microscopie électronique à balayage ("Scanning Electron Microscopy", SEM, en anglais) [91].

Il est important de remarquer que 2 à 3 fils de même largeur sont excités en même temps pour un spot laser de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre à la surface de la microcavité gravée en fils photoniques. Dans l'ensemble de ce chapitre, les expériences ont donc portées sur des groupements de fils photoniques de même largeur.

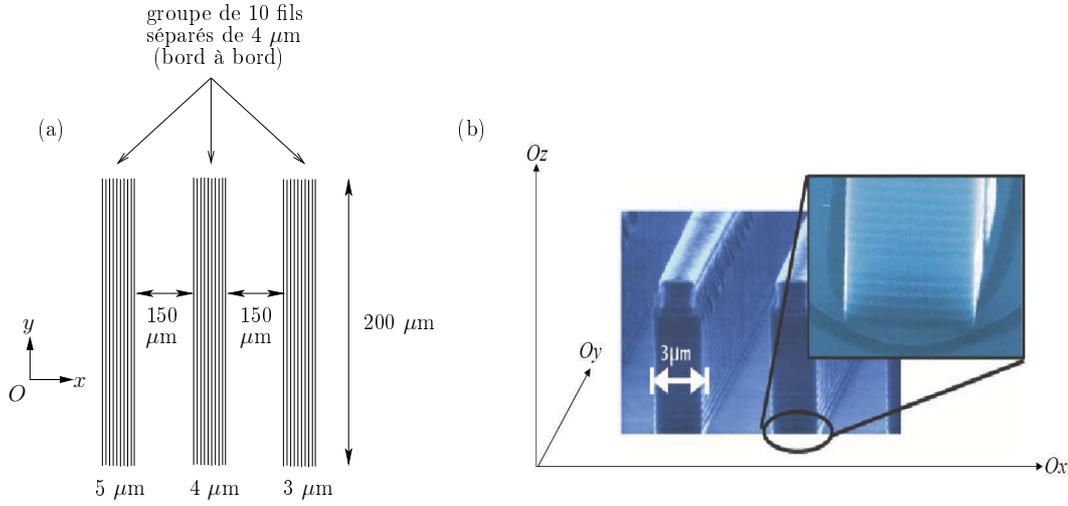


FIG. 2.1 – (a) Schéma de la microcavité planaire gravée en fils photoniques. (b) Image issue de la référence [87]. Photographie obtenue par microscopie électronique à balayage de la microcavité gravée en fils photoniques. L'image d'un des fils de largeur  $L_x = 3 \mu\text{m}$  a été agrandie pour visualiser les multiples couches des miroirs de Bragg ainsi que la cavité résonante. L'axe de croissance  $Oz$  est représenté.

### Modes photonique et excitonique

Dans le chapitre 1, nous avons vu que le confinement des photons dans une microcavité planaire se fait selon l'axe de croissance de la cavité  $Oz$  par l'intermédiaire des miroirs de Bragg et que l'énergie d'un mode de cavité s'écrit (cf. éq. (1.5)) :

$$E_C(k_{||}) = \sqrt{(E_C^0)^2 + \left(\frac{\hbar c}{n_c}\right)^2 k_{||}^2} \quad (2.1)$$

avec  $E_C^0$  l'énergie du mode de cavité fondamentale définie par l'épaisseur de la cavité  $L_c$ .

Désormais, la gravure en fils photoniques de la microcavité introduit une direction supplémentaire de confinement du champ électromagnétique dans le plan de la cavité du fait de la discontinuité de la valeur de l'indice de réfraction. Celui-ci passe brutalement de  $n_c \simeq 3$  dans la cavité résonante à 1 dans l'air suivant l'axe  $Ox$ , ce qui résulte en un confinement du champ électromagnétique dans le plan de la cavité normal à l'axe des fils (selon  $Ox$ ). En revanche, la lumière se propage toujours librement selon  $Oy$ . En raison de ce confinement selon l'axe  $Ox$ , de façon analogue au confinement des porteurs dans un puits quantique, le mode de cavité se divise en plusieurs sous-branches. Chacune de ces sous-branches correspond à un mode optique discret orthogonal à l'axe du fil et est indicé par un nombre

entier  $j_x$ .

L'énergie des modes photoniques dans cette cavité quasi-unidimensionnelle s'écrit [92] :

$$E_C(j_x, k_y) = \sqrt{(E_C^0)^2 + \left(\frac{\hbar c}{n_c}\right)^2 \left[ \left(\frac{\pi(j_x + 1)}{L_x}\right)^2 + k_y^2 \right]} \quad (2.2)$$

où  $L_x$  est la largeur du fil considéré.

Dans cette nouvelle configuration, les modes photoniques ne présentent aucune dispersion le long de l'axe  $Ox$  : l'énergie selon cet axe est constante pour chaque mode  $j_x$  du multiplet de photons. Inversement, comme dans les microcavités planaires, chacune des branches photoniques  $j_x$  présente une dispersion quasi parabolique selon  $Oy$ , axe des fils. Elle est représentée sur la figure 2.2 pour une largeur de  $5 \mu\text{m}$ . Dans cet exemple, les modes photoniques sont espacés selon les énergies croissantes, en  $k_y = 0$ , de 1.2 meV, 1.9 meV et 2.8 meV.

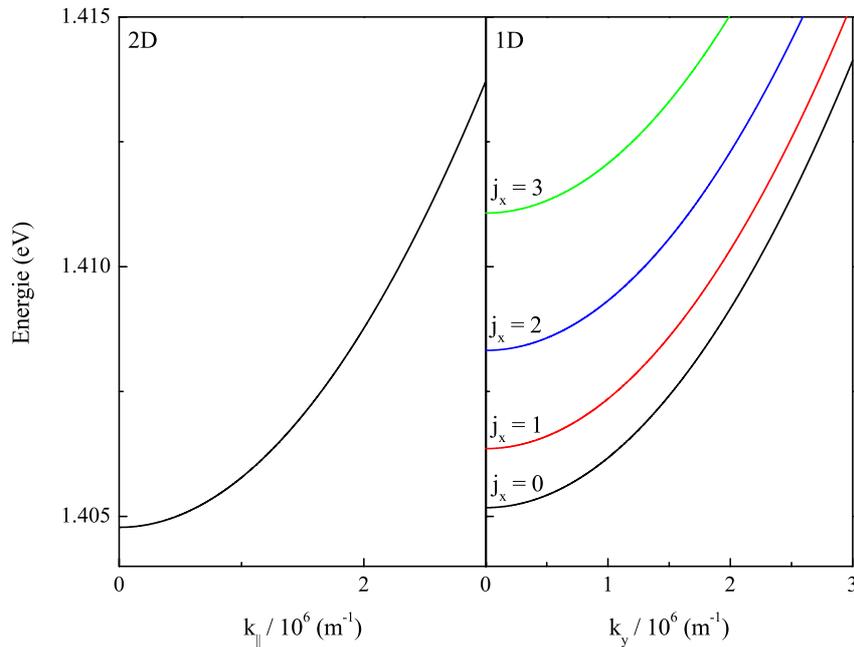


FIG. 2.2 – A gauche, dispersion selon  $k_{\parallel}$  du mode photonique dans une cavité planaire (2D). A droite, dispersion selon  $k_y$  du multiplet de modes photoniques dans la cavité gravée en fils photoniques (1D), calculée pour un fil de  $5 \mu\text{m}$  de largeur. Les modes du multiplet sont indiqués par  $j_x \in \mathbb{N}$ .

Contrairement au photon, l'exciton du puits quantique ne ressent pas les effets

du confinement induit par la gravure. La largeur des fils photoniques étant beaucoup plus grande que le rayon de Bohr de l'exciton ( $a_{Bohr}^* \sim 110 \text{ \AA}$ ), ce dernier est confiné uniquement selon l'axe de croissance  $Oz$ , situation identique aux puits quantiques insérés dans des cavités planaires.

### Couplage fort exciton-photon

En régime de couplage fort, l'exciton 1s du puits quantique n'est donc plus couplé à un unique mode de cavité mais à un multiplet de modes photoniques. Chacun de ces modes photoniques se couple fortement au mode excitonique de même symétrie [89] lorsque l'amortissement dans le système est inférieur à la constante de couplage exciton-photon (cf. chapitre 1).

Dans le modèle des oscillateurs couplés, la matrice de dimension  $(2 \times 2)$  vue dans le cas d'une microcavité planaire est ici étendue à un ensemble de  $N$  matrices  $(2 \times 2)$ ,  $N$  étant le nombre de modes photoniques couplés au mode excitonique [89].

Le nombre de modes photoniques impliqués dans le couplage avec le mode excitonique dépend de l'écart entre les modes du multiplet et de la largeur de la bande d'arrêt de la réflectivité des miroirs de Bragg. D'après l'équation (2.2), deux modes de cavité consécutifs sont d'autant plus proches que le fil considéré est épais. Or, nous rappelons que la largeur de la bande d'arrêt, qui dépend de la structure des miroirs de Bragg, est fixée. Ainsi, le nombre de résonances dans la bande d'arrêt est limité. Par exemple, pour des fils de  $5 \mu\text{m}$  de largeur, nous observons dans l'expérience quatre modes de cavité. Dans ce cas, les matrices à considérer s'écrivent :

$$\begin{aligned} H_0 &= \begin{pmatrix} E_X & \frac{\hbar\Omega_R}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} & E_C(0, k_y) \end{pmatrix}, & H_1 &= \begin{pmatrix} E_X & \frac{\hbar\Omega_R}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} & E_C(1, k_y) \end{pmatrix}, \\ H_2 &= \begin{pmatrix} E_X & \frac{\hbar\Omega_R}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} & E_C(2, k_y) \end{pmatrix} \text{ et } & H_3 &= \begin{pmatrix} E_X & \frac{\hbar\Omega_R}{2} \\ \frac{\hbar\Omega_R}{2} & E_C(3, k_y) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

où  $E_X$  est l'énergie du mode excitonique de dispersion plate aux faibles vecteurs d'onde  $k_y$ ,  $E_C(j_x, k_y)$  l'énergie du mode de cavité  $j_x$  et  $\hbar\Omega_R/2$  le terme de couplage exciton-photon. Pour de faibles indices  $j_x$ , la constante de couplage est indépendante du mode photonique considéré [89].

Il apparaît donc en régime de couplage fort un multiplet de modes de polaritons de haute énergie et de basse énergie dont les énergies et les vecteurs propres sont déterminés à partir de la diagonalisation des matrices  $H_0$ ,  $H_1$ ,  $H_2$  et  $H_3$ .

La figure 2.3 représente la dispersion des polaritons dans les fils photoniques, calculée dans le modèle des oscillateurs couplés, pour une constante de couplage de Rabi  $\hbar\Omega_R = 4$  meV et pour plusieurs désaccords exciton-photon  $\delta = E_C^0 - E_X$ . Nous reconnaissons sur chacune des branches basses de polaritons le point d'inflexion caractéristique du couplage fort qui leur confère une forme en "S". Remarquons également que l'écart en énergie entre les modes dépend du désaccord  $\delta$  : en changeant le désaccord exciton-photon, il est possible d'obtenir une situation où trois modes de polariton sont également espacés en énergie en  $k_y = 0$ .

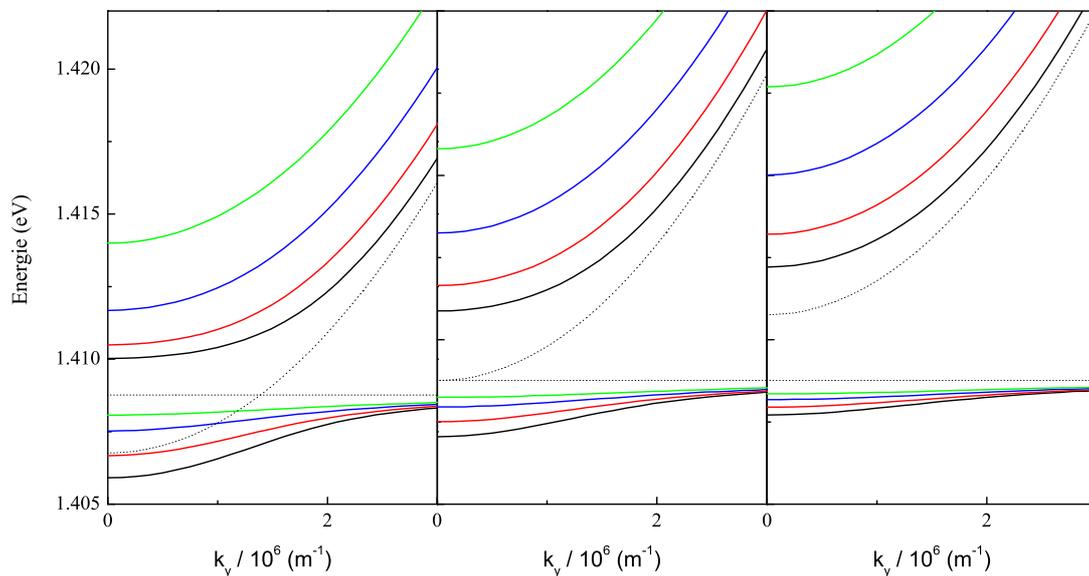


FIG. 2.3 – Dispersion des modes de polaritons calculée pour un fil photonique de largeur  $L_x = 5 \mu\text{m}$  et pour différents désaccords exciton-photon  $\delta = E_C^0 - E_X$  (de gauche à droite,  $-2$  meV,  $0$  meV et  $+2$  meV). Le mode de cavité fondamentale d'énergie  $E_C^0$  et le mode excitonique d'énergie  $E_X$  sont représentés en pointillés sur chacune des dispersions.

Expérimentalement, nous accédons à la dispersion des polaritons en variant l'angle d'excitation ou de détection  $\theta_y = (\widehat{Oz}, \widehat{Ou})$  (cf. figure 2.4) qui est directement relié à la composante  $k_y$  du vecteur d'onde selon l'axe des fils. De plus, nous profitons du léger gradient d'épaisseur de la cavité résonante, introduit volontairement lors de la croissance de la microcavité plane initiale, pour ajuster finement l'énergie du mode de cavité (i.e. le désaccord exciton-photon) en déplaçant le spot laser le long des fils photoniques.

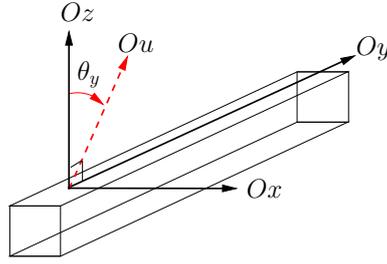


FIG. 2.4 – Schéma d'un fil photonique sur lequel est représenté l'angle d'excitation ou de détection  $\theta_y = (\widehat{Oz, Ou})$ .

### Remarque sur la parité des modes

Le nombre  $j_x$  qui indice les modes polaritoniques correspond aussi au nombre de nœuds que présente le profil du champ électromagnétique le long d'un fil photonique. Un indice  $j_x$  pair (impair) correspond à un profil symétrique (antisymétrique) du champ électromagnétique [87, 88]. Cette indication sur la parité des modes polaritoniques est cruciale dans les fils photoniques dès lors que nous étudions des processus de diffusion paramétrique interbranches de deux polaritons de pompe vers un polariton signal et un polariton complémentaire. En effet, comme l'ont montré Dasbach *et al.*, la parité doit être conservée dans ces mécanismes [87, 88]. Puisque l'état résultant du produit de deux états de polariton de pompe est toujours symétrique et indépendant de la parité du mode de polariton de pompe initial, les modes signal et complémentaire résultant d'un processus de diffusion paramétrique dans les fils doivent être tous deux des états symétriques (i.e.  $j_x$  pair) ou antisymétriques (i.e.  $j_x$  impair).

### 2.1.2 Dispositif expérimental pour les expériences de spectroscopie résolue en angle

Sur la figure 2.5 est présenté le dispositif expérimental de spectroscopie résolue en angle que nous avons utilisé lors des expériences sur les fils photoniques.

La source optique utilisée est un laser accordable Titane:Saphir (Ti:Sa), pompé par un laser Nd:Vanadate doublé de longueur d'onde 532 nm (Verdi 8 W de Coherent). Le laser Ti:Sa peut fonctionner selon trois régimes : picoseconde, femtoseconde ou continu. Toutes nos expériences ont été réalisées sous excitation optique continue. La longueur d'onde de l'émission laser est sélectionnée par rotation d'un filtre de Lyot à l'intérieur de la courbe de gain du laser Titane:Saphir (de 700 à 980 nm environ). Ainsi, l'échantillon étudié peut être excité sélectivement en énergie par une raie laser de largeur environ égale à 0.1 meV. La lame biréfringente ainsi que le cristal Titane:Saphir sont montés à l'angle de Brewster pour minimiser les pertes dans la cavité laser et imposer une polarisation horizontale

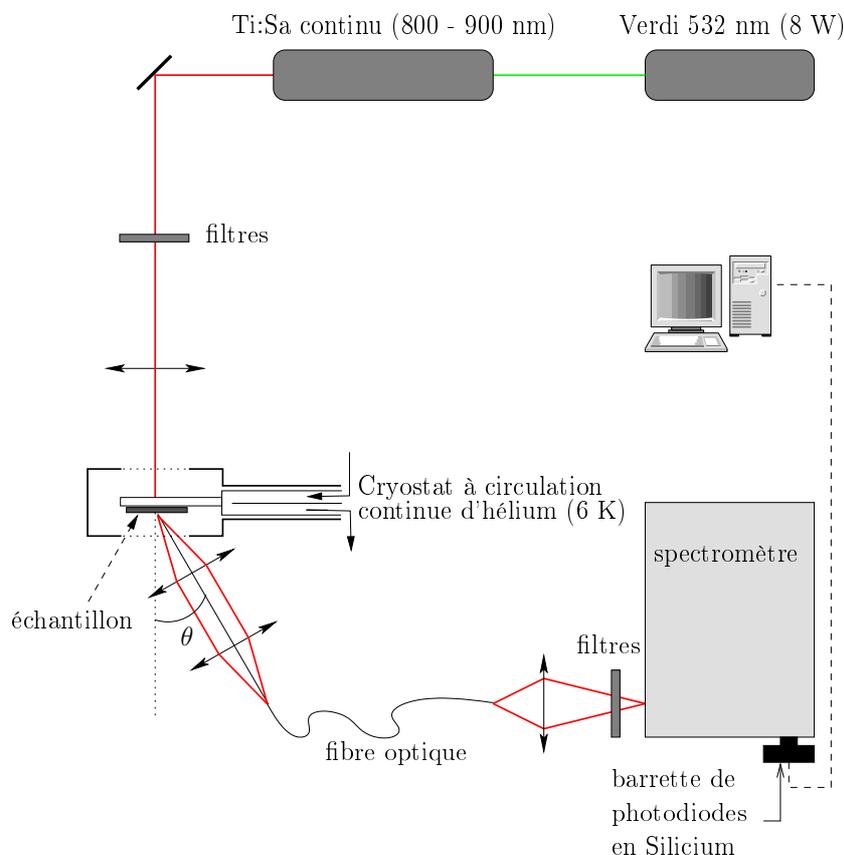


FIG. 2.5 – Schéma du montage expérimental pour les mesures de spectroscopie résolue en angle en transmission.

du faisceau en sortie de la cavité. Le faisceau a une puissance moyenne de sortie d'environ 1.5 W et est ensuite atténué par des densités optiques neutres avant d'exciter l'échantillon.

La majorité des expériences de ce travail de thèse a été effectuée à basse température (6 K). L'échantillon est collé sur un porte-échantillon en cuivre (doigt froid) et est placé dans un cryostat optique à circulation continue d'hélium. Le refroidissement se fait par contact thermique. Un système de régulation, composé d'une résistance chauffante (source chaude) et d'un contrôleur de flux qui règle l'ouverture d'un pointeau (source froide), permet de stabiliser sa température pendant plusieurs heures. Les fenêtres du cryostat, distantes de 2 cm, sont de part et d'autre de l'échantillon, parallèles à celui-ci. On peut ainsi travailler en réflexion ou en transmission, avec une ouverture angulaire de l'ordre de  $\pm 45^\circ$ . Pour permettre des mesures en transmission, le porte-échantillon est percé d'une fente. De plus, le cryostat est monté sur une platine de translation micrométrique permettant un déplacement horizontal et vertical de l'échantillon afin de faire

varier le désaccord exciton-photon (déplacement du faisceau laser sur la surface de l'échantillon).

Un goniomètre a été développé au laboratoire pour les expériences de spectroscopie résolue en angle : il est composé d'un bras mobile (bras de détection) dont l'axe de rotation passe par la surface de l'échantillon. Une lentille  $f' = +5$  cm focalise le faisceau laser sur l'échantillon, sous un angle d'incidence nul. Un système de collection de l'émission de la microcavité, composé d'un système afocal de deux lentilles  $f' = +5$  cm, est monté sur le bras de détection du goniomètre. Celui-ci permet d'imager la lumière émise par l'échantillon à un angle  $\theta$  à l'entrée d'une fibre optique. Nous pouvons analyser l'émission de l'échantillon sur une plage angulaire d'environ  $\pm 40^\circ$  et la résolution angulaire atteinte par ce montage est de  $1^\circ$ .

La lumière en sortie de la fibre optique est focalisée par une lentille  $f' = +5$  cm sur la fente d'entrée d'un spectromètre d'un mètre de focale qui disperse la lumière par diffraction sur un réseau de  $1200$  traits. $\text{mm}^{-1}$ . Après la fente de sortie du spectromètre se trouve une barrette de photodiodes en silicium qui délivre un signal traité par un programme d'acquisition sur ordinateur. La résolution de travail est limitée par le spectromètre et est égale à  $150$   $\mu\text{eV}$  pour une ouverture de fente de  $100$   $\mu\text{m}$ .

La spectroscopie résolue en angle consiste alors à enregistrer à une longueur d'onde d'excitation fixée l'intensité de photoluminescence émise pour différents angles de détection  $\theta_y$ .

Enfin, en excitation continue, la densité moyenne de porteurs injectés dans une microcavité planaire peut être estimée par :

$$n = \frac{\alpha \eta P_{exc} \tau}{\hbar \omega_L S_w} \quad (2.4)$$

où  $\alpha$  est le coefficient d'absorption de l'échantillon dans le cas d'une excitation résonante,  $P_{exc}$  la puissance incidente mesurée juste avant la lentille d'excitation,  $\eta$  l'efficacité due aux pertes dues aux optiques avant l'échantillon (1 lentille + 1 fenêtre de cryostat) qui sont de 4% par interface,  $\tau$  le temps de vie des photons dans la cavité,  $\hbar \omega_L$  l'énergie de la raie laser et  $S_w = \pi w^2$  la surface du spot laser sur l'échantillon avec  $w$  le waist du faisceau laser gaussien au niveau de l'échantillon. Dans le cas des fils photoniques, la densité moyenne de porteurs  $n$  doit être divisée par un facteur géométrique correspondant à l'éclairement effectif des fils par le spot laser.

En sortie du Titane:Saphir, le faisceau laser gaussien a une divergence totale de  $1.5$  mrad. Avec une lentille d'excitation placée à environ  $2$  m, on estime, par les formules de conjugaison pour les faisceaux gaussiens, à  $2w \sim 40$   $\mu\text{m}$  la

taille du spot sur l'échantillon. L'absorption de l'échantillon est évaluée par le calcul basé sur la méthode des matrices de transfert. Pour la structure planaire décrite dans la partie 2.2.1,  $\alpha \sim 0.01$  et  $\tau \sim 3$  ps. Nos conditions expérimentales ( $P_{exc} \sim 50$  mW,  $\hbar\omega_L \sim 1.5$  eV) correspondent à une densité d'excitation de l'ordre de  $10^8$  porteurs/cm<sup>2</sup>.

### 2.1.3 Caractérisation des fils photoniques

La caractérisation des échantillons permet de connaître précisément les énergies des polaritons et le dédoublement de Rabi.

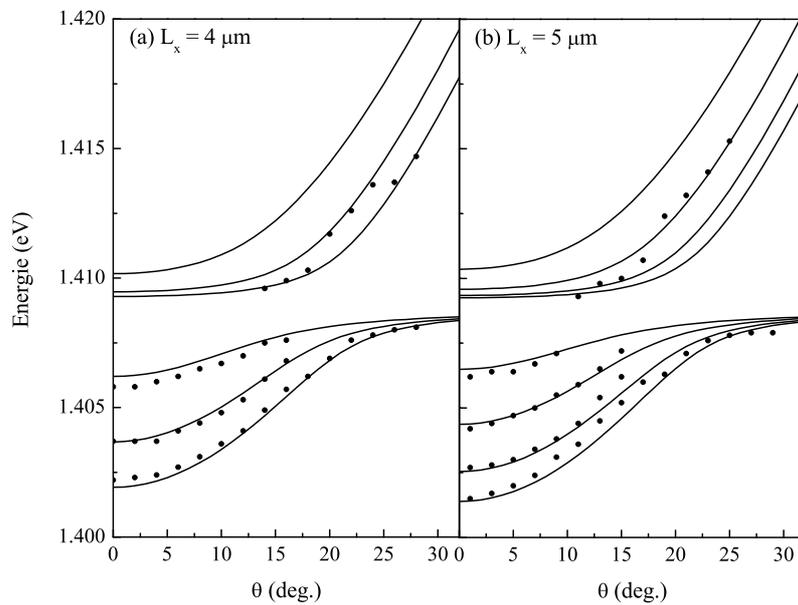


FIG. 2.6 – Mesure (symboles) de la photoluminescence résolue en angle des fils photoniques de  $4 \mu\text{m}$  ((a)) et  $5 \mu\text{m}$  ((b)) de largeur. Les dispersions en énergie des polaritons (traits pleins) sont calculées pour un désaccord exciton-photon  $\delta = -7$  meV et un dédoublement de Rabi  $\hbar\Omega_R = 3.8$  meV.

Sous excitation continue non résonante ( $\hbar\omega_L = 1.65$  eV), à faible puissance d'excitation ( $P_{exc} = 2$  mW) et à basse température (6 K), nous mesurons en transmission l'intensité émise par un ensemble de fils photoniques de même largeur en fonction de l'angle de détection  $\theta_y$ . En repérant l'énergie des maxima d'intensité en fonction de  $\theta_y$ , on reconstruit la dispersion des modes de polaritons en incidence normale qui est représentée sur la figure 2.6 pour deux largeurs de fils différentes ( $4 \mu\text{m}$  et  $5 \mu\text{m}$ ).

On distingue nettement le multiplet de polaritons de basse énergie tandis que l'émission des polaritons de haute énergie est peu intense. Les dispersions mesurées sont bien reproduites par les dispersions calculées dans le modèle des oscillateurs couplés (traits continus). Dans le calcul, l'énergie de l'exciton, la constante de couplage exciton-photon et le désaccord exciton-photon sont ajustés pour reproduire la courbe expérimentale. Pour les deux largeurs de fils,  $E_X = 1.4088$  eV,  $\hbar\Omega_R = 3.8$  meV et  $\delta \simeq -7$  meV. En effet, les fils photoniques ont été gravés à partir de la même microcavité.

Pour deux largeurs de fils différentes, le nombre de modes polaritoniques varie. On vérifie que les modes de polaritons sont plus nombreux lorsque la largeur des fils augmente.

## 2.2 Inversion de polarisation via un processus paramétrique interbranches

*Dans ce paragraphe, nous présentons les résultats expérimentaux de l'étude d'un processus paramétrique interbranches conduisant à l'inversion des polarisations linéaires du signal et du complémentaire par rapport à celle de la pompe. Nous analysons la polarisation de l'émission des fils photoniques avant de déterminer l'origine de la levée de dégénérescence des polarisations linéaires des modes polaritoniques (Partie 2.2.1). Nous présentons ensuite les différentes signatures expérimentales d'un régime d'oscillation paramétrique optique interbranches (Partie 2.2.2). Enfin, nous montrons par le calcul comment cette levée de dégénérescence est responsable de l'inversion de polarisation obtenue (Partie 2.2.3).*

La totalité des résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus sur les fils photoniques de  $5 \mu\text{m}$  de largeur.

### 2.2.1 Analyse en polarisation de l'émission

Dans les microcavités quasi-unidimensionnelles, du fait des conditions aux limites imposées par la géométrie des fils sur le champ électromagnétique, les modes propres de polaritons ont une polarisation rectiligne parallèle aux fils (selon  $Oy$ ) ou perpendiculaire aux fils (selon  $Ox$ ) [92]. Dans la suite, chaque mode  $j_x$  sera indicé  $j_{x_{\perp,\parallel}}$  selon sa polarisation.

Expérimentalement, nous analysons la polarisation de l'émission selon  $Ox$  et selon  $Oy$  avec un polariseur placé sur le bras de détection du goniomètre. La figure 2.7 représente deux spectres de photoluminescence résolue en polarisation enregistrés en  $\theta = 0^\circ$ , pour une excitation non résonante du système et une polarisation de l'excitation parallèle aux fils.

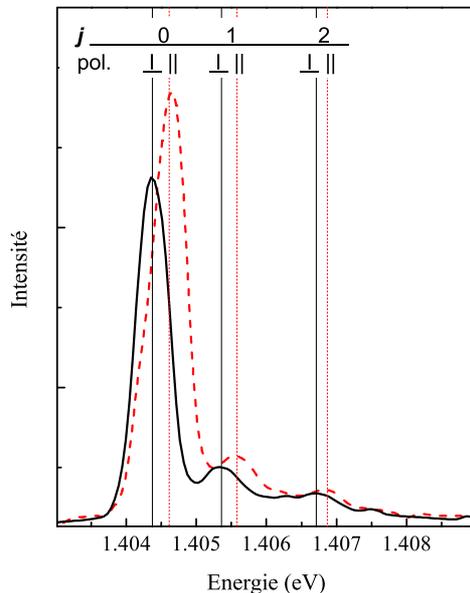


FIG. 2.7 – Spectres de photoluminescence résolue en polarisation en  $k_y = 0$  ( $\theta_y = 0^\circ$ ). La courbe en trait plein (pointillés) correspond à l'émission polarisée perpendiculairement (parallèlement) aux fils. Les modes de polariton de basse énergie  $j_x = 0, 1$  et  $2$  se distinguent. Les lignes verticales indiquent les énergies des maxima d'intensité pour chaque polarisation.

On observe nettement le multiplet des modes de polaritons de basse énergie pour chaque polarisation. Pour le désaccord exciton-photon considéré, on distingue une levée de dégénérescence des polarisations perpendiculaire et parallèle des modes polaritoniques  $j_x = 0, 1$  et  $2$ , définie comme :

$$\Delta_{\perp,\parallel} = E(j_{x\parallel}, 0) - E(j_{x\perp}, 0) \quad (2.5)$$

où  $E(j_{x\perp,\parallel}, 0)$  est l'énergie du mode de polariton  $j_{x\perp,\parallel}$  en  $k_y = 0$ . Pour les modes  $j_x = 0, 1$  et  $2$ ,  $\Delta_{\perp,\parallel}$  vaut respectivement  $250 \mu\text{eV}$ ,  $200 \mu\text{eV}$  et  $160 \mu\text{eV}$ .

Par la suite, nous souhaitons identifier l'origine de la levée de dégénérescence des polarisations parallèle et perpendiculaire aux fils des modes polaritoniques. Ceci nous permettra d'analyser des effets plus fondamentaux liés aux spins des polaritons dans les processus paramétriques interbranches.

Compte-tenu de la nature mixte lumière-matière des polaritons, la levée de dégénérescence de la polarisation des modes polaritoniques peut provenir des composantes photonique et excitonique des polaritons.

**Evaluation des levées de dégénérescence de la polarisation des composantes photonique et excitonique des polaritons :** Sur la figure 2.8 sont représentées les dispersions calculées dans le modèle des oscillateurs couplés des modes polaritoniques de polarisations perpendiculaire (traits continus) et parallèle (pointillés). Pour ce calcul, les paramètres ajustables du problème sont les énergies des excitons  $E_{X,\perp}$ ,  $E_{X,\parallel}$ , et les énergies des modes de cavité fondamentaux  $E_{C,\perp}^0$ ,  $E_{C,\parallel}^0$ . Les paramètres fixes sont les levées de dégénérescence de la polarisation  $\Delta_{\perp,\parallel}$  mesurées précédemment.

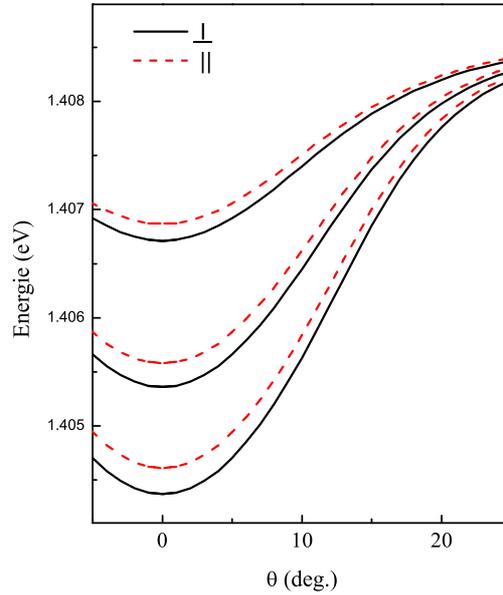


FIG. 2.8 – Dispersion des modes de polaritons de basse énergie  $j_x = 0, 1$  et  $2$ , calculée dans le modèle des oscillateurs couplés. Les courbes en trait continu (pointillés) correspondent à l'émission polarisée perpendiculairement (parallèlement) à l'axe des fils. Paramètres :  $E_{X,\perp} = E_{X,\parallel} = 1.4088$  eV,  $E_{C,\perp}^0 = 1.4048$  eV et  $E_{C,\parallel}^0 = 1.4051$  eV.

La dispersion des trois premiers modes du multiplet de polaritons de polarisation perpendiculaire est calculée à partir de la mesure expérimentale : l'ajustement des paramètres  $E_{X,\perp}$  et  $E_{C,\perp}^0$  donne  $E_{X,\perp} = 1.4088$  eV et  $E_{C,\perp}^0 = 1.4048$  eV. La dispersion des trois premiers modes du multiplet de polaritons de polarisation parallèle se déduisent des valeurs de ces deux paramètres et des  $\Delta_{\perp,\parallel}$ . Il vient  $E_{X,\parallel} = 1.40882$  eV et  $E_{C,\parallel}^0 = 1.40508$  eV.

Ainsi, on déduit que les levées de dégénérescence des polarisations parallèle et perpendiculaire aux fils des composantes excitonique et photonique sont :

$$\Delta_X = E_{X,\parallel} - E_{X,\perp} \simeq 20\mu\text{eV} , \quad \Delta_C = E_{C,\parallel}^0 - E_{C,\perp}^0 \simeq 280\mu\text{eV} \quad (2.6)$$

Comme  $\Delta_X$  est de l'ordre de la précision expérimentale, nous le négligeons dans la suite de notre analyse. En revanche, nous calculons  $\Delta_C$  pour plusieurs valeurs de désaccords exciton-photon  $\delta_{\perp} = E_{C,\perp}^0 - E_{X,\perp}$ , ce qui revient à varier  $E_{C,\perp}^0$  et déterminer  $E_{C,\parallel}^0$ . Le résultat du calcul est représenté sur la figure 2.9. On déduit une valeur moyenne de la levée de dégénérescence des polarisations parallèle et perpendiculaire de la composante photonique  $\Delta_C \simeq 280 \pm 50 \mu\text{eV}$ .

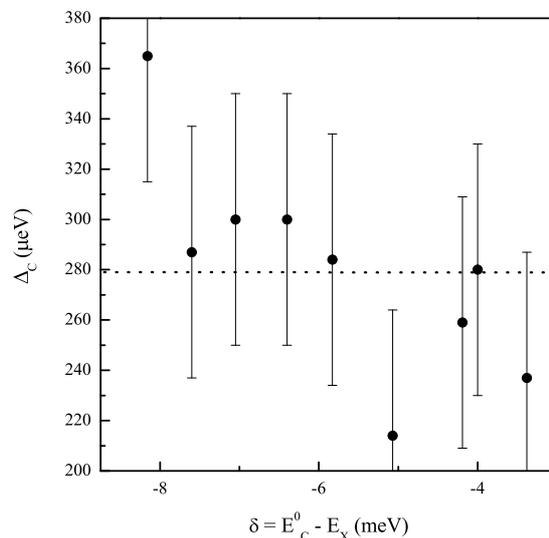


FIG. 2.9 – Levée de dégénérescence des polarisations parallèle et perpendiculaire de la composante photonique des polaritons,  $\Delta_C$ , calculée en fonction du désaccord exciton-photon  $\delta_{\perp} = E_{C,\perp}^0 - E_{X,\perp}$ . La ligne en pointillés correspond à la valeur moyenne de  $\Delta_C$ .

**Origines physiques connues de  $\Delta_X$  et  $\Delta_C$  :** Nous nous référons dans un premier temps au travail de Dasbach *et al* [91] pour le cas de la composante excitonique. Les auteurs ont mis en évidence, par une expérience d'excitation-sondage dans une structure de fils photoniques identique à celle que nous étudions, une levée de dégénérescence de la polarisation de la composante excitonique des polaritons de  $100 \mu\text{eV}$ . Cette levée de dégénérescence est supérieure à celle que nous mesurons mais elle concerne des fils de  $3 \mu\text{m}$  de largeur. Lors de la croissance des microcavités semiconductrices, le désaccord entre les paramètres de maille des différents semiconducteurs introduit des contraintes au sein du puits quantique

InGaAs. Or, dans les fils photoniques, la gravure conduit à un relâchement de ces contraintes uniaxiales dans le plan du puits quantique, principalement dans la direction perpendiculaire aux fils. On conçoit aisément que cet effet est plus important pour un fil étroit. La symétrie du puits quantique est alors réduite, ce qui entraîne une levée de dégénérescence du doublet de l'exciton  $|J_{exc} = 1, M_{exc} = \pm 1\rangle$  par interaction d'échange [93]. Néanmoins, dans notre étude, comme nous l'avons déjà vu, cet effet reste très fin et c'est pourquoi nous le négligeons.

Nous nous concentrons donc maintenant sur le cas de la composante photonique. Quant à la levée de dégénérescence de la polarisation de la composante photonique des polaritons, plusieurs explications en sont possibles.

Tout d'abord, dans les microcavités de semiconducteurs, les conditions de continuité des composantes longitudinale et transverse du champ électromagnétique, appliquées aux interfaces des miroirs de Bragg, conduisent à une levée de dégénérescence des polarisations TE-TM du mode de cavité [82]. Cependant, comme ce dédoublement disparaît pour des vecteurs d'onde nuls [82], nous excluons cette explication.

Par ailleurs, dans les microcavités gravées en fils photoniques, les conditions aux limites imposées par les interfaces semiconducteur/air sur le champ électromagnétique à l'intérieur de la structure produisent également une levée de dégénérescence des polarisations TE-TM du champ électromagnétique [92]. Toutefois, il apparaît que cet effet est négligeable pour des modes indicés par de petits  $j_x$  et pour des fils d'une largeur de  $5 \mu\text{m}$  ( $\Delta_{TE-TM} \lesssim 20 \mu\text{eV}$ ) [92] : il ne peut pas être ici à l'origine de  $\Delta_C$ .

**Origine physique de  $\Delta_C$  dans notre expérience :** Nous devons considérer une autre explication pour  $\Delta_C$ . Une indication essentielle est qu'aucune levée de dégénérescence des polarisations parallèle et perpendiculaire aux fils n'est observée lorsque l'échantillon est refroidi dans un cryostat à immersion, c'est à dire en l'absence de contraintes mécaniques. En effet, dans le cas d'un cryostat à circulation continue d'hélium, l'échantillon est initialement collé à température ambiante sur le porte-échantillon. Au cours du refroidissement du porte-échantillon et de l'échantillon, des contraintes induites par la différence de dilatation thermique des matériaux (cuivre et GaAs) apparaissent. Ainsi, nous supposons que les contraintes thermiques agissant sur le porte-échantillon et l'échantillon, lors de la mise à froid, sont à l'origine de  $\Delta_C$  (contraintes induites au sein des couches de GaAs de la cavité résonante de l'échantillon).

En raison de la symétrie axiale des fils, la contrainte est anisotrope (elle l'est d'autant plus que la structure semiconductrice est collée sur un porte-échantillon percé d'une fente de 1.5 mm de largeur et 5 mm de longueur, dont l'axe est confondu avec celui des fils). La levée de dégénérescence observée est donc due à une anisotropie (induite par la contrainte) du paramètre de maille  $a_{\parallel/\perp}$ , elle-

même directement reliée à une anisotropie de l'indice de réfraction  $n_{\parallel/\perp}$ . Dans le GaAs, la relation entre ces paramètres est [94] :

$$\ln\left(\frac{n_{\parallel}}{n_{\perp}}\right) = 0.73 \cdot \ln\sqrt{\frac{a_{\parallel}}{a_{\perp}}} \quad (2.7)$$

La valeur de  $\Delta_C = E_{C,\parallel}^0 - E_{C,\perp}^0$ , où  $E_C^0 = \hbar c\pi/n_c L_c$ , permet de calculer le rapport  $n_{\parallel}/n_{\perp}$ . La valeur de la déformation du paramètre de maille est alors  $a_{\parallel}/a_{\perp} - 1 = 5.5 \times 10^{-4}$ .

A titre de comparaison, nous pouvons évaluer la déformation des matériaux due aux variations thermiques lors du refroidissement. Le coefficient de déformation linéaire moyen entre 0 et 300 K est d'environ  $10 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  pour le cuivre [95] et d'environ  $3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  pour le GaAs [96]. En faisant la différence de ces deux coefficients et en intégrant sur 300 K, on obtient une estimation de la déformation relative du paramètre de maille  $a_{\parallel}/a_{\perp} - 1 = 2.1 \times 10^{-3}$ . Cette valeur est comparable à ce que l'on obtient expérimentalement. La valeur expérimentale est cependant plus faible : les contraintes agissant sur notre système ne sont sans doute pas parfaitement unidirectionnelles.

Notre système est en effet plus compliqué que l'image simple que nous venons

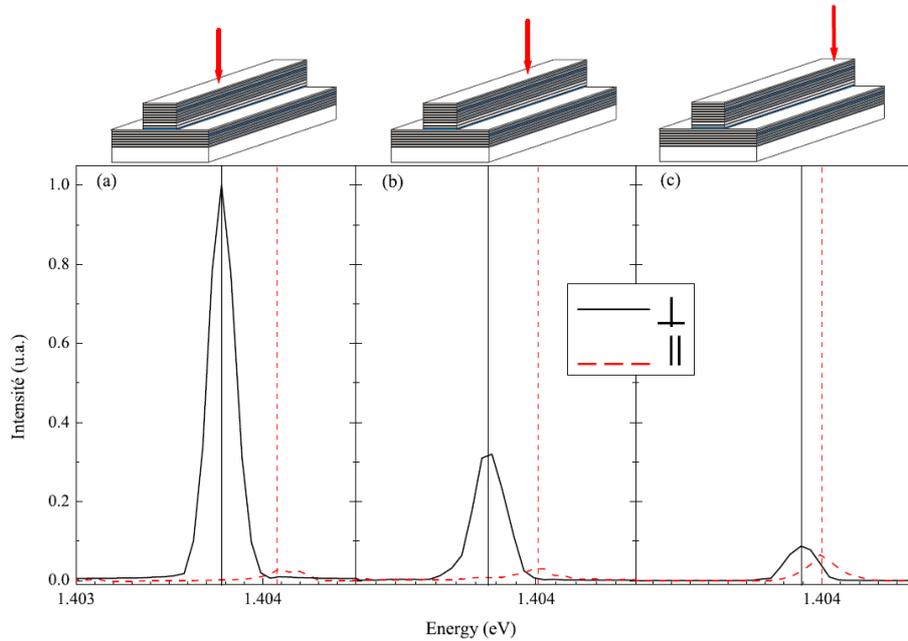


FIG. 2.10 – Emission résolue en polarisation du mode  $j_x = 0$  pour trois positions du spot d'excitation le long des fils (schématisé par les flèches).  $P_{exc} = 300 \text{ mW}$ .

de donner : par exemple, la symétrie unidirectionnelle est brisée à l'extrémité des fils et on s'attend à voir  $\Delta_{\perp,\parallel}$  diminuer. En outre, la figure 2.10 montre que lorsqu'on déplace le spot laser du centre des fils vers leur extrémité, la levée de dégénérescence de la polarisation du premier mode de polariton passe de  $\Delta_{\perp,\parallel} \simeq 300 \mu\text{eV}$  à  $\Delta_{\perp,\parallel} \simeq 100 \mu\text{eV}$ . Cette observation confirme que l'anisotropie axiale de la contrainte due au refroidissement est responsable ici de la levée de dégénérescence des polarisations rectilignes perpendiculaire et parallèle aux fils dans notre système.

### 2.2.2 Oscillation Paramétrique Optique interbranches

Cette partie est consacrée à la mise en évidence d'un processus de diffusion paramétrique interbranches en  $k_y = 0$ , où deux polaritons pompe, résonants avec le mode  $j_{x_{\perp,\parallel}} = 1$ , sont diffusés en un polariton signal, résonant avec le mode  $j_{x_{\perp,\parallel}} = 0$ , et un polariton complémentaire, résonant avec le mode  $j_{x_{\perp,\parallel}} = 2$ . Lorsque ces trois modes sont également espacés en  $k_y = 0$ , les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie sont vérifiées et un régime d'oscillation paramétrique peut être obtenu.

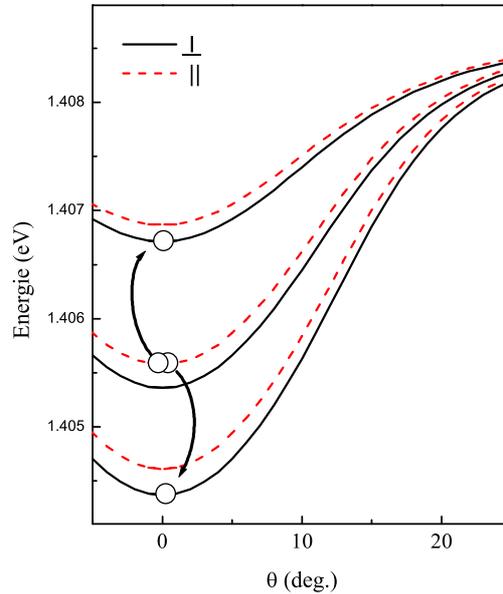


FIG. 2.11 – *Dispersions de la figure 2.8. Le mécanisme de diffusion paramétrique  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$  en  $k_y = 0$  est schématisé par des flèches.*

Étant donné que la levée de dégénérescence des polarisations des modes de polariton est suffisamment importante pour être un paramètre pertinent de l'expérience, nous concentrons cette étude sur la recherche d'un processus paramétrique sélectif en polarisation.

Dans l'ensemble des configurations expérimentales que nous avons pu explorer, seul le processus paramétrique interbranches  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$ , schématisé sur la figure 2.11, satisfait la condition de conservation de l'énergie.

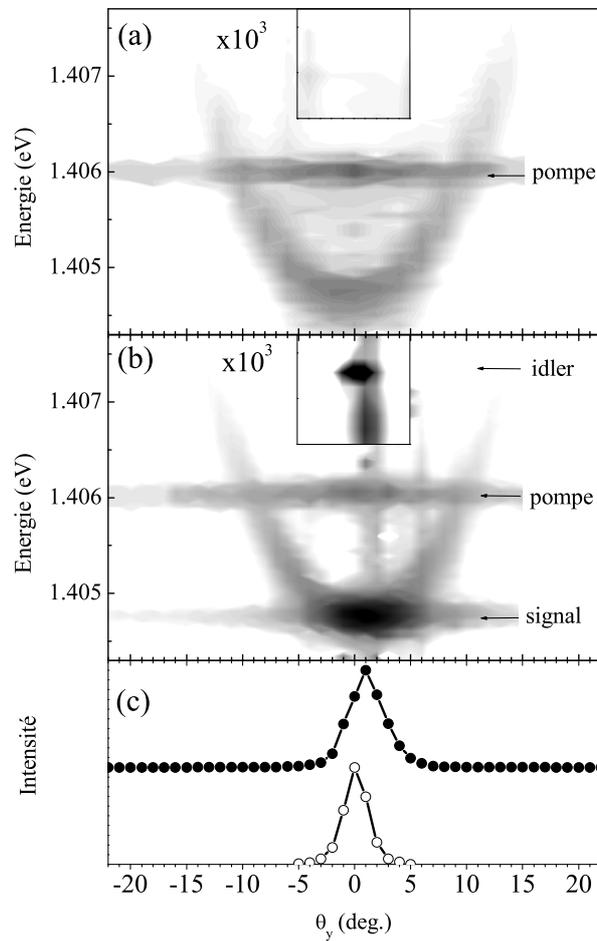


FIG. 2.12 – Emission résolue en angle sous excitation résonante du mode polaritonique de basse énergie  $1_{\parallel}$ . La polarisation de l'excitation (la détection) est  $\parallel$  ( $\perp$ ). Échelle logarithmique sur 3.5 ordres de grandeur. L'émission du complémentaire (idler) a été multipliée par un facteur  $10^3$ . (a)  $P_{exc} = 20$  mW. (b)  $P_{exc} = 300$  mW. (c) Dépendance angulaire de l'émission du signal (points noirs) et du complémentaire (points blancs) à  $P_{exc} = 300$  mW. Les courbes ont été décalées verticalement.

Afin de mettre en évidence expérimentalement ce processus, le faisceau laser polarisé parallèlement aux fils excite le mode  $1_{\parallel}$  sous un angle d'incidence  $\theta_y = 0^\circ$ . Dans la mesure où les modes de polaritons ne présentent aucune dispersion selon l'axe  $Ox$ , nous choisissons un angle d'incidence  $\theta_x = 3^\circ$  (les conditions d'excitation sont inchangées) pour s'affranchir dans nos mesures de la lumière du laser transmise par la cavité.

**Emission résolue en angle :** L'émission de l'échantillon polarisée perpendiculairement aux fils est détectée en transmission pour une série d'angle  $\theta_y$ . Les résultats sont représentés sur la figure 2.12. Pour des puissances inférieures à 120 mW (figure 2.12(a)), l'émission est dominée par la diffusion du laser (sur une large plage angulaire) ainsi que par la relaxation des porteurs vers l'état fondamental du système  $0_{\perp, k_y=0}$  (i.e. dispersion du premier mode). Pour des puissances supérieures à 120 mW (figure 2.12(b)), une émission caractéristique d'un processus de diffusion paramétrique apparaît en  $\theta_y = 0^\circ$  à l'énergie des modes  $0_{\perp}$  (signal) et  $2_{\perp}$  (complémentaire). Dans la largeur des modes, l'émission du signal et du complémentaire est centrée autour de  $0^\circ$  avec une largeur angulaire de  $4^\circ$  (figure 2.12(c)).

L'ensemble de ces résultats montre qu'une émission intense est mise en évidence aux énergies du signal et du complémentaire uniquement lorsque les conditions de conservation de l'énergie et d'accord de phase sont vérifiées.

**Dépendance en puissance :** Sur la figure 2.13 est représentée la variation de l'intensité d'émission du signal et du complémentaire en fonction de la puissance d'excitation  $P_{exc}$ . Pendant cette mesure, l'énergie du laser a été ajustée pour chaque puissance afin de compenser le déplacement en énergie des modes dû aux effets de renormalisation. L'émission des deux modes subit une non-linéarité au-dessus d'une puissance seuil  $P_{exc}^S = 120$  mW qui correspond au seuil d'oscillation paramétrique optique.

A plus haute puissance d'excitation, l'élargissement collisionnel [56–58, 78, 79] dégrade l'efficacité du processus paramétrique. En effet, le complémentaire est plus affecté que le signal pour les raisons exposées ci-dessous :

Dans les microcavités planaires la diffusion polariton-polariton due aux interactions coulombiennes sur la branche de basse énergie dépend fortement de la forme particulière en "S" de la dispersion : la diffusion des polaritons excités en centre de zone est fortement inhibée lorsque ces derniers restent confinés dans la région de faible densité d'états autour de  $\vec{k} = \vec{0}$ . Seule une forte excitation leur permet d'être diffusés vers le réservoir excitonique aux grands vecteurs d'onde. La largeur homogène du mode polaritonique présente alors un effet de seuil séparant ces deux régimes. Cet effet a pour particularité d'augmenter avec le poids excitonique du polariton et donc de dépendre de  $\vec{k}$  [57, 58].

Dans les fils photoniques, le complémentaire résonant avec la troisième branche

du multiplet de polaritons de basse énergie a une composante excitonique plus grande que le signal résonant avec la première branche. Le complémentaire est donc non seulement moins couplé à l'extérieur de la cavité mais aussi plus touché par les effets d'élargissement collisionnel à forte puissance que le signal, ce qui explique le déséquilibre d'intensités entre le signal et le complémentaire.

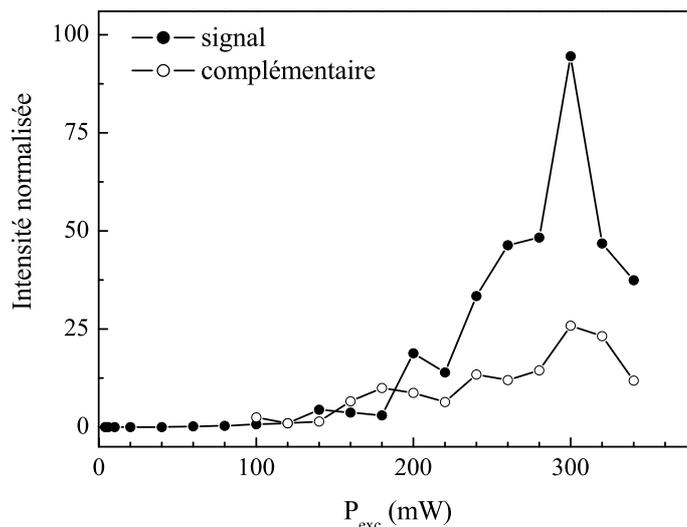


FIG. 2.13 – Intensités du signal et du complémentaire en fonction de la puissance d'excitation  $P_{exc}$ . Les intensités ont été normalisées par rapport à l'intensité du signal à la puissance seuil  $P_{exc}^S = 120$  mW.

**Signatures de l'oscillation paramétrique optique interbranches :** Nous venons de mettre en évidence le seuil d'oscillation paramétrique pour le processus de diffusion paramétrique de polaritons  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$ . D'autres signatures du régime d'oscillation paramétrique sont identifiées sur la figure 2.14(a). Cette figure représente le spectre de l'émission de l'échantillon, polarisée perpendiculairement aux fils, dans le régime linéaire, sous excitation non résonante (tirets). Le même spectre est présenté dans le régime non-linéaire pour une excitation résonante du deuxième mode de polariton polarisé parallèlement aux fils (la flèche pointe le mode  $1_{\parallel}$  dans le régime non-linéaire). La polarisation du laser étant croisée par rapport à celle du signal et du complémentaire et le système étant excité sous un angle  $\theta_x = 3^\circ$ , on arrive à s'affranchir totalement de la transmission du laser.

On observe un décalage en énergie vers le bleu de l'ordre de  $500 \mu\text{eV}$  pour les deux modes signal et complémentaire, dû à la renormalisation des énergies [33]. Un affinement spectral des modes est également mis en évidence au-dessus du

seuil d'oscillation paramétrique : les largeurs des modes passent d'environ  $500 \mu\text{eV}$  dans le régime linéaire à  $180 \mu\text{eV}$  dans le régime non-linéaire. Une mesure systématique de la largeur du mode signal en fonction de la puissance d'excitation est représentée sur la figure 2.14(b) : dans le régime non-linéaire, les largeurs des modes passent de  $\gamma \simeq 300 \mu\text{eV}$  sous excitation faible du système à  $\gamma \simeq 150 \mu\text{eV}$  (limitée par la résolution du spectromètre) dans le régime de stimulation.

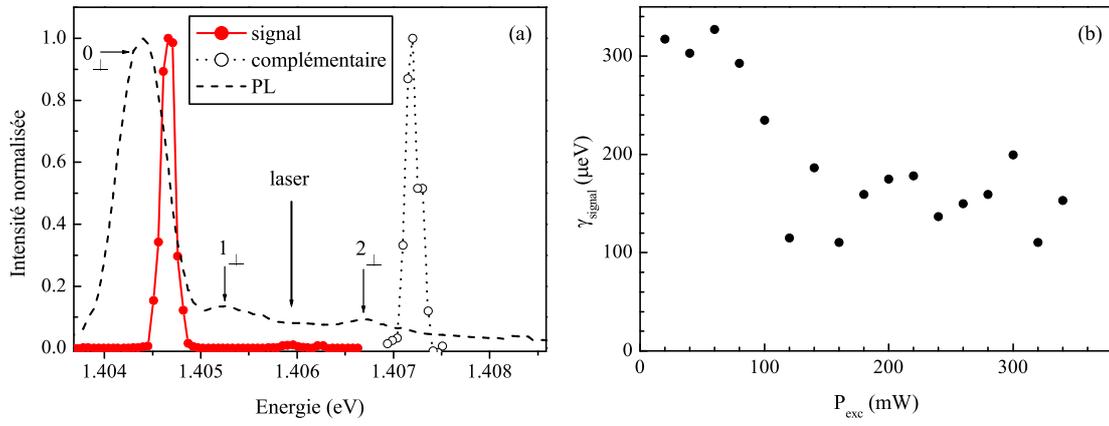


FIG. 2.14 – (a) Spectres de l'émission polarisée perpendiculairement aux fils dans le régime linéaire et dans le régime non-linéaire. L'émission dans le régime linéaire, mesurée sous excitation non résonante du système, est représentée en tirets. L'émission du signal (continu) et du complémentaire (pointillés) dans le régime non-linéaire est représentée pour une excitation résonante du mode  $1_{\parallel}$ . La flèche indique l'énergie d'excitation du laser correspondant à l'énergie du mode  $1_{\parallel}$  dans le régime non-linéaire. Tous les spectres ont été normalisés en intensité. La transmission du laser est totalement supprimée. (b) Largeur spectrale du signal  $\gamma_{\text{signal}}$  en fonction de la puissance d'excitation  $P_{\text{exc}}$ .

**Sélectivité en polarisation :** L'ensemble de ces résultats (émission paramétrique, présence d'un seuil d'oscillation paramétrique, décalage vers le bleu et affinement des modes signal et complémentaire) montre qu'une oscillation paramétrique optique interbranches "verticale" (i.e. pompe, signal et complémentaire en  $k_y = 0$ ) est observée dans les microcavités gravées en fils photoniques. De plus, celle-ci a pour caractéristique d'être sélective en polarisation. En effet, dans le régime d'oscillation paramétrique, la figure 2.15 montre que l'émission du mode  $j_x = 0$  a un fort degré de polarisation  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = -0.94$ , contrairement au régime linéaire où  $P = 0.1$  (cf. figure 2.7).

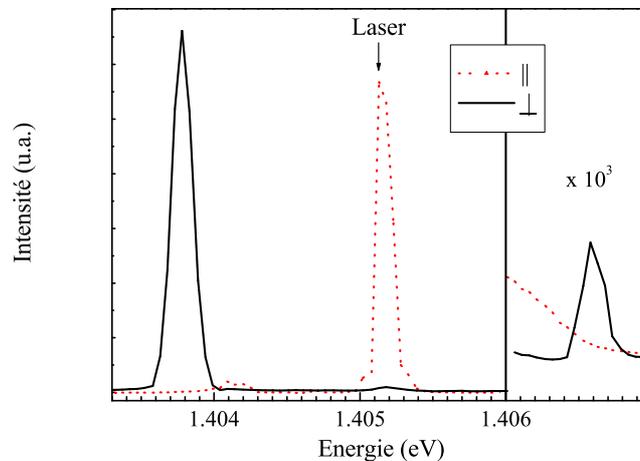


FIG. 2.15 – *Emission polarisée perpendiculairement (trait continu) et parallèlement (pointillés) aux fils dans le régime d'oscillation paramétrique. Le désaccord exciton-photon est ici légèrement plus négatif.  $P_{exc} = 300$  mW. L'intensité dans le domaine spectral du complémentaire a été multipliée par un facteur 1000.*

### 2.2.3 Interprétation

Afin d'analyser les effets observés dans le régime d'oscillation paramétrique optique, nous adaptons au cas des fils photoniques l'hamiltonien d'interaction exciton-exciton donné dans le cas des microcavités planaires au chapitre 1. Nous rappelons que cet hamiltonien décrit les interactions coulombiennes entre porteurs, responsables de la diffusion paramétrique de polaritons. D'après les résultats expérimentaux obtenus dans les fils photoniques, l'état de polarisation des modes impliqués dans le processus paramétrique doit être pris en compte dans ce traitement. Le détail des calculs est donné dans l'annexe A.

L'hamiltonien d'interaction dans la base des états des excitons polarisés linéairement s'écrit :

$$\begin{aligned}
 H_{XX} = & \frac{1}{4} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_{\mathbf{q}}^{eff} [(b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger} + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger}) b_{\perp, \mathbf{k}} b_{\perp, \mathbf{k}'} \\
 & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger} + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger}) b_{\parallel, \mathbf{k}} b_{\parallel, \mathbf{k}'} \\
 & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger} + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger}) b_{\perp, \mathbf{k}} b_{\parallel, \mathbf{k}'} \\
 & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger} + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^{\dagger} b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^{\dagger}) b_{\parallel, \mathbf{k}} b_{\perp, \mathbf{k}'}] \quad (2.8)
 \end{aligned}$$

où  $b_{\parallel, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{+1, \mathbf{k}} + b_{-1, \mathbf{k}})$  et  $b_{\perp, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{+1, \mathbf{k}} - b_{-1, \mathbf{k}})$  sont respectivement les opérateurs d'annihilation d'un exciton de polarisation parallèle et perpendiculaire à

l'axe des fils. Le terme  $V_{\mathbf{q}}^{eff}$  est le potentiel effectif d'interaction exciton-exciton.

Chaque terme de l'hamiltonien correspond à un processus de diffusion paramétrique entre polaritons de polarisations bien définies. Il existe par conséquent un nombre limité de processus paramétriques possibles.

Pour la configuration d'excitation utilisée dans l'expérience (excitation du deuxième mode polaritonique de polarisation parallèle aux fils), les processus de diffusion paramétrique possibles sont décrits par le deuxième terme de l'hamiltonien. Ainsi, les modes signal et complémentaire peuvent être polarisés, soit perpendiculairement aux fils lorsqu'ils sont issus du processus  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$ , soit parallèlement aux fils lorsqu'ils sont issus du processus  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\parallel}, 2_{\parallel})$ . Par ailleurs, ces deux processus sont équiprobables puisqu'ils apparaissent avec le même terme d'interaction.

Dans le régime d'oscillation paramétrique interbranches décrit précédemment (cf. figures 2.7 et 2.11), le degré de polarisation du signal  $P = (I_{\parallel} - I_{\perp}) / (I_{\parallel} + I_{\perp}) = -0.94$  montre que le processus qui inverse la polarisation  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$  est privilégié par rapport au processus qui conserve la polarisation  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\parallel}, 2_{\parallel})$ . Ainsi, même si deux processus sont équiprobables pour un même désaccord  $\delta$ , le processus paramétrique qui satisfait la condition de conservation de l'énergie est toujours favorisé.

La validité de cette interprétation est testée en excitant de façon résonante le mode  $1_{\perp}$  pour le même point de l'échantillon (cf. figure 2.11). La comparaison des deux premiers termes de l'hamiltonien d'interaction montre que la force de l'interaction exciton-exciton n'est pas modifiée lorsqu'on change la polarisation de l'excitation. En revanche, l'écart en  $0^{\circ}$  entre les modes  $1_{\perp}$  et  $0_{\perp/\parallel}$  et celui entre les modes  $1_{\perp}$  et  $2_{\perp/\parallel}$  sont différents. Aucun des processus  $(1_{\perp}, 1_{\perp}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\perp})$  et  $(1_{\perp}, 1_{\perp}) \rightarrow (0_{\parallel}, 2_{\parallel})$  n'est donc autorisé par la condition de conservation de l'énergie et nous n'observons pas de signature d'une émission paramétrique associée à l'un de ces processus (pour les désaccords accessibles de l'expérience).

Finalement, dans la configuration d'excitation initiale du mode  $1_{\parallel}$ , la levée de dégénérescence de la polarisation du mode  $j_x = 2$  est suffisamment faible ( $\Delta_{\perp,\parallel} = 160 \mu\text{eV} \lesssim \gamma$ ) pour que l'énergie soit conservée lors du processus de diffusion paramétrique  $(1_{\parallel}, 1_{\parallel}) \rightarrow (0_{\perp}, 2_{\parallel})$ . Rien n'interdit a priori ce processus du point de vue de la conservation de l'énergie. Cependant, aucune émission de type paramétrique n'est mise en évidence. D'après l'hamiltonien d'interaction, la diffusion paramétrique vers des états de polarisation orthogonales est en effet impossible au premier ordre.

**Résumé :** Un processus de diffusion paramétrique sélective en polarisation permettant de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés a été mis en évidence dans une microcavité planaire gravée en fils photoniques.

Une contrainte unidirectionnelle liée au refroidissement dans le système est à l'origine d'une anisotropie du paramètre de maille dans le plan des couches de la cavité résonante. Cette anisotropie entraîne alors une levée de dégénérescence des polarisations linéaires parallèle et perpendiculaire à l'axe des fils des modes polaritoniques.

Afin d'observer un régime d'oscillation paramétrique optique interbranches "vertical" (i.e. pompe, signal et complémentaire en  $k_y = 0$ ), un ajustement approprié de l'espace des phases des polarisations est indispensable pour que la condition stricte de conservation de l'énergie soit vérifiée. Dans l'interprétation de nos résultats, nous voyons qu'une connaissance exacte de la structure fine de tous les états polaritoniques mis en jeu est la clé d'un contrôle de la dynamique de polarisations dans le régime stimulé. Les résultats expérimentaux montrent également que l'efficacité du phénomène non-linéaire observé dépend uniquement des conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie.

## 2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux expérimentaux que nous avons réalisés sur l'oscillation paramétrique optique dans une structure semiconductrice gravée en fils photoniques.

Dans ces systèmes, la gravure introduit une direction supplémentaire de confinement du champ électromagnétique dans le plan de la cavité du fait de la discontinuité de la valeur de l'indice de réfraction. La quantification du champ électromagnétique donne alors naissance à un multiplet de modes de polaritons en régime de couplage fort exciton-photon.

Nous avons exploité ces multiples branches polaritoniques pour mettre en évidence un régime d'oscillation paramétrique interbranches original. Son originalité tient d'une part à la possibilité de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés. D'autre part, la configuration "verticale" du processus de diffusion paramétrique, où les trois modes signal, pompe et complémentaire sont situés en  $k_y = 0$ , répond à certaines des limitations des microcavités planaires (cf. chapitre 1). De plus, la collection des faisceaux est facilitée et l'équilibre entre les intensités des faisceaux émis est amélioré. En revanche, le régime de couplage fort reste indispensable pour observer une oscillation paramétrique "verticale" dans les fils photoniques. La seule présence d'un multiplet de modes photoniques ne permet pas en effet de vérifier la condition de conservation de l'énergie. La température de fonctionnement des échantillons est donc de nouveau intrinsèquement limitée. Enfin, la fabrication des fils photoniques fait appel à un procédé complexe de gravure.

Nous verrons dans les prochains chapitres comment nous avons répondu à ces limitations rémanentes en imaginant une nouvelle structure : une microcavité triple.

## 2.4 Perspectives

Malgré les différents problèmes que les fils photoniques continuent à poser, on peut envisager de tester le caractère gémellaire des photons émis par le processus de diffusion paramétrique. Néanmoins, les paires de photons issues de fils différents ne sont pas corrélés entre elles et il serait alors nécessaire de travailler sur un fil unique (donc de refaire des échantillons avec des fils isolés).

Deux types de techniques peuvent être employées pour démontrer le caractère gémellaire des photons émis. Dans le régime des fortes intensités (régime des variables continues), au-dessus du seuil de l'oscillation paramétrique optique, on peut utiliser la méthode de la mesure du bruit quantique [37]. Cette technique nécessite néanmoins des faisceaux signal et complémentaire d'égale intensité. Dans le régime des faibles intensités (sous le seuil), on peut utiliser la technique du comptage de coïncidences [63], à condition que les temps caractéristiques de l'émission soient compatibles avec la rapidité des détecteurs de photons.

Nous verrons dans le chapitre 5 que des mesures de bruit quantique dans des microcavités triples présentent une bonne alternative à ces difficultés.



# Chapitre 3

## Microcavité Triple

Dans le premier chapitre, nous avons vu que le couplage fort entre un photon de cavité et un exciton de puits quantique modifie profondément la dispersion des énergies dans le plan des couches de la microcavité planaire des nouveaux états propres, les polaritons. Il en résulte de nouvelles propriétés non-linéaires intéressantes comme des effets d'amplification [28] ou d'oscillation paramétrique optique [29]. Deux polaritons pompe photocréés au voisinage du point d'inflexion de la dispersion de basse énergie sont diffusés en un polariton signal en  $0^\circ$  et un polariton complémentaire à un grand angle. Les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie sont vérifiées grâce à la forme particulière de la dispersion. Les photons émis à la suite de processus paramétriques sont jumeaux, ce qui fait des microcavités de semiconducteurs de bons candidats pour la réalisation de source intégrée de photons jumeaux. Cependant, nous avons montré que de nombreux problèmes limitent l'intégration du système : le couplage fort est indispensable, la pompe doit être injectée à un angle très particulier et le complémentaire, qui n'est pas protégé du réservoir excitonique, est très mal couplé à l'extérieur.

Dans le chapitre précédent, nous avons étudié des structures gravées en fils photoniques qui permettent de contourner certains de ces problèmes. Le confinement du champ électromagnétique dans ces structures conduit à un multiplet de modes de polaritons en régime de couplage fort exciton-photon. Nous avons exploité ces multiples branches polaritoniques pour mettre en évidence une oscillation paramétrique interbranches "verticale", où la pompe, le signal et le complémentaire sont en  $0^\circ$ , à une énergie inférieure à celle de l'exciton. L'excitation de l'échantillon et la collection de l'émission non-linéaire sont ainsi grandement facilitées. Néanmoins, le couplage fort demeure indispensable pour l'observation de l'oscillation paramétrique et les intensités du signal et du complémentaire restent déséquilibrées. Les fils photoniques sont de plus des systèmes moins flexibles que des structures planaires parce que la gravure est un procédé complexe.

Afin de répondre à ces limitations, nous avons conçu une structure semiconductrice planaire originale. Il s'agit d'une *microcavité triple* [97, 98] composée

de trois microcavités couplées contenant chacune un ou plusieurs puits quantiques identiques. Le couplage optique intercavités conduit à l'apparition de trois modes photoniques couplés non dégénérés tandis que les modes excitoniques de chaque puits quantique sont dégénérés. En régime de couplage fort exciton-photon, chaque mode de cavité conduit à deux modes de polaritons de basse énergie et de haute énergie. Il apparaît donc, comme pour les fils photoniques, un multiplet de modes de polaritons (six). On peut ainsi imaginer de mettre en évidence une oscillation paramétrique "verticale", similaire à celle observée dans les fils photoniques (protégée du réservoir excitonique), qui améliorerait le rapport d'intensités entre le signal et le complémentaire. Un autre processus paramétrique interbranches protégé du réservoir excitonique, dit "horizontal", s'avère très intéressant pour obtenir un signal et un complémentaire parfaitement équilibrés en intensité. C'est une configuration complètement dégénérée où la pompe est injectée en résonance avec le deuxième mode de polariton en  $0^\circ$ . Le signal et le complémentaire, qui sont détectés à des angles opposés, sont intrinsèquement de même nature.

Ce chapitre sert d'introduction théorique au chapitre 4 qui sera consacré à l'étude expérimentale de l'oscillation paramétrique interbranches dans la microcavité triple. Nous commençons dans le paragraphe 3.1 par une description de la microcavité triple et des nouveaux modes propres du système en régime de couplage fort exciton-photon. Nous présentons également de façon détaillée les différents processus de diffusion paramétrique que nous souhaitons mettre en évidence par la suite. Dans le paragraphe 3.2, nous calculons l'efficacité des processus paramétriques "vertical" et "horizontal" que nous comparons ensuite à l'efficacité du processus à l'angle magique dans les microcavités simples. Nous utilisons pour cela le modèle de Ciuti *et al.* [32,33] après l'avoir adapté au cas de la microcavité triple. Nous verrons enfin dans le paragraphe 3.3 que l'on peut pour la première fois considérer des processus de diffusion paramétrique en régime de couplage faible exciton-photon.

### 3.1 Présentation de la microcavité triple

*Dans ce paragraphe, nous commençons par décrire les trois modes de cavité couplés de la structure sans puits quantiques résultant du couplage optique fort entre les cavités (Partie 3.1.1). Nous présentons ensuite le régime de couplage fort exciton-photon dans les microcavités triples lorsqu'un ou plusieurs puits quantiques  $y$  sont insérés (Partie 3.1.2). Nous voyons que celui-ci peut être modélisé par un ensemble d'oscillateurs couplés (Partie 3.1.3) et nous terminons par décrire les différents processus paramétriques interbranches que nous avons étudiés théoriquement et expérimentalement pendant ce travail de thèse (Partie 3.1.4).*

Une microcavité triple consiste en une structure planaire semiconductrice triplement résonante. Le système, schématisé sur la figure 3.1, est constitué de trois microcavités de GaAs d'épaisseur optique  $\lambda$ . Dans notre cas,  $\lambda$  vaut 840 nm. Ces trois cavités de type Fabry-Pérot sont fortement couplées entre elles par l'intermédiaire de deux miroirs de Bragg DBR1 et DBR2. L'ensemble est inséré entre deux miroirs de Bragg externes. Dans cette partie, nous considérerons des miroirs identiques composés de 13 paires de couches de GaAs/AlAs d'épaisseur  $\lambda/4$ . Chaque cavité contient un unique puits quantique (PQ) d' $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  de 80 Å d'épaisseur. A la fin de la croissance de la structure, l'épaisseur totale de la microcavité triple est d'environ 8  $\mu\text{m}$ , ce qui reste comparable à l'épaisseur d'une microcavité simple usuelle (i.e. avec des miroirs de Bragg plus épais).

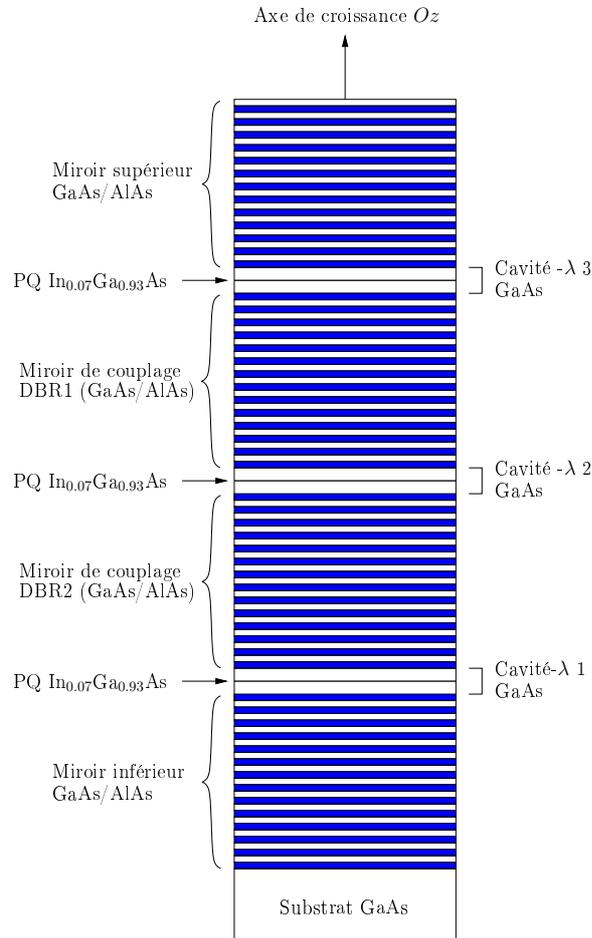


FIG. 3.1 – Schéma d'une microcavité triple de semiconducteurs. Sont représentés le substrat de GaAs, les trois cavités- $\lambda$  de GaAs, les puits quantiques d' $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  placés dans chaque cavité, les miroirs de Bragg de couplage intermédiaires DBR1 et DBR2 et les miroirs de Bragg inférieur et supérieur. Les miroirs sont tous composés de 13 paires de couches  $\lambda/4$  de GaAs/AlAs.

### 3.1.1 Couplage fort optique

Considérons dans un premier temps une structure sans puits quantiques. Par analogie avec les microcavités simples décrites dans le chapitre 1, le confinement des photons est réalisé dans chacune des trois cavités suivant l'axe de croissance  $Oz$ . La composante selon  $Oz$  de leur vecteur d'onde est donc quantifiée et les photons conservent un mouvement libre dans le plan des couches.

Dans un cadre fictif où les trois cavités résonantes de mêmes épaisseurs ne sont pas couplées entre elles, les trois modes de cavités de dispersion quasi paraboliques sont dégénérés. Dans la pratique, les trois cavités sont couplées entre elles par l'intermédiaire des miroirs de Bragg DBR1 et DBR2. Si le couplage optique intercavités est suffisamment fort, la dégénérescence des trois modes de cavité est levée et trois nouveaux modes optiques couplés apparaissent.

Le couplage optique dans un système de double microcavité de semiconducteurs a déjà été le sujet de plusieurs études [99–102]. Ces travaux ont en particulier démontré la possibilité d'obtenir une émission laser à deux longueurs d'onde dans ces structures. Il est ainsi connu que la levée de dégénérescence des modes de cavité dans une microcavité double est possible si [99] :

$$R_c < \frac{4R}{(1+R)^2} \quad (3.1)$$

avec  $R_c$  la réflectivité du miroir de couplage et  $R$  celle des deux miroirs externes.

Cette relation est la condition de couplage fort optique entre deux cavités consécutives. Le premier membre de cette expression est relié à la constante de couplage optique et le second à la finesse du système. Le couplage optique entre deux cavités résonantes consécutives doit donc être supérieur aux sources d'amortissement dans le système pour observer une levée de dégénérescence entre les modes photoniques.

Du point de vue de la conception des échantillons, il faut diminuer le nombre de paires de couches dans les miroirs intermédiaires DBR1 et DBR2 pour augmenter le couplage intercavités. Inversement, il faut augmenter le nombre de paires dans les miroirs externes si l'on veut diminuer les pertes dans le système.

Par la méthode numérique des matrices de transfert, on calcule la réflectivité de la microcavité triple en fonction de l'angle d'incidence pour une force d'oscillateur excitonique nulle (structure sans puits quantique). Le résultat de ce calcul est présenté sur la figure 3.2 pour la structure de couches correspondant au schéma 3.1 de l'échantillon. Dans cet exemple, les trois cavités sont résonantes et les trois modes optiques couplés, modes propres du système, ont pour énergie en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ ,  $E_C^{(1)}(\mathbf{0}) = 1.468$  eV,  $E_C^{(2)}(\mathbf{0}) = 1.4743$  eV et  $E_C^{(3)}(\mathbf{0}) = 1.4806$  eV. Pour les matériaux considérés ici, l'écart entre les modes optiques couplés est donc égal à 6.3 meV.

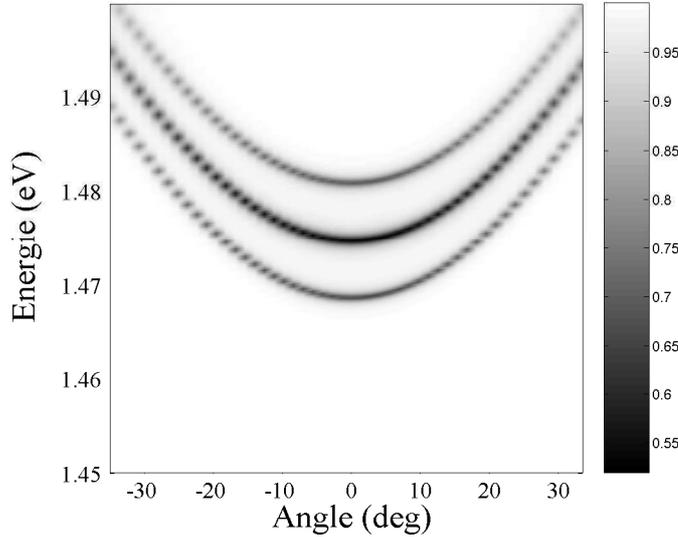


FIG. 3.2 – *Réflectivité calculée par la méthode numérique des matrices de transfert de la microcavité triple en fonction de l'angle d'incidence. Ici, la force d'oscillateur des puits quantiques est prise égale à zéro.*

Pour les mêmes paramètres que le calcul précédent, nous pouvons calculer l'indice de réfraction ainsi que l'amplitude du champ électrique en fonction de la position dans le système. L'indice de réfraction de l'échantillon et la valeur absolue de l'amplitude du champ électrique associé aux trois modes optiques couplés sont présentés respectivement sur les figures 5.3(a) et 5.3(b). On remarque que les modes optiques couplés sont bien spatialement délocalisés dans toute la structure contrairement à la situation de trois cavités non couplées. De plus, le champ électrique correspondant au deuxième mode couplé est quasi nul dans la cavité centrale.

### 3.1.2 Couplage fort exciton-photon

Nous nous intéressons maintenant à la structure complète, c'est à dire celle où un puits quantique est inséré dans chaque cavité. Nous retrouvons une configuration où un couplage lumière-matière peut avoir lieu et nous étudions le cas du régime de couplage fort exciton-photon.

Dans ce cas, le système est similaire à un ensemble de six oscillateurs harmoniques couplés : les trois modes photoniques résultant du couplage optique entre les trois cavités et les trois modes excitoniques résultant du confinement des états électroniques dans chaque puits quantique. Les trois puits quantiques sont considérés parfaitement identiques, ce qui confère aux modes excitoniques la même énergie  $E_X$ .

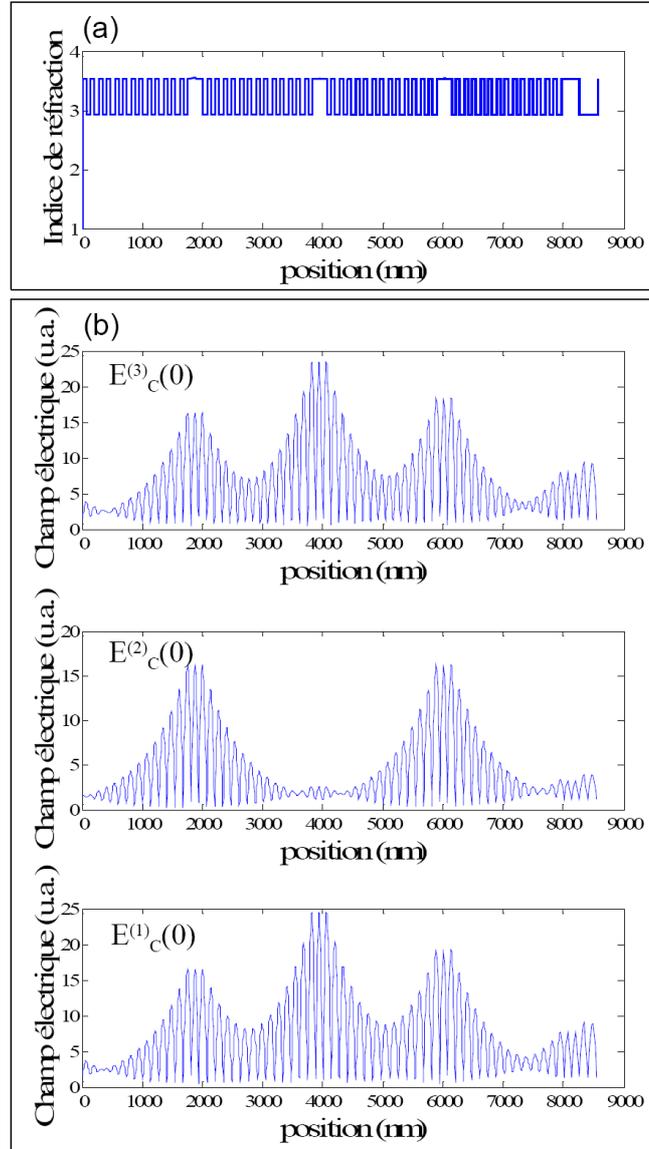


FIG. 3.3 – (a) Indice de réfraction en fonction de  $z$  de la microcavité triple. Air à gauche. (b) Valeur absolue de l'amplitude du champ électrique en fonction de la position dans la structure correspondant aux trois modes de cavité couplés. Champ incident par la gauche.

En régime de couplage fort exciton-photon, chaque mode de cavité conduit à deux modes de polaritons (basse énergie et haute énergie). La réflectivité de la structure complète, calculée par la méthode des matrices de transfert, est représentée sur la figure 3.4 en fonction de l'angle d'incidence, pour un désaccord exciton-photon  $\delta = E_C(\mathbf{0}) - E_X = -10$  meV, où  $E_C(\mathbf{0})$  est l'énergie en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  du mode de cavité non couplé.

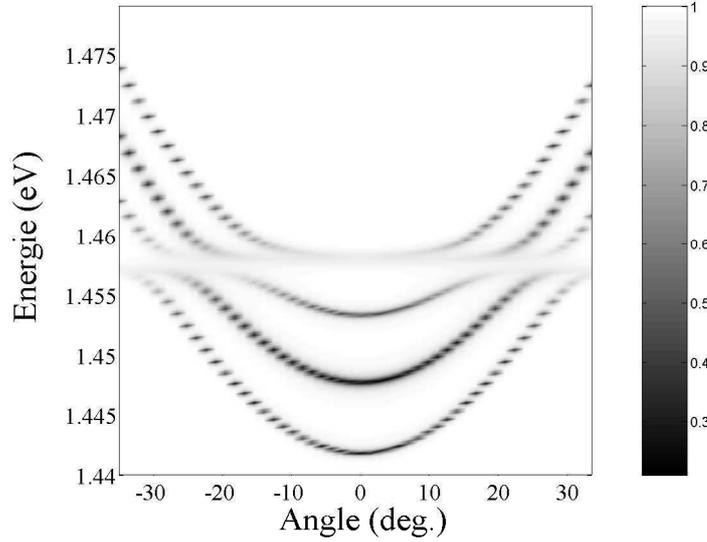


FIG. 3.4 – Réflectivité calculée par la méthode numérique des matrices de transfert de la microcavité triple en régime de couplage fort exciton-photon en fonction de l'angle d'incidence.  $\delta = E_C(\mathbf{0}) - E_X = -10$  meV.

Six nouveaux modes propres de polaritons apparaissent alors : trois de basse énergie et trois de haute énergie. Nous reconnaissons la forme particulière en "S" des dispersions des branches basses. Pour les matériaux considérés dans cette partie, le dédoublement de Rabi exciton-photon est  $\hbar\Omega_R = 3.5$  meV et l'énergie de l'exciton 1s dans le puits quantique contenant 7% d'Indium est égale à  $E_X = 1.4557$  eV.

Par la suite, on suppose que l'on peut varier les énergies des modes de cavités non couplés, ce qui a pour effet de modifier le désaccord exciton-photon  $\delta$ . Dans la pratique, des gradients d'épaisseur sont introduits volontairement dans les cavités en interrompant la rotation de l'échantillon lors de sa croissance. Si ces gradients sont judicieusement choisis, nous verrons qu'ils permettent de sonder des cavités d'épaisseurs légèrement différentes et de modifier les énergies des modes de cavités non couplés indépendamment les unes des autres.

### 3.1.3 Modèle des oscillateurs couplés

Comme nous venons de le voir, le système de microcavité triple en régime de couplage fort exciton-photon est similaire à un ensemble de six oscillateurs harmoniques couplés (trois modes excitoniques et trois modes photoniques). La matrice de dimension  $(2 \times 2)$  pour une microcavité planaire simple est étendue à une matrice de dimension  $(6 \times 6)$  pour la microcavité triple. Elle s'écrit de façon

générale dans la base des états excitonique et photonique (lorsque les pertes sont négligées) comme :

$$H = \begin{pmatrix} E_{X,1}(\mathbf{k}) & \hbar\Omega_{R,1}/2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \hbar\Omega_{R,1}/2 & E_{C,1}(\mathbf{k}) & 0 & \hbar\Gamma_{12} & 0 & \hbar\Gamma_{13} \\ 0 & 0 & E_{X,2}(\mathbf{k}) & \hbar\Omega_{R,2}/2 & 0 & 0 \\ 0 & \hbar\Gamma_{12} & \hbar\Omega_{R,2}/2 & E_{C,2}(\mathbf{k}) & 0 & \hbar\Gamma_{23} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & E_{X,3}(\mathbf{k}) & \hbar\Omega_{R,3}/2 \\ 0 & \hbar\Gamma_{13} & 0 & \hbar\Gamma_{23} & \hbar\Omega_{R,3}/2 & E_{C,3}(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

Le mode photonique dans la cavité  $j \in \{1, 2, 3\}$  a une énergie  $E_{C,j}(\mathbf{k})$  et le mode excitonique du puits quantique inséré dans la cavité  $j$  a une énergie  $E_{X,j}(\mathbf{k})$ . Dans le cas de trois cavités résonantes,  $E_{C,j}(\mathbf{k}) = E_C(\mathbf{k})$ . Pour des puits quantiques identiques et dans la zone des faibles vecteurs d'onde,  $E_{X,j}(\mathbf{k}) = E_X$ .

Deux cavités consécutives  $i$  et  $j$  sont couplées entre elles par la constante de couplage  $\hbar\Gamma_{ij}$ . Le couplage entre les cavités 1 et 3 est supposé négligeable,  $\hbar\Gamma_{13} = 0$ . De plus, les miroirs de couplage étant identiques,  $\hbar\Gamma_{12} = \hbar\Gamma_{23} = \hbar\Gamma$ . Le terme de couplage entre le mode de cavité  $j$  et le mode excitonique du puits quantique qui y est inséré est  $\hbar\Omega_{R,j}/2$ . Dans le cas d'une structure symétrique (mêmes cavités et mêmes puits quantiques),  $\hbar\Omega_{R,j}/2 = \hbar\Omega_R/2$ .

Les énergies des nouveaux modes propres du système se déduisent de la diagonalisation de la matrice. Sur la figure 3.5 sont représentées les dispersions des polaritons calculées dans le modèle des oscillateurs couplés, où  $E_X = 1.4557$  eV et  $\hbar\Omega_R = 3.5$  meV (valeurs issues du calcul des dispersions par la méthode numérique des matrices de transfert, dans le cas de la structure réelle). La constante de couplage optique intercavités  $\hbar\Gamma$  est prise égale à 4.5 meV. La diagonalisation de la matrice réduite aux modes de cavité montre que l'écart entre deux modes de cavité couplés consécutifs est égal à  $\sqrt{2} \times \hbar\Gamma$ . Cette valeur correspond donc à un écart entre les modes optiques de 6.3 meV en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ , identique au cas de la structure réelle.

Comme pour les microcavités simples, le régime de couplage fort dans les microcavités triples est détruit lorsque les sources d'amortissement du système sont supérieures au dédoublement de Rabi ( $\Omega_R < \gamma_{exc}, \gamma_{ph}$ ). Dans la pratique, l'élargissement des raies apparaît en augmentant la température de travail ou la puissance optique d'excitation. Dans le cas de la microcavité triple en régime de couplage faible exciton-photon, la dispersion des états propres du système en fonction du vecteur d'onde dans le plan des couches est réduite à la dispersion des trois modes de cavité couplés et à la dispersion des trois modes excitoniques dégénérés (plate à l'échelle des vecteurs d'onde des modes photoniques). Ces dispersions sont superposées à celle des polaritons en régime de couplage fort exciton-photon sur la figure 3.5.

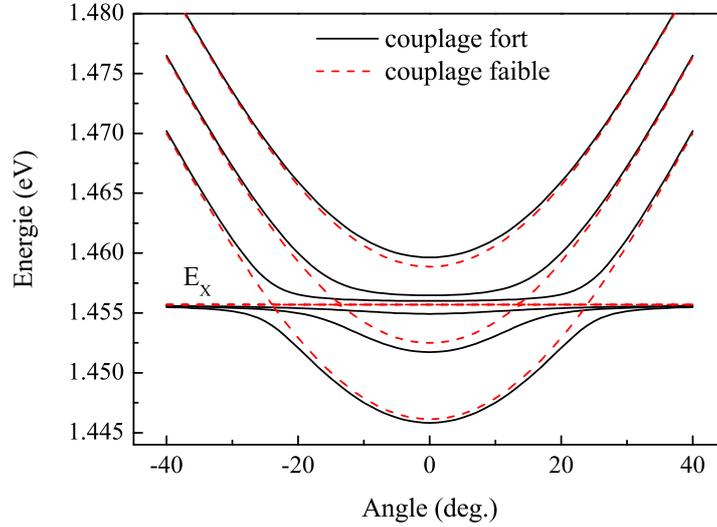


FIG. 3.5 – Dispersions des états propres de la microcavité triple en fonction de l'angle d'incidence, calculée dans le modèle des oscillateurs couplés, dans le régime de couplage fort (traits pleins) et dans le régime de couplage faible (pointillés). Paramètres : énergie de l'exciton  $E_X = 1.4557$  eV, dédoublement de Rabi  $\hbar\Omega_R = 3.5$  meV, couplage optique intercavités  $\hbar\Gamma = 4.5$  meV et désaccord exciton-photon  $\delta = -3$  meV.

### 3.1.4 Différents processus paramétriques possibles

Comme pour les fils photoniques, on peut envisager de mettre en évidence un processus de diffusion paramétrique interbranches, protégé du réservoir excitonique.

L'ajustement du désaccord exciton-photon permet d'obtenir différentes configurations pour des processus paramétriques qui respectent les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie, et en particulier :

- Un processus paramétrique interbranches "vertical" où les modes signal, pompe et complémentaire sont situés en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  (cf. figure 3.6(a)). Deux polaritons pompe de la deuxième branche sont diffusés vers la première et la troisième branche. La condition d'accord de phase est directement vérifiée et l'énergie est conservée si les trois branches sont également espacées en énergie. Cette configuration non dégénérée conduit à l'émission de faisceaux signal et complémentaire qui ne sont pas séparés spatialement.

- Un processus paramétrique interbranches "horizontal" où les modes signal, pompe et complémentaire sont dégénérés (cf. figure 3.6(b)). Deux polaritons pompe de la deuxième branche en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  sont diffusés vers la première branche.

Les vecteurs d'onde associés aux modes signal et complémentaire sont opposés. Les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie sont par conséquent automatiquement vérifiées. Les états finaux qui ont les mêmes composantes excitoniques et photoniques sont intrinsèquement identiques. Cette configuration dégénérée conduit à l'émission de faisceaux signal et complémentaire bien séparés spatialement, a priori d'égales intensités.

- Un *processus paramétrique intrabranche à l'angle magique* (cf. figure 3.6(a)) identique à celui présenté dans les microcavités simples.

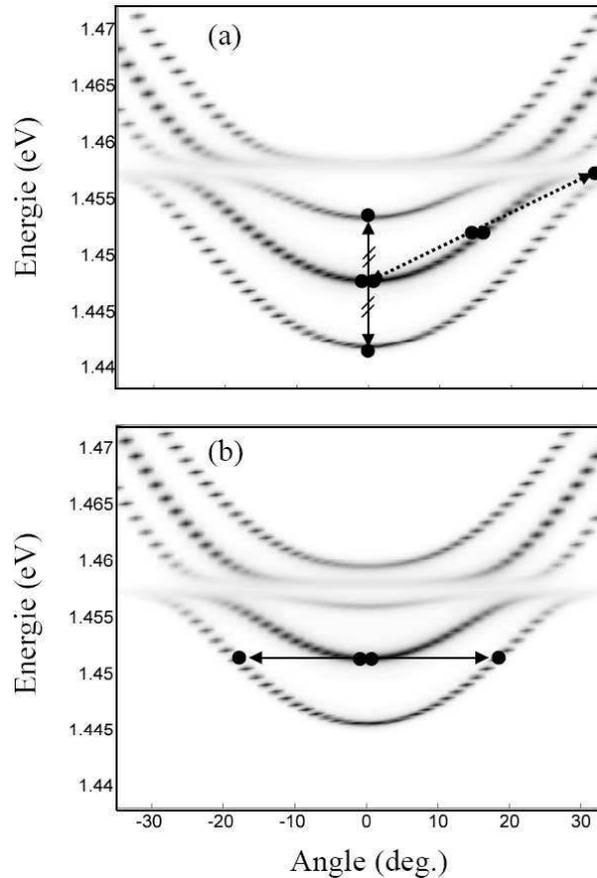


FIG. 3.6 – (a) *Processus paramétrique interbranches "vertical" (continu)*. *Processus paramétrique intrabranche à l'angle magique (pointillés)*. (b) *Processus paramétrique interbranches "horizontal"*.

Dans la suite de ce chapitre, nous calculons l'efficacité de ces différents processus. En particulier, nous comparons l'efficacité des processus paramétriques interbranches "vertical" et "horizontal" avec celle du processus paramétrique intrabranche à l'angle magique. Nous pouvons ainsi directement comparer ces résultats à ceux obtenus dans les microcavités simples pour le processus à l'angle magique.

## 3.2 Calcul de l'efficacité de deux processus paramétriques interbranches en couplage fort

Dans ce paragraphe, nous commençons par un calcul préliminaire de l'efficacité du processus paramétrique à l'angle magique dans les microcavités planaires simples (Partie 3.2.1). Nous étendons ensuite le cadre théorique de ce calcul au cas de nos microcavités triples en régime de couplage fort (Partie 3.2.2) avant de l'appliquer au cas des deux processus paramétriques interbranches vertical (Partie 3.2.3) et horizontal (Partie 3.2.4).

### 3.2.1 Préliminaires

Nous présentons les résultats du calcul de l'efficacité du processus d'oscillation paramétrique à l'angle magique observé dans les microcavités planaires simples [28,29]. Pour ce faire, nous reprenons les résultats de la description quantique de Ciuti *et al.* [32,33] présentés dans la partie 1.3.2 du chapitre 1. Contrairement au chapitre 2, nous ne tiendrons pas compte de l'état de spin des porteurs. Dans le cadre d'un modèle simplifié, les sources d'amortissement dans le système ne sont pas introduites.

Dans le cas particulier de l'oscillation paramétrique à l'angle magique  $(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p) \rightarrow (\mathbf{0}, 2\mathbf{k}_p)$ , où  $\mathbf{k}_p$  est le vecteur d'onde de pompe dans le plan des couches, nous avons vu au chapitre 1 que le potentiel effectif d'interaction polariton-polariton s'écrit :

$$\begin{aligned}
 V^{PP} &= V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p}^{PP} + V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, -\mathbf{k}_p}^{PP} \\
 &= \frac{12e^2}{\epsilon a_{Bohr}^*} X_{2\mathbf{k}_p} X_{\mathbf{k}_p} X_0 X_{\mathbf{k}_p} \\
 &\quad + \frac{\hbar\Omega_R}{n_{sat} a_{Bohr}^{*2}} [ (|C_0| X_{2\mathbf{k}_p} + |C_{2\mathbf{k}_p}| X_0) X_{\mathbf{k}_p} X_{\mathbf{k}_p} + 2 |C_{\mathbf{k}_p}| X_0 X_{\mathbf{k}_p} X_{2\mathbf{k}_p} ] \\
 &= V_{Coulomb} + V_{sat}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Il comprend le terme effectif d'interaction coulombienne exciton-exciton  $V_{Coulomb}$  et le terme de saturation anharmonique dans le couplage exciton-photon  $V_{sat}$  qui traduit la saturation du couplage exciton-photon causée par les effets de saturation liés à la densité de porteurs.

Sur la figure 3.7(a) sont représentés les termes  $V_{Coulomb}$  et  $V_{sat}$  en fonction du désaccord  $\delta$  pour une microcavité simple GaAs. Le potentiel d'interaction  $V^{PP}$  est présenté en fonction de  $\delta$  sur la figure 3.7(b). Le vecteur d'onde  $\mathbf{k}_p$  a été ajusté pour chaque désaccord afin de vérifier les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Les valeurs des paramètres utilisés sont :  $\hbar\Omega_R = 3.5\text{meV}$ ,

$\epsilon = n_{GaAs}^2$ ,  $a_{Bohr}^* = 110 \text{ \AA}$ ,  $n_{sat} = 7/(16\pi a_{Bohr}^{*2})$  et  $e^2 = q^2/(4\pi\epsilon_0) = 1.44 \text{ meV}\cdot\mu\text{m}$ .

Avec ces paramètres, le préfacteur du terme d'interaction coulombienne vaut :  $\frac{12e^2}{\epsilon a_{Bohr}^*} = 100 \text{ meV}$ , et le préfacteur du terme de saturation vaut :  $\frac{\hbar\Omega_R}{n_{sat}a_{Bohr}^{*2}} = 24 \text{ meV}$ . Pour des désaccords proches de zéro, les poids photoniques du mode pompe,  $C_{\mathbf{k}_p}$ , et du mode complémentaire,  $C_{2\mathbf{k}_p}$ , sont faibles (cf. figure 3.8(a)) et le terme de saturation est négligeable devant le terme d'interaction coulombienne. Néanmoins, pour des désaccords suffisamment négatifs (ce qui est le cas ici), le terme de saturation contribue de façon significative.

Par conséquent, l'augmentation des composantes excitoniques des modes signal, pompe et complémentaire et la diminution des composantes photoniques (cf. figure 3.8(a)) à partir de désaccords de l'ordre du dédoublement de Rabi conduisent à une augmentation du potentiel effectif d'interaction  $V^{PP}$  avec le désaccord.

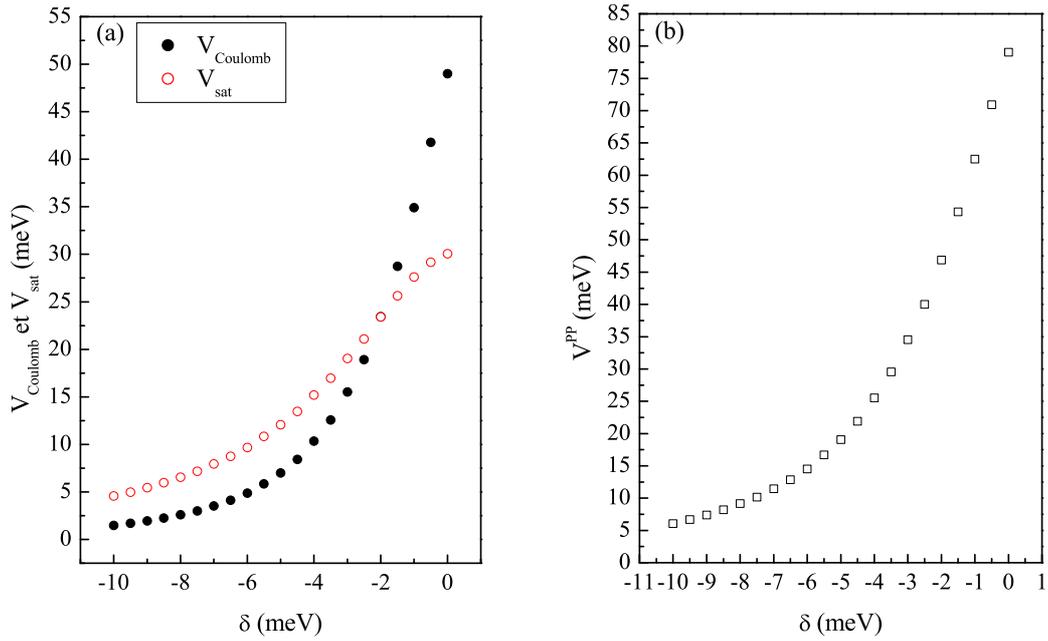


FIG. 3.7 – (a) Terme d'interaction coulombienne exciton-exciton  $V_{Coulomb}$  et terme de saturation anharmonique dans le couplage exciton-photon  $V_{sat}$ ; (b) Potentiel effectif d'interaction polariton-polariton  $V^{PP}$ , calculés pour le processus paramétrique à l'angle magique dans une microcavité simple en fonction du désaccord exciton-photon  $\delta$ .

Pour conclure sur l'efficacité du processus paramétrique, il faut évaluer les intensités des faisceaux signal et complémentaire définies respectivement en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$

et  $\mathbf{k} = 2\mathbf{k}_p$  par :

$$I_{signal} = V^{PP} \times |C_{\mathbf{k}_p}|^2 \times |C_0|^2 \quad (3.4)$$

$$I_{complémentaire} = V^{PP} \times |C_{\mathbf{k}_p}|^2 \times |C_{2\mathbf{k}_p}|^2 \quad (3.5)$$

où  $|C_{\mathbf{k}_p}|^2$ ,  $|C_0|^2$  et  $|C_{2\mathbf{k}_p}|^2$  sont respectivement les fractions photoniques des modes pompe, signal et complémentaire. Celles-ci sont représentées en fonction du désaccord sur la figure 3.8(a).

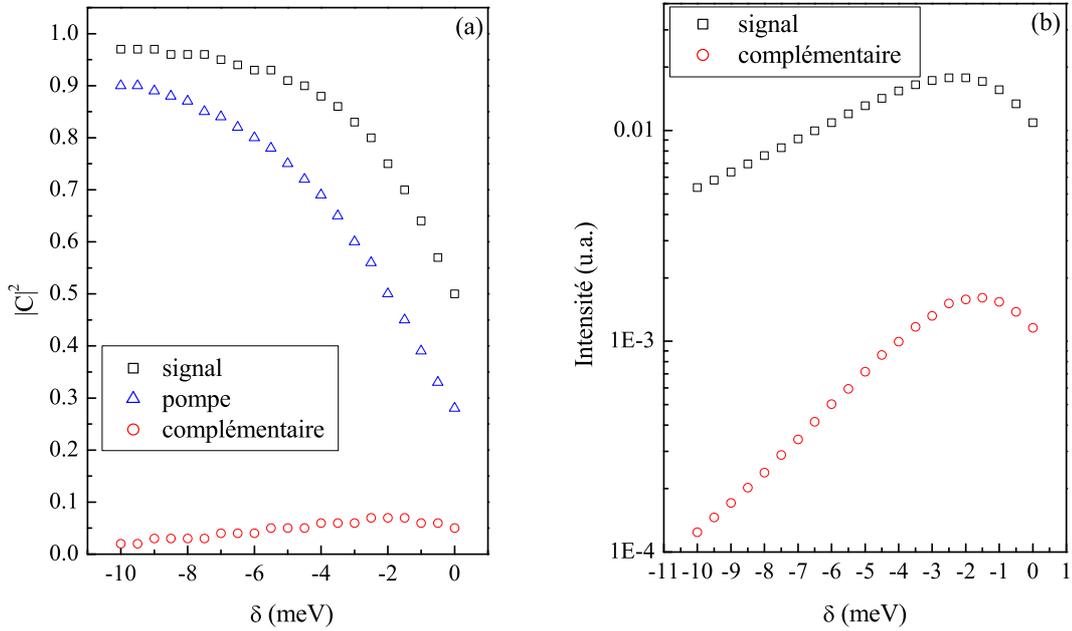


FIG. 3.8 – (a) Composantes photoniques des modes pompe, signal et complémentaire ; (b) Intensités émises par le signal et le complémentaire, en fonction du désaccord exciton-photon  $\delta$  pour le processus paramétrique à l'angle magique dans une microcavité simple.

Les intensités du signal et du complémentaire sont représentées en fonction du désaccord exciton-photon sur la figure 3.8(b).

Le potentiel effectif d'interaction polariton-polariton qui croît fortement à partir de  $\delta \simeq -4$  meV induit une augmentation des intensités à partir de ces désaccords. Inversement, les composantes photoniques des modes signal et complémentaire diminuent lorsque le désaccord tend vers zéro. Lorsque cet effet devient trop important, au-delà de  $\delta \simeq -\hbar\Omega_R/2$ , les intensités du signal et du complémentaire finissent par diminuer. Les intensités sont maximales pour  $\delta \simeq -\hbar\Omega_R/2 \simeq -2$  meV. On vérifie également que le complémentaire, de composante excitonique plus élevée que le signal, est moins couplé à l'extérieur. Finalement, l'efficacité du processus paramétrique à l'angle magique repose sur

un compromis entre les poids excitoniques et photoniques des polaritons signal, pompe et complémentaire.

### 3.2.2 Principe du calcul

Nous adaptons ici le modèle théorique présenté dans les microcavités planaires au cas de la microcavité triple. Ceci revient à faire dans chaque hamiltonien du système une somme sur les trois cavités et à inclure un terme décrivant le couplage optique fort entre cavités.

L'hamiltonien qui décrit le système s'écrit dans la base des états excitonique et photonique comme la somme des termes suivants :

– Hamiltonien libre des excitons et des photons :

$$H_0 = \sum_{j=\{1,2,3\}} \sum_{\mathbf{k}} \left( E_{X,j}(\mathbf{k}) b_{j,\mathbf{k}}^\dagger b_{j,\mathbf{k}} + E_{C,j}(\mathbf{k}) a_{j,\mathbf{k}}^\dagger a_{j,\mathbf{k}} \right) \quad (3.6)$$

où l'opérateur  $b_{j,\mathbf{k}}^\dagger$  est l'opérateur création d'un exciton dans la cavité  $j$  avec un vecteur d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$ , d'énergie  $E_{X,j}(\mathbf{k})$ . L'opérateur  $a_{j,\mathbf{k}}^\dagger$  est l'analogue pour le photon de cavité, d'énergie  $E_{C,j}(\mathbf{k})$ . Nous rappelons que dans la zone des faibles vecteurs d'onde et pour des puits quantiques identiques,  $E_{X,j}(\mathbf{k}) = E_X$ . On suppose que les énergies des modes photoniques non couplés peuvent varier pour ajuster le désaccord exciton-photon.

– Hamiltonien décrivant le couplage entre les trois cavités :

$$H_{CC} = \sum_{\mathbf{k}} \left[ \hbar\Gamma_{12} \left( a_{1,\mathbf{k}} a_{2,\mathbf{k}}^\dagger + a_{1,\mathbf{k}}^\dagger a_{2,\mathbf{k}} \right) + \hbar\Gamma_{23} \left( a_{2,\mathbf{k}} a_{3,\mathbf{k}}^\dagger + a_{2,\mathbf{k}}^\dagger a_{3,\mathbf{k}} \right) \right] \quad (3.7)$$

avec  $\hbar\Gamma_{ij}$  la constante de couplage entre deux cavités consécutives  $i$  et  $j$ . Dans le cas particulier d'une structure composée de miroirs de couplage identiques,  $\hbar\Gamma_{12} = \hbar\Gamma_{23} = \hbar\Gamma$ . Le couplage entre les cavités 1 et 3 est négligeable ( $\hbar\Gamma_{13} = 0$ ).

– Hamiltonien décrivant le couplage linéaire entre un mode de cavité et le mode excitonique du puits qui y est inclus :

$$H_{XC} = \sum_{j=\{1,2,3\}} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\hbar\Omega_R}{2} \left( a_{j,\mathbf{k}} b_{j,\mathbf{k}}^\dagger + a_{j,\mathbf{k}}^\dagger b_{j,\mathbf{k}} \right) \quad (3.8)$$

avec  $\hbar\Omega_R/2$  la constante de couplage de Rabi entre un exciton 1s et un photon de cavité.

– Hamiltonien effectif d'interaction exciton-exciton à l'intérieur d'une cavité  $j$  :

$$H_{XX} = \frac{1}{2} \sum_{j=\{1,2,3\}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_0^{eff} b_{j, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{j, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{j, \mathbf{k}} b_{j, \mathbf{k}'} \quad (3.9)$$

avec  $V_0^{eff} = \frac{6e^2 a_{Bohr}^*}{\epsilon A}$  (cf. partie 1.3.2).

– Hamiltonien décrivant la saturation anharmonique dans le couplage exciton-photon :

$$H_{XC}^{sat} = - \sum_{j=\{1,2,3\}} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_{sat} \left( a_{j, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{j, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{j, \mathbf{k}} b_{j, \mathbf{k}'} + b_{j, \mathbf{k}}^\dagger b_{j, \mathbf{k}'}^\dagger b_{j, \mathbf{k}-\mathbf{q}} a_{j, \mathbf{k}+\mathbf{q}} \right) \quad (3.10)$$

avec  $V_{sat} = \frac{\hbar \Omega_R}{2n_{sat} A}$  (cf. partie 1.3.2).

Six modes propres de polaritons apparaissent en régime de couplage fort exciton-photon dans une microcavité triple. On définit l'opérateur  $p_{l, \mathbf{k}}$  qui annihile un polariton de la branche  $l \in \{1, \dots, 6\}$ , de vecteur d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$  tel que :

$$\begin{pmatrix} b_{1, \mathbf{k}} \\ a_{1, \mathbf{k}} \\ b_{2, \mathbf{k}} \\ a_{2, \mathbf{k}} \\ b_{3, \mathbf{k}} \\ a_{3, \mathbf{k}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{1, \mathbf{k}} \\ d_{2, \mathbf{k}} \\ d_{3, \mathbf{k}} \\ d_{4, \mathbf{k}} \\ d_{5, \mathbf{k}} \\ d_{6, \mathbf{k}} \end{pmatrix} = U_{\mathbf{k}} \begin{pmatrix} p_{1, \mathbf{k}} \\ p_{2, \mathbf{k}} \\ p_{3, \mathbf{k}} \\ p_{4, \mathbf{k}} \\ p_{5, \mathbf{k}} \\ p_{6, \mathbf{k}} \end{pmatrix}$$

$U_{\mathbf{k}}$  est une matrice unitaire de transfert telle que  $d_{i, \mathbf{k}} = \sum_{l \in \{1, \dots, 6\}} (U_{\mathbf{k}})_{i, l} p_{l, \mathbf{k}}$ . Les opérateurs  $b_{\mathbf{k}}$  et  $a_{\mathbf{k}}$  ont été remplacés par l'opérateur généralisé  $d_{i, \mathbf{k}}$  où  $i \in \{1, \dots, 6\}$ . Les opérateurs indicés par des  $i$  impairs correspondent à des opérateurs de type "exciton" et les opérateurs indicés par des  $i$  pairs correspondent à des opérateurs de type "photon". Les éléments de matrice  $(U_{\mathbf{k}})_{i, l}$  sont les coefficients de Hopfield réels étendus à la microcavité triple.

L'hamiltonien décrivant les interactions entre polaritons se déduit des équations (3.9) et (3.10) :

$$H_{PP} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} \sum_{\substack{l_1, l_2, l_3, l_4 \\ \in \{1, \dots, 6\}}} \frac{a_{Bohr}^{*2}}{A} V_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}}^{l_1, l_2, l_3, l_4} p_{l_1, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger p_{l_2, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger p_{l_3, \mathbf{k}} p_{l_4, \mathbf{k}'} \quad (3.11)$$

Cet hamiltonien correspond à un processus de diffusion faisant intervenir 4 polaritons. Chaque polariton  $n \in \{1, 2, 3, 4\}$  est associé à une branche polaritonique  $l_n \in \{1, \dots, 6\}$ . Le processus de diffusion s'interprète comme l'annihilation de deux

polaritons (3 et 4) sur les branches  $l_3$  et  $l_4$ , de vecteurs d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$  et  $\mathbf{k}'$ , et la création de deux polaritons (1 et 2) sur les branches  $l_1$  et  $l_2$ , avec les vecteurs d'onde  $\mathbf{k} + \mathbf{q}$  et  $\mathbf{k}' - \mathbf{q}$ . Le transfert du vecteur d'onde  $\mathbf{q}$  assure la conservation de l'impulsion lors de la diffusion.

Dans  $H_{PP}$ , le potentiel effectif d'interaction polariton-polariton s'écrit :

$$\begin{aligned}
V_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}}^{l_1,l_2,l_3,l_4} &= \frac{6e^2}{\epsilon a_{Bohr}^*} \sum_{i=\{1,3,5\}} (U_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})_{i,l_1} (U_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}})_{i,l_2} (U_{\mathbf{k}})_{i,l_3} (U_{\mathbf{k}'})_{i,l_4} \\
&- \frac{\hbar\Omega_R}{n_{sat} a_{Bohr}^{*2}} \sum_{i=\{1,3,5\}} [(U_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})_{i+1,l_1} (U_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}})_{i,l_2} (U_{\mathbf{k}})_{i,l_3} (U_{\mathbf{k}'})_{i,l_4} \\
&+ (U_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})_{i,l_1} (U_{\mathbf{k}'-\mathbf{q}})_{i,l_2} (U_{\mathbf{k}})_{i,l_3} (U_{\mathbf{k}'})_{i+1,l_4}]
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Dans le cas des processus paramétriques, une seule pompe est utilisée et les deux polaritons pompe de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_p = \mathbf{k} = \mathbf{k}'$  sont photocréés sur la même branche  $l_p = l_3 = l_4$ . Ils sont ensuite diffusés en un polariton signal de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_s = \mathbf{k}' - \mathbf{q}$  sur la branche  $l_s = l_2$  et en un polariton complémentaire de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_c = \mathbf{k} + \mathbf{q}$  sur la branche  $l_c = l_1$  (ou inversement).

Les valeurs des indices  $l_p$ ,  $l_s$  et  $l_c$  et des vecteurs d'onde  $\mathbf{k}_p$ ,  $\mathbf{k}_s$  et  $\mathbf{k}_c$  dépendent du processus paramétrique  $(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p) \rightarrow (\mathbf{k}_s, \mathbf{k}_c)$  que l'on considère (cf. figure 3.9).

Les vecteurs d'ondes doivent vérifier les conditions de conservation de l'impulsion et de l'énergie :

$$\begin{aligned}
2\mathbf{k}_p &= \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_c \\
2E^{(l_p)}(2\mathbf{k}_p) &= E^{(l_s)}(\mathbf{k}_s) + E^{(l_c)}(\mathbf{k}_c)
\end{aligned} \tag{3.13}$$

avec  $E^{(l)}$  l'énergie du polariton de la branche  $l$ .

Les fractions photoniques des modes impliqués dans ce processus sont données par :

$$\begin{aligned}
|C_{signal}|^2 &= \sum_{i=\{2,4,6\}} [(U_{\mathbf{k}_s})_{i,l_s}]^2 \\
|C_{pompe}|^2 &= \sum_{i=\{2,4,6\}} [(U_{\mathbf{k}_p})_{i,l_p}]^2 \\
|C_{complémentaire}|^2 &= \sum_{i=\{2,4,6\}} [(U_{\mathbf{k}_c})_{i,l_c}]^2
\end{aligned} \tag{3.14}$$

où les éléments de matrice  $(U_{\mathbf{k}})_{i,l}$  indicés par des  $i$  pairs sont les coefficients de Hopfield correspondant à la partie photonique des polaritons. On tient compte de la partie photonique d'un seul mode en précisant la valeur de l'indice  $l$ .

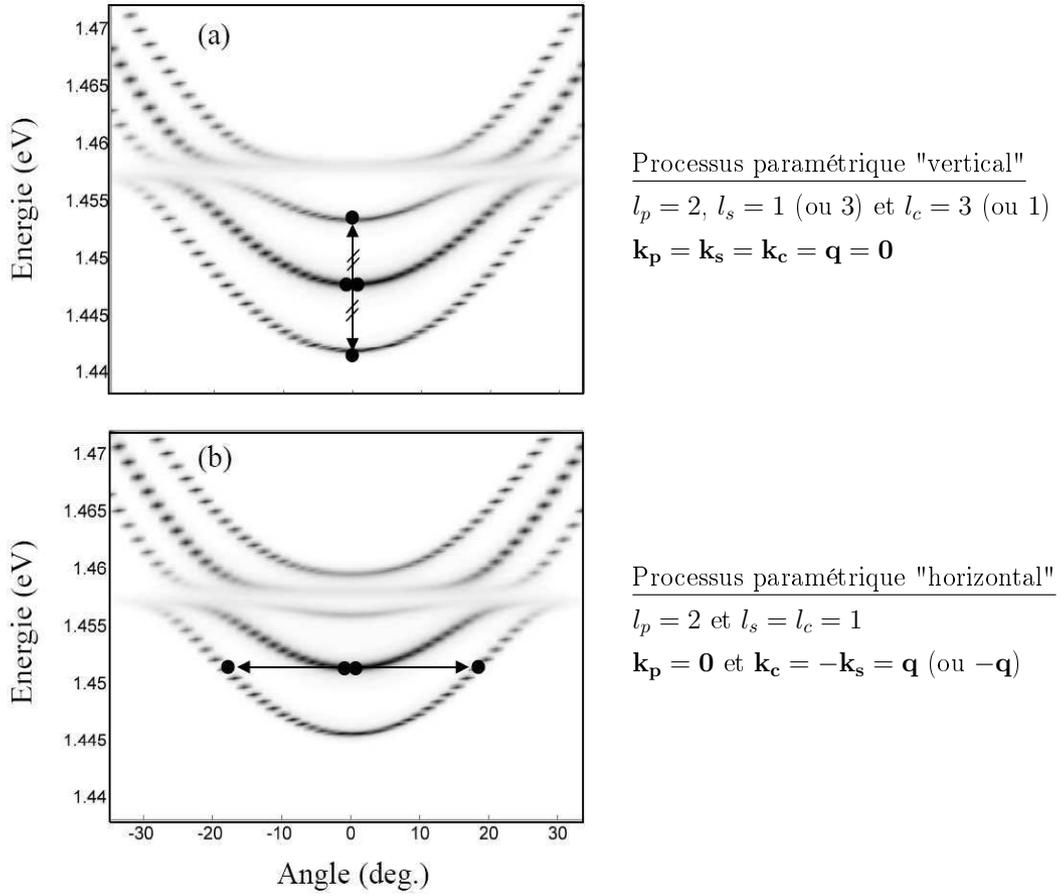


FIG. 3.9 – (a) Processus paramétrique interbranches "vertical". (b) Processus paramétrique interbranches "horizontal".

Finalement, on analyse l'efficacité des processus paramétriques par l'intermédiaire des intensités émises par le mode signal et le mode complémentaire. Ces intensités s'écrivent selon le même modèle que les relations (3.4) et (3.5) :

$$\begin{aligned}
 I_{signal} &= V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \mathbf{q}}^{l_c, l_s, l_p, l_p} \times |C_{pompe}|^2 \times |C_{signal}|^2 \\
 I_{complémentaire} &= V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \mathbf{q}}^{l_c, l_s, l_p, l_p} \times |C_{pompe}|^2 \times |C_{complémentaire}|^2
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

### 3.2.3 Cas du processus paramétrique vertical

Les paramètres utilisés sont les mêmes que ceux de la partie 3.2.1 :  $\hbar\Omega_R = 3.5$  meV,  $\epsilon = n_{GaAs}^2$ ,  $a_{Bohr}^* = 110$  Å, puis  $\hbar\Gamma = 4.5$  meV.

**Conservation de l'énergie :** Avant de calculer l'efficacité du processus paramétrique interbranches "vertical" (cf. figure 3.9(a)), nous devons considérer des

configurations où les conditions de conservation (3.13) sont vérifiées. La conservation de l'impulsion est assurée de manière évidente. En revanche, les trois modes polaritoniques de basse énergie ne sont également espacés en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$  que pour des valeurs particulières des énergies des trois modes photoniques non couplés. Les paramètres ajustables du problème sont donc  $E_{C,1}(\mathbf{0})$ ,  $E_{C,2}(\mathbf{0})$  et  $E_{C,3}(\mathbf{0})$ . Nous verrons au chapitre 4 que ces énergies sont ajustées dans la pratique grâce à un double gradient croisé introduit volontairement dans la microcavité triple.

Si l'énergie de la première cavité est fixée, il existe une gamme de valeurs pour  $E_{C,2}(\mathbf{0})$  et  $E_{C,3}(\mathbf{0})$  telles que  $x = 2E^{(2)}(\mathbf{0}) - E^{(1)}(\mathbf{0}) - E^{(3)}(\mathbf{0}) = 0$ . Un exemple de solution est donné sur la figure 3.10.

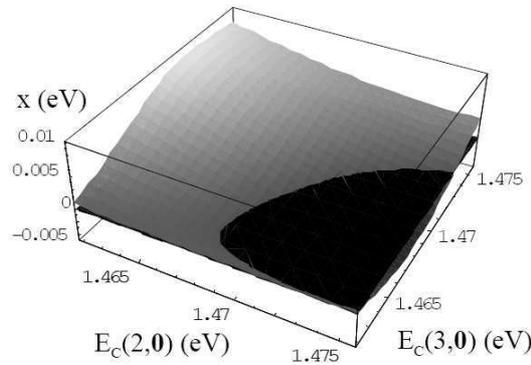


FIG. 3.10 – Graphique en trois dimensions représentant l'intersection de la surface  $x = 2E^{(2)}(\mathbf{0}) - E^{(1)}(\mathbf{0}) - E^{(3)}(\mathbf{0})$  avec le plan  $x = 0$ , en fonction des paramètres  $E_{C,2}(\mathbf{0})$  et  $E_{C,3}(\mathbf{0})$  pour la valeur fixée de  $E_{C,1}(\mathbf{0}) = E_X - 6\text{meV}$ .

**Désaccord :** Jusqu'à présent, le désaccord  $\delta$  était défini par rapport à l'énergie des modes de cavité non couplés ( $\delta = E_C(\mathbf{0}) - E_X$ , avec  $E_C(\mathbf{0})$  l'énergie du mode de cavité non couplé en  $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ ). Cette définition est la plus naturelle et correspond au désaccord utilisé pour les microcavités simples. Néanmoins, dans la suite, nous préférons introduire un désaccord défini par rapport à l'énergie du mode de pompe qui est plus adapté aux expériences sur l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités triples. Celui-ci s'écrit :

$$\delta = E^{(lp)}(\mathbf{k}_p) - E_X$$

avec  $E^{(lp)}(\mathbf{k}_p)$  l'énergie du mode de pompe en  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_p$ .

Il existe trois paramètres ajustables dans notre problème (les trois énergies des modes de cavité non couplés, ou bien trois désaccords). Par soucis de simplicité, nous ne ferons varier qu'un seul désaccord dans la suite.

**Fractions photoniques :** Nous présentons sur la figure 3.11 les valeurs des composantes photoniques des modes pompe, signal et complémentaire dont dépendent les intensités du signal et du complémentaire, en fonction du désaccord.

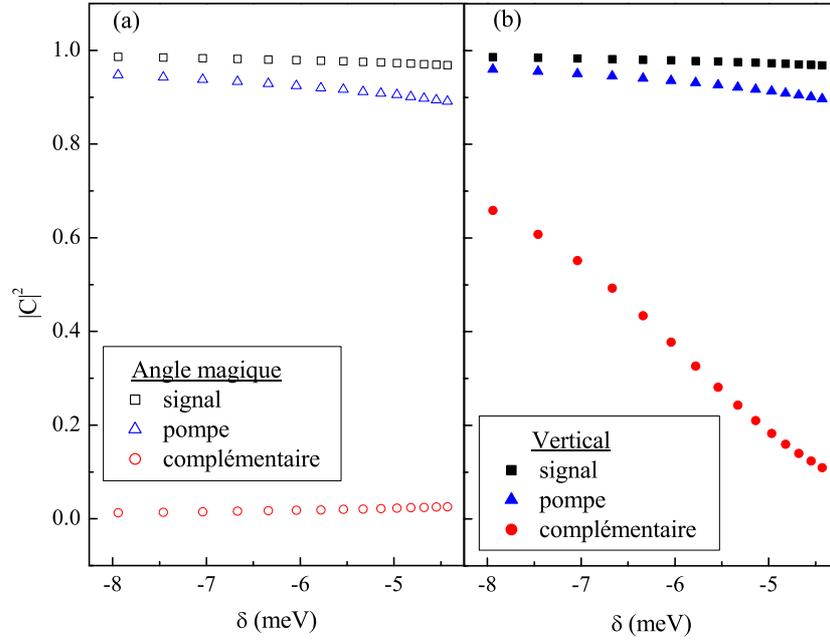


FIG. 3.11 – Composantes photoniques des modes pompe, signal et complémentaire en fonction du désaccord  $\delta$  dans le processus de diffusion paramétrique (a) à l'angle magique, (b) vertical.

Dans le cas du processus à l'angle magique (cf. figure 3.11(a)), on vérifie que les polaritons signal et pompe ont une fraction photonique très importante pour l'ensemble des désaccords, contrairement au polariton complémentaire. Ce résultat est identique à ce qui est connu dans les microcavités planaires simples.

Dans le cas du processus "vertical" (cf. figure 3.11(b)), les composantes photoniques des modes signal et pompe ont le même comportement en fonction de  $\delta$ . Elles sont quasiment égales aux composantes photoniques des modes signal et pompe dans le processus à l'angle magique. En revanche, la fraction photonique du complémentaire est beaucoup plus élevée que dans la situation du processus à l'angle magique. Celle-ci diminue avec le désaccord (en valeur absolue) puisque la dispersion de la troisième branche du polariton bas tend vers celle de l'exciton.

**Potentiel d'interaction :** Sur la figure 3.12 est représenté en fonction du désaccord le potentiel effectif d'interaction pour le processus paramétrique à l'angle magique,  $V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \pm \mathbf{k}_p}^{1,1,1,1}$ , et pour le processus paramétrique vertical,  $V_{\mathbf{0}, \mathbf{0}, \mathbf{0}}^{3(1), 1(3), 2, 2}$ .

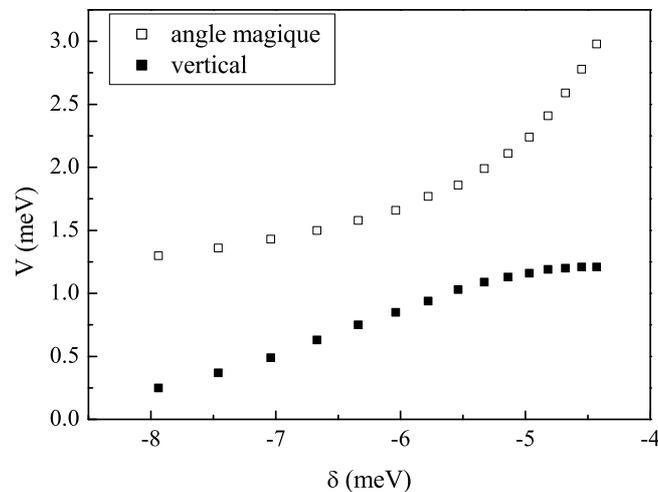


FIG. 3.12 – Potentiel effectif d'interaction du processus à l'angle magique ( $V_{\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_p, \pm \mathbf{k}_p}^{1,1,1,1}$ ) et du processus "vertical" ( $V_{\mathbf{0}, \mathbf{0}, \mathbf{0}}^{3(1), 1(3), 2, 2}$ ) en fonction du désaccord  $\delta$ .

Nous retrouvons le même comportement du potentiel d'interaction en fonction de  $\delta$  pour le processus à l'angle magique dans les microcavités triples que dans les microcavités simples. La configuration du processus étant tout à fait similaire dans les deux systèmes, ce résultat était attendu.

Le potentiel d'interaction relatif au processus "vertical" est plus faible que le potentiel d'interaction relatif au processus à l'angle magique. La composante excitonique du mode complémentaire dans le processus "vertical", qui intervient dans le calcul du potentiel d'interaction, est en effet inférieure dans ce cas. L'interaction entre polaritons dans le processus "vertical" est maximale pour des désaccords de l'ordre de  $-5$  meV.

**Intensités :** La valeur du potentiel d'interaction ne reflète qu'une partie de l'efficacité des processus paramétriques. Pour conclure, nous devons considérer le taux d'émission des modes signal et complémentaire défini par les relations (3.15) et représenté sur la figure 3.13.

Les intensités du signal et du complémentaire dans le processus à l'angle magique augmentent avec le désaccord, ce qui a déjà été mis en évidence dans la partie 3.2.1. En raison du poids excitonique important du mode complémentaire, les intensités entre le signal et le complémentaire demeurent très différentes.

Dans le cas du processus "vertical", l'intensité est maximale en  $\delta \simeq -5$  meV pour le signal et en  $\delta \simeq -6.5$  meV pour le complémentaire. Dès que  $\delta \lesssim -5$  meV, l'intensité du complémentaire est beaucoup plus élevée que dans la configura-

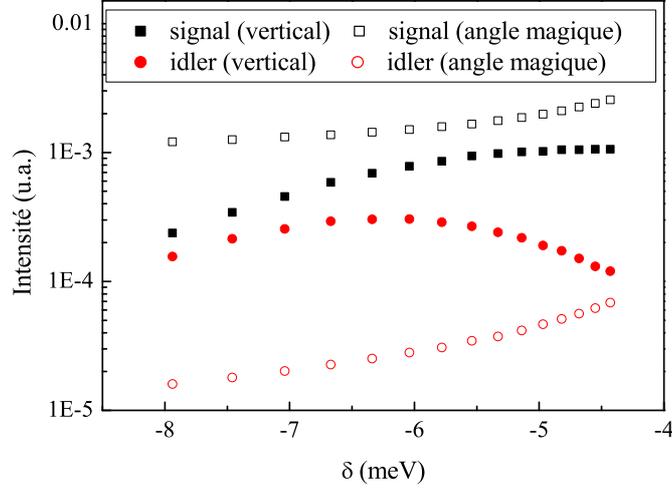


FIG. 3.13 – Intensités émises par le signal (carrés) et le complémentaire (ronds) en fonction du désaccord  $\delta$  dans le processus à l'angle magique (symboles vides) et le processus "vertical" (symboles pleins).

tion à l'angle magique. Ce résultat s'explique par la fraction photonique élevée du complémentaire à ces désaccords. Le rapport d'intensités entre le signal et le complémentaire diminue avec le désaccord jusqu'à être quasiment égal à 1 pour des désaccords très négatifs. Un processus paramétrique interbranches "vertical" dans la microcavité triple peut ainsi conduire à des faisceaux quasi-équilibrés en intensité.

En conclusion, pour les désaccords négatifs étudiés, le processus paramétrique "vertical" conduit à un signal d'intensité plus faible que dans les microcavités simples tandis que les intensités du complémentaire sont du même ordre de grandeur. L'efficacité du processus interbranches dans une structure multiple reste néanmoins comparable à celle du processus intrabranche dans une microcavité plane simple. Des phénomènes de diffusion paramétrique peuvent donc a priori être mis en évidence dans notre nouveau système. D'après cette étude théorique, le désaccord optimum pour observer un complémentaire d'intensité maximale, avec un bon équilibre entre les intensités du signal et du complémentaire, est  $\delta \simeq -6$  meV.

### 3.2.4 Cas du processus paramétrique horizontal

Le processus paramétrique interbranches "horizontal" (cf. figure 3.9(b)) est toujours autorisé par les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Le désaccord est défini de la même façon que dans le cas du processus "vertical" :  $\delta = E^{(2)}(\mathbf{0}) - E_X$ .

Le potentiel effectif d'interaction  $V_{\mathbf{0},\mathbf{0},\pm\mathbf{q}}^{1,1,2,2}$  et les intensités du signal et du complémentaire sont représentés en fonction du désaccord sur la figure 3.14. Les résultats obtenus dans le cas du processus "vertical" y sont superposés.

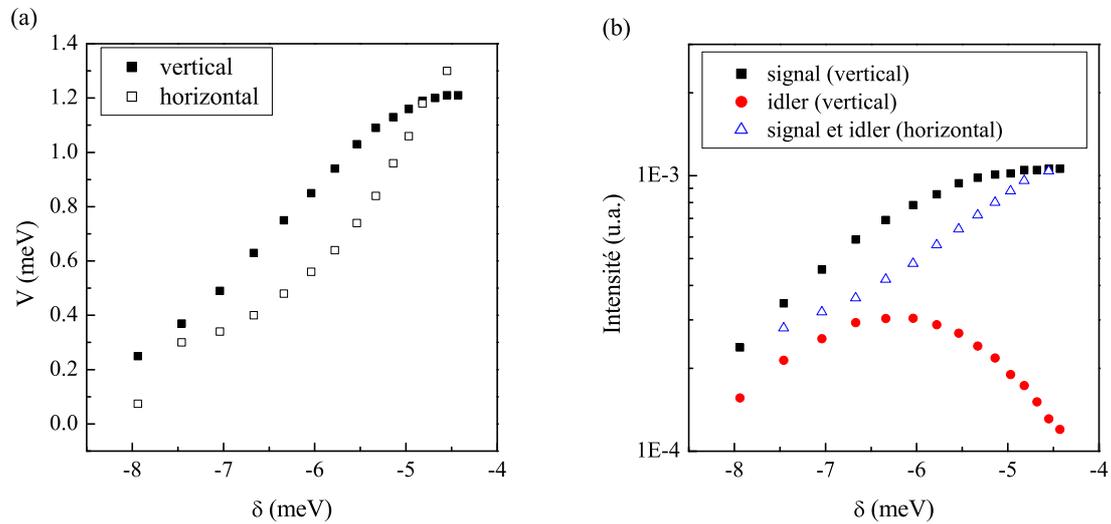


FIG. 3.14 – (a) Potentiel effectif d'interaction du processus "horizontal" ( $V_{\mathbf{0},\mathbf{0},\pm\mathbf{q}}^{1,1,2,2}$ ) et du processus "vertical" ( $V_{\mathbf{0},\mathbf{0},\mathbf{0}}^{3(1),1(3),2,2}$ ) en fonction du désaccord  $\delta$ . (b) Intensités du signal et du complémentaire (triangles) dans le processus "horizontal" superposées à celles du signal (carrés) et du complémentaire (ronds) dans le processus "vertical" en fonction du désaccord  $\delta$ .

Comme attendu, nous vérifions que les intensités du signal et du complémentaire sont égales dans la configuration horizontale du processus paramétrique. Le potentiel d'interaction relatif au processus "horizontal" est comparable à celui du processus "vertical". Par exemple, pour le désaccord optimum  $\delta = -6.5$  meV,  $V_{\mathbf{0},\mathbf{0},\pm\mathbf{q}}^{1,1,2,2} = 0.437$  meV, et les intensités du signal et du complémentaire sont alors  $I_{\text{signal}} = I_{\text{complémentaire}} = V_{\mathbf{0},\mathbf{0},\pm\mathbf{q}}^{1,1,2,2} \times |C_{\text{pompe}}|^2 \times |C_{\text{signal}}|^2 = 3.87 \times 10^{-4}$  u.a.

Dans la situation particulière où le processus "vertical" est autorisé par la condition de conservation de l'énergie, ces deux processus sont en compétition.

### 3.3 Perspectives

Dans les structures multiples, c'est finalement en agissant sur l'espace des phases du photon que les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie sont vérifiées. Contrairement au cas des microcavités uniques où le régime de couplage fort exciton-photon est indispensable pour l'observation de l'oscillation paramétrique, il est possible d'exploiter les trois modes photoniques couplés afin de mettre en évidence des processus paramétriques en régime de couplage faible. Dans ce cas, les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie peuvent être satisfaites. Les processus "vertical" et "horizontal" précédemment décrits en régime de couplage fort exciton-photon sont schématisés sur la figure 3.15 dans le cas du couplage faible. Le calcul de l'efficacité du processus paramétrique dans ce cas reste à faire, mais la démonstration expérimentale a été effectuée (voir chapitre 4).

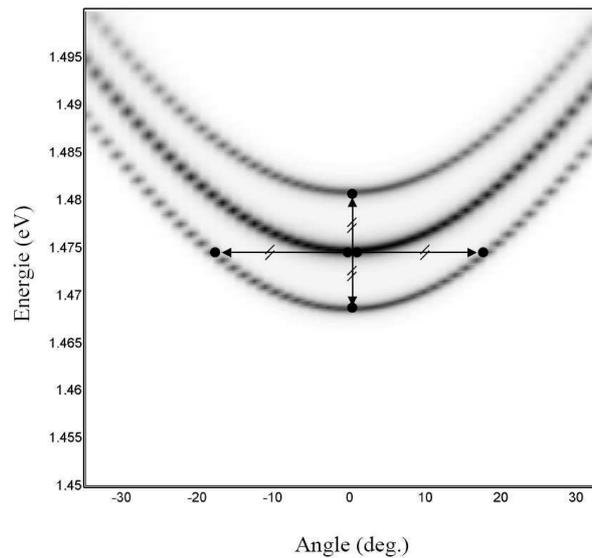


FIG. 3.15 – *Processus de diffusion paramétrique "horizontal" et "vertical" en régime de couplage faible exciton-photon.*

### 3.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un nouveau schéma de micro-oscillateur paramétrique optique triplement résonant, imaginé au laboratoire. La nouvelle structure est composée de trois cavités fortement couplées entre elles (couplage optique) dans lesquelles sont insérés les puits quantiques (milieu actif) à l'origine des non-linéarités. Trois modes résonants de polaritons en régime de couplage fort exciton-photon, ou trois modes de photons en régime de couplage faible

exciton-photon, sont alors accessibles pour les fréquences paramétriques. Les deux processus paramétriques interbranches "vertical" et "horizontal" que nous avons décrits dans ce chapitre nous intéressent particulièrement pour répondre aux limitations des microcavités simples ou des fils photoniques. Les états finaux ont des composantes photoniques importantes voire égales et le couplage fort n'est plus indispensable pour satisfaire les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie.

Le calcul de l'efficacité de ces différents processus en régime de couplage fort exciton-photon montre, en comparaison avec les microcavités simples, que leur observation expérimentale est a priori possible. Le prochain chapitre est dédié à la mise en évidence expérimentale d'un régime d'oscillation paramétrique optique dans des microcavités triples.

# Chapitre 4

## Micro-OPO

Ce chapitre expérimental, qui présente les résultats les plus marquants de ce travail de thèse, est consacré à l'oscillation paramétrique optique dans les microcavités triples de semiconducteurs [103]. Comme dans le cas des fils photoniques (cf. chapitre 2), des processus paramétriques interbranches peuvent être imaginés dans ces nouveaux systèmes du fait de la présence d'un multiplet de branches polaritoniques en régime de couplage fort exciton-photon. Nous nous attachons ici à mettre en évidence expérimentalement les deux configurations de processus que nous avons présentées de manière théorique au chapitre 3 : le processus paramétrique "vertical", configuration non dégénérée, où le signal, la pompe et le complémentaire sont en  $0^\circ$  ; et le processus paramétrique "horizontal", configuration dégénérée, où la pompe est injectée à incidence normale et le signal et le complémentaire sont émis à des angles opposés.

Nous montrons que l'oscillation paramétrique optique existe dans la microcavité triple en régime de couplage fort exciton-photon. Mais le résultat le plus original est l'observation de l'oscillation paramétrique en régime de couplage faible. Contrairement aux microcavités planaires uniques et aux fils photoniques, le couplage fort n'est plus indispensable pour satisfaire les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. Ainsi, l'action sur l'espace des phases du photon dans les microcavités triples permet pour la première fois l'extension de l'étude de l'oscillation paramétrique au régime de couplage faible. Les trois modes de cavité couplés sont en effet désormais accessibles pour les fréquences paramétriques.

L'oscillation paramétrique dans la configuration horizontale est aussi un résultat très intéressant puisqu'elle conduit à l'équilibre parfait des intensités du signal et du complémentaire. Nous verrons dans le dernier chapitre du manuscrit comment cette propriété du processus paramétrique "horizontal" nous a permis de mesurer des corrélations quantiques entre le signal et le complémentaire.

Ces deux résultats principaux constituent une importante avancée dans l'amélioration de l'efficacité de collection des faisceaux émis et dans la réalisation d'un micro-OPO.

Durant ce travail de thèse, nous avons étudié deux échantillons, différents par le nombre de puits quantiques et par leur finesse de cavité, que nous caractérisons dans le paragraphe 4.1. Dans le paragraphe 4.2, nous nous intéressons au processus paramétrique "vertical" dans les deux régimes de couplage exciton-photon fort et faible, avant de passer à une étude en puissance de l'oscillation paramétrique dans chacun des échantillons. Nous mettons notamment en évidence un régime particulier d'oscillation paramétrique intracavité qui est décrit dans l'annexe B. Dans le paragraphe 4.3, nous nous concentrons sur le processus paramétrique "horizontal". Le dispositif expérimental d'imagerie par caméra CCD permettant la détection de l'émission en champ lointain des échantillons y est décrit. Nous verrons que la caractérisation précise de cette émission révèle notamment que la symétrie du cristal composant les cavités résonantes est responsable de la sélection des modes impliqués dans l'oscillation paramétrique "horizontale". Enfin, nous proposons dans le paragraphe 4.4 un schéma d'injection électrique des microcavités triples en vue de la réalisation à long terme d'un oscillateur paramétrique optique intégré dans une microstructure de semiconducteurs.

## 4.1 Caractérisation des microcavités triples

*Dans ce paragraphe, nous commençons par la description des deux échantillons de microcavités triples que nous avons étudiés pendant ce travail de thèse (Partie 4.1.1). Pour chaque échantillon, nous caractérisons, par des mesures de spectroscopie résolue en angle, l'émission dans le régime linéaire (Partie 4.1.2). Nous confrontons ces caractérisations au modèle théorique exposé au chapitre 3.*

### 4.1.1 Description des échantillons

Les deux échantillons de microcavités triples MT1 et MT2 que nous avons étudiés ont été fabriqués par épitaxie par jets moléculaires au Laboratoire de Photonique et Nanostructures de Marcoussis, par A. Lemaître. Les miroirs de Bragg sont constitués par un empilement de couches GaAs/AlAs ; le GaAs forme les trois cavités et constitue aussi la barrière des puits quantiques d' $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  que l'on insère dans chacune d'elles.

La structure des deux échantillons est détaillée sur les figures 4.1 et 4.2. L'échantillon MT1 correspond au schéma de principe que nous avons décrit de façon théorique dans le chapitre 3. Nous rappelons qu'il est composé de trois cavités  $\lambda$  contenant chacune un puits quantique. Le nombre de paires de couches dans les miroirs de Bragg est, du miroir supérieur (en contact avec l'air) au substrat de GaAs, 13/13.5/13.5/13.5. L'échantillon MT2 est composé de trois cavités  $\lambda$  qui contiennent chacune neuf puits quantiques. Le nombre de paires de couches dans les miroirs de Bragg est, du miroir supérieur au substrat, 15/11.5/11.5/18.5.

L'épaisseur totale des échantillons est de l'ordre de  $8 \mu\text{m}$  et les substrats ont été polis afin d'effectuer des expériences en transmission. La finesse totale imposée par l'épaisseur des miroirs externes est différente dans les deux échantillons : MT1 possède une finesse de 740 tandis que MT2 une finesse de 1350.

Nous discuterons dans la partie 4.2.2.c de l'influence de la finesse de la microcavité triple ainsi que du nombre de puits quantiques par cavité sur le régime d'oscillation paramétrique optique.

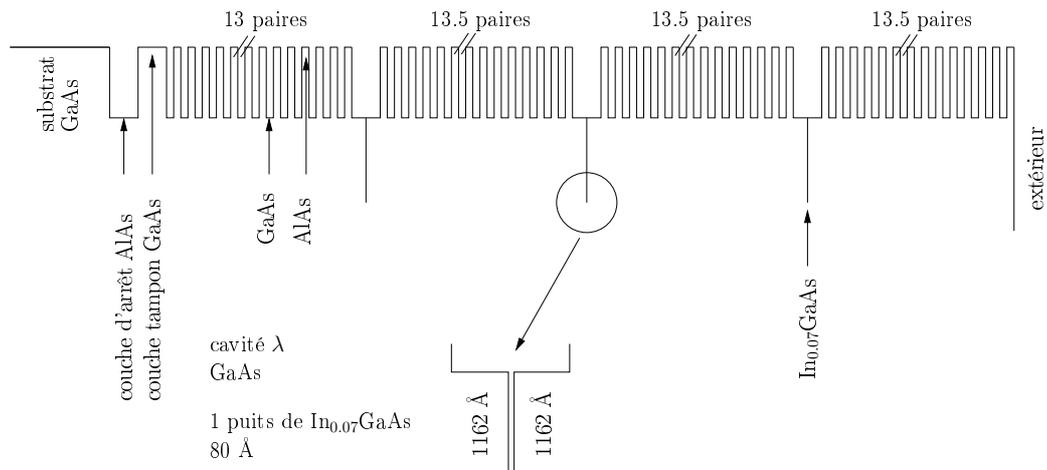


FIG. 4.1 – Structure de l'échantillon MT1. Profil de la bande de conduction le long de l'axe de croissance.

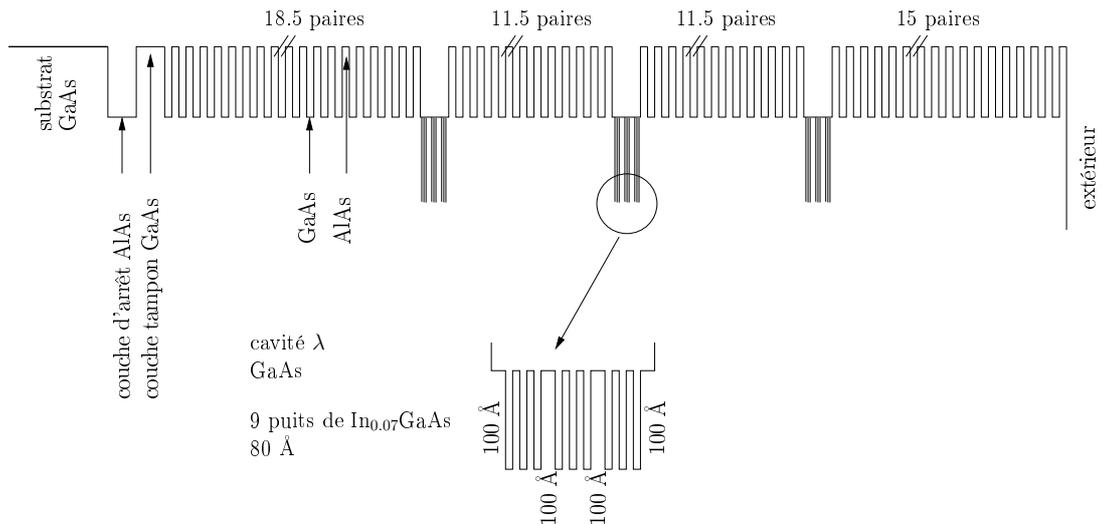


FIG. 4.2 – Structure de l'échantillon MT2. Profil de la bande de conduction le long de l'axe de croissance.

Comme pour les microcavités simples, un gradient d'épaisseur peut être introduit dans une ou plusieurs cavités. Pour plus de flexibilité, les gradients sont réalisés dans deux des trois cavités, dans des directions orthogonales (cf. figure 4.3). Ainsi, les énergies des modes de cavité varient légèrement, indépendamment les unes par rapport aux autres, en fonction de la position sur l'échantillon. Ce double gradient croisé permet d'ajuster les énergies des modes photoniques et de modifier le désaccord exciton-photon pendant l'expérience. On peut alors trouver une configuration où la diffusion paramétrique "verticale" est autorisée par les conditions de conservation de l'énergie (i.e. modes également espacés en énergie).

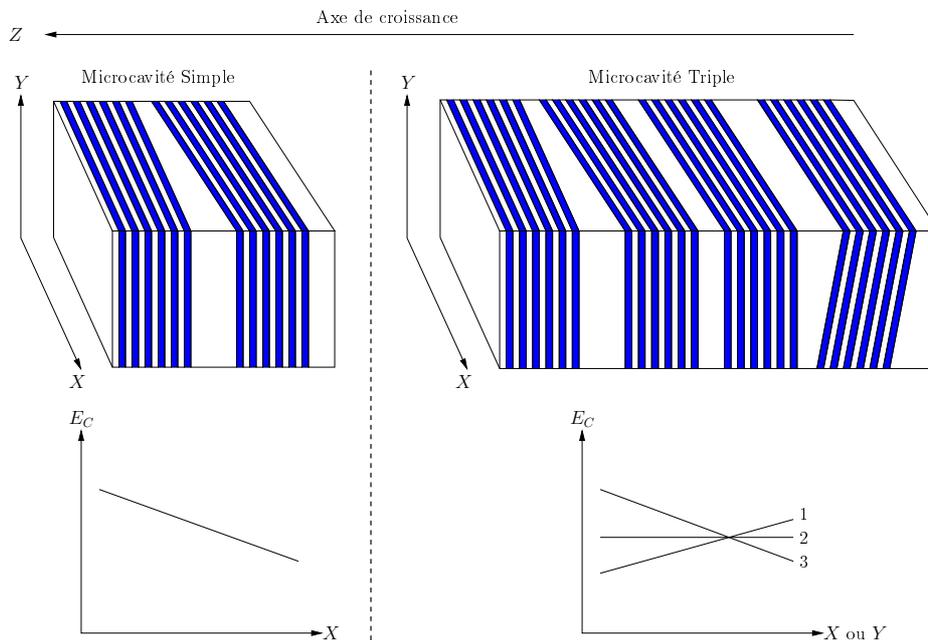


FIG. 4.3 – Schémas de principe représentant les gradients d'épaisseur dans une microcavité simple (selon  $X$ ) et dans une microcavité triple (selon  $Y$  dans la cavité 1 et selon  $X$  dans la cavité 3) (l'échelle n'est pas respectée). La variation de l'énergie des modes de cavité non couplés en fonction de la position sur la surface de l'échantillon est schématisée pour chaque structure.

### 4.1.2 Caractérisation

Nous avons caractérisé les échantillons à l'aide du montage expérimental de spectroscopie de photoluminescence résolue en angle décrit dans le chapitre 2. Ceci consiste à enregistrer l'intensité émise en faisant varier l'angle de détection à une longueur d'onde d'excitation fixée pour un spectre de photoluminescence.

Sous excitation continue non résonante, à faible puissance d'excitation ( $P_{exc} < 10$  mW) et à basse température (6 K), nous mesurons en transmission l'intensité

émise par l'échantillon en fonction de l'angle de détection. La dispersion des modes de polaritons en régime linéaire est obtenue en repérant l'énergie des maxima d'intensité pour chaque angle. La représentation des résultats prend en compte l'information sur l'intensité.

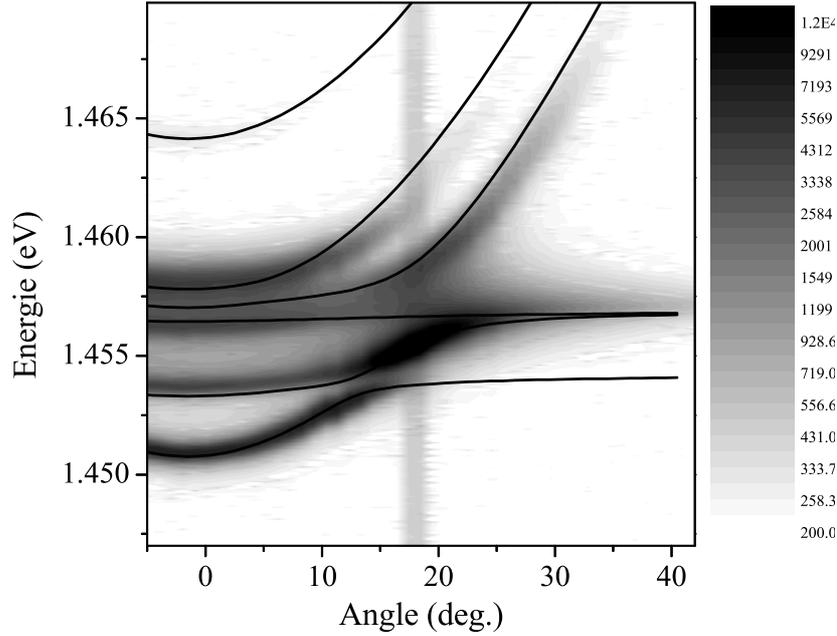


FIG. 4.4 – *Caractérisation de l'échantillon MT1 : dispersion en énergie des polaritons mesurée en transmission et calculée d'après le modèle des oscillateurs couplés (traits continus).  $\delta = -1$  meV. Paramètres pour le calcul de la dispersion : les énergies des excitons  $E_{X,1} = E_{X,2} = 1.4569$  eV,  $E_{X,3} = 1.4542$  eV, la constante de couplage entre deux cavités consécutives  $\hbar\Gamma = 4.3$  meV, le dédoublement de Rabi  $\hbar\Omega_R = 3.6$  meV et les énergies des cavités non couplées  $E_{C,1} = 1.4565$  eV,  $E_{C,2} = 1.4585$  eV et  $E_{C,3} = 1.4560$  eV.*

**Échantillon MT1 :** Sur la figure 4.4 sont représentées les dispersions mesurées et calculées dans le modèle des oscillateurs couplés (cf.chapitre 3) de l'échantillon MT1. Cinq modes de polaritons sont clairement visibles tandis que l'émission du mode de plus haute énergie est très peu intense.

Un anticroisement supplémentaire entre un des trois modes excitoniques et le mode photonique couplé de plus basse énergie apparaît vers  $13^\circ$  à 1.454 eV. Les trois excitons n'ont pas tous la même énergie dans cette structure du fait de la présence d'un puits quantique d'épaisseur légèrement différente des deux autres (variation d'épaisseur apparue à la suite de problèmes de croissance) : la différence des énergies des excitons  $\Delta E_X = 2.7$  meV correspond à une variation

de la largeur du puits, estimée dans le cas de puits infinis, de 1% ( $\Delta L \simeq 0.85 \text{ \AA}$ ), soit un peu plus de deux monocouches. Les paramètres utilisés pour reproduire la dispersion expérimentale ont été ajustés en conséquence.

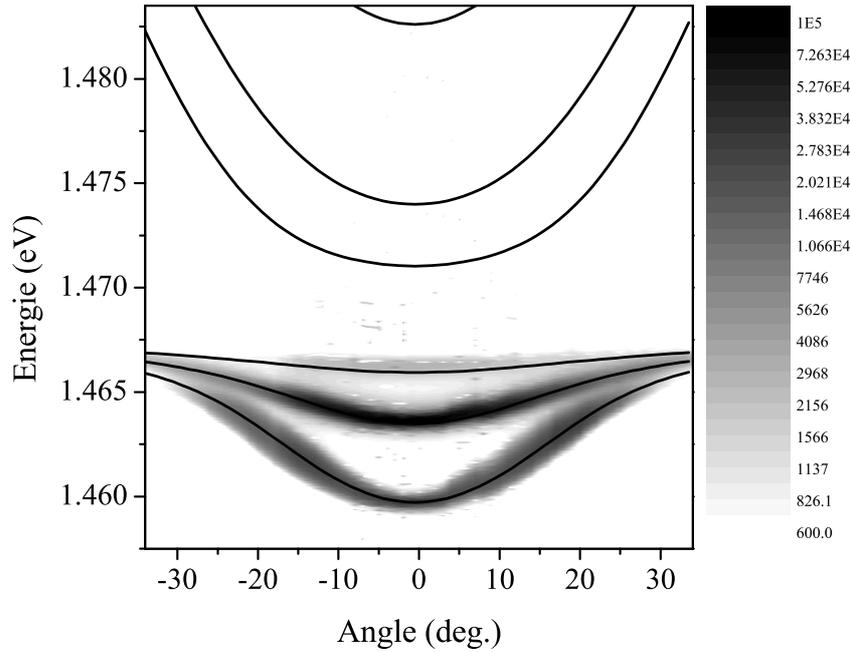


FIG. 4.5 – Caractérisation de l'échantillon MT2 : dispersion en énergie des polaritons mesurée et calculée d'après le modèle des oscillateurs couplés (traits continus).  $\delta = +3.5 \text{ meV}$ . Paramètres pour le calcul de la dispersion : l'énergie de l'exciton  $E_X = 1.4677 \text{ eV}$ , la constante de couplage entre deux cavités consécutives  $\hbar\Gamma = 6.1 \text{ meV}$ , le dédoublement de Rabi  $\hbar\Omega_R = 10.4 \text{ meV}$  et les énergies des cavités non couplées  $E_{C,1} = 1.4699 \text{ eV}$ ,  $E_{C,2} = 1.4741 \text{ eV}$  et  $E_{C,3} = 1.4695 \text{ eV}$ .

**Échantillon MT2 :** Sur la figure 4.5 sont représentées les dispersions mesurées et calculées dans le modèle des oscillateurs couplés de l'échantillon MT2. Seuls les trois modes de polaritons de basse énergie sont visibles en photoluminescence dans cet échantillon.

Le dédoublement de Rabi, déduit du modèle des oscillateurs couplés, vérifie :

$$\hbar\Omega_R^{(MT2)} \simeq 3\hbar\Omega_R^{(MT1)} \simeq \sqrt{N^{(MT2)}} \times \hbar\Omega_R^{(MT1)}$$

avec  $N^{(MT2)}$  le nombre de puits quantiques dans chaque cavité de l'échantillon MT2. On retrouve expérimentalement et théoriquement que le dédoublement de Rabi est proportionnel à la racine carré du nombre de puits quantiques [47].

## 4.2 Oscillation paramétrique optique verticale

*Ce paragraphe est consacré à la mise en évidence expérimentale du processus paramétrique interbranches "vertical" décrit dans le chapitre 3. Nous montrons qu'une oscillation paramétrique optique "verticale" est obtenue aussi bien en régime de couplage fort exciton-photon qu'en régime de couplage faible (Partie 4.2.1). Nous présentons ensuite une étude en puissance (Partie 4.2.2). Nous comparons enfin les valeurs des seuils observés dans les deux structures et nous montrons comment ces derniers dépendent des caractéristiques intrinsèques des échantillons.*

### 4.2.1 Mise en évidence

#### 4.2.1.a En régime de couplage faible

La figure 4.6 présente l'émission résolue en angle de l'échantillon MT1 pour une excitation continue résonante, à incidence normale, du deuxième mode photonique couplé d'énergie  $E_C^{(2)}(\mathbf{0}) = \hbar\omega_p = 1.4636$  eV (i.e. la pompe).

**Fond d'émission :** On distingue trois modes dont les dispersions ne présentent aucune signature de couplage fort. L'émission mesurée est caractéristique du régime de couplage faible. La position du spot laser sur la surface de l'échantillon a été ajustée afin d'observer les trois modes photoniques couplés également espacés en énergie en  $0^\circ$  (i.e. situation où les trois cavités sont résonantes). Les conditions sont alors réunies pour mettre en évidence une oscillation paramétrique "verticale".

**Emission aux faibles angles :** Une forte émission, spectralement étroite ( $\gamma < 0.15$  meV, limite de la résolution spectrale du spectromètre), apparaît au-dessus d'une puissance seuil, au niveau du premier mode photonique couplé d'énergie  $E_C^{(1)}(\mathbf{0}) = \hbar\omega_s = 1.4574$  eV (le signal), ainsi qu'au niveau du troisième mode photonique couplé d'énergie  $E_C^{(3)}(\mathbf{0}) = \hbar\omega_c = 1.4697$  eV (le complémentaire).

Cette émission, qui n'est pas centrée uniquement en  $0^\circ$ , montre les signatures caractéristiques d'un processus paramétrique avec la conservation de l'énergie ( $2\hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_c$ ) et la conservation du vecteur d'onde ( $2\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_c$ ). Ces conditions sont en effet bien reflétées par la dispersion négative du mode complémentaire (en opposition à la dispersion positive du mode de cavité conventionnel) qui est symétrique à la dispersion du mode signal. Étant donnée la faible finesse de l'échantillon (740), la diffusion paramétrique peut générer, dans la largeur du mode, des paires de photons de vecteurs d'onde nuls ainsi que des paires de photons de vecteurs d'onde opposés. Par exemple, on trouve une situation où un

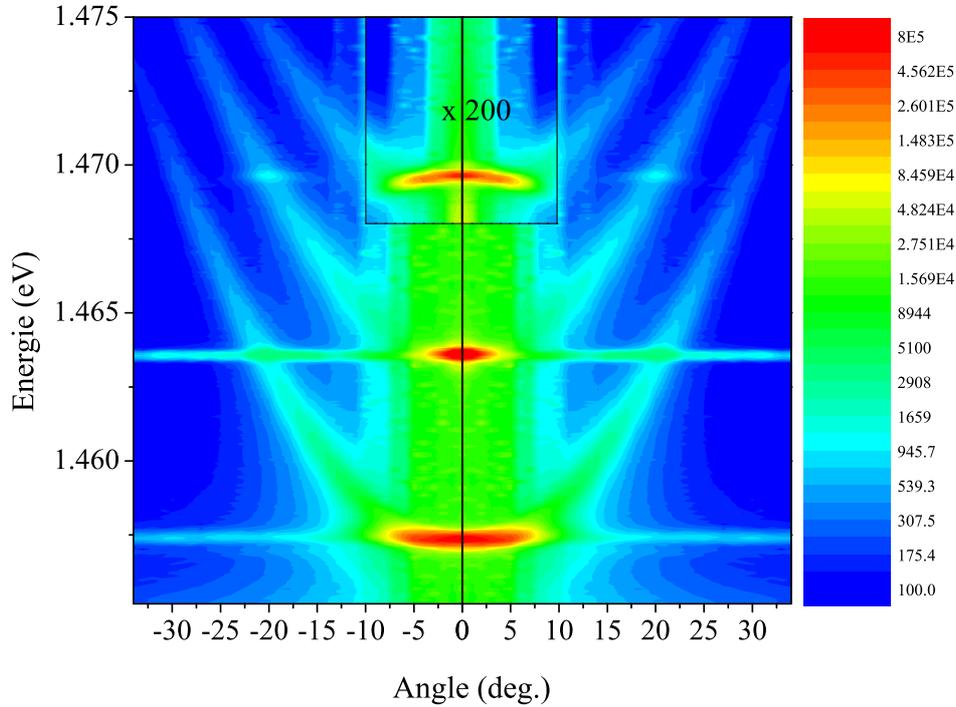


FIG. 4.6 – *Emission résolue en angle de la microcavité triple MT1, mesurée en transmission, à  $T=6$  K, pour une excitation résonante du deuxième mode de cavité couplé, à 1.4636 eV. La puissance de pompe est de  $28 \text{ kW/cm}^2$  et le désaccord exciton-photon  $\delta = +10 \text{ meV}$ . Un polariseur en position croisée par rapport à la polarisation du faisceau incident minimise l'effet parasite de la transmission du laser à travers la structure. L'émission du troisième mode autour de  $0^\circ$  a été multipliée par un facteur 200.*

photon complémentaire à  $\pm 5^\circ$  est associé à un photon signal à  $\mp 5^\circ$  (cf. figure 4.7).

**Emission aux grands angles :** D'autres mécanismes de diffusion "parasites", semblables au processus paramétrique interbranches "horizontal" décrit au chapitre 3, peuvent être mis en évidence. Ceux-ci sont schématisés sur la figure 4.8 lorsque les trois modes photoniques couplés sont situés au-dessus du mode excitonique ( $\delta \gg \hbar\Omega_R$ ).

Des processus de diffusion des modes signal, pompe et complémentaire vers le réservoir excitonique (ronds vides) ainsi que des processus de diffusion des modes de pompe et du complémentaire vers les deux premiers modes photoniques couplés (ronds pleins) existent dans cette configuration. Dans l'expérience, seule la diffusion du mode complémentaire vers le deuxième mode photonique couplé est visible à  $\pm 20^\circ$ . Le signal n'est pas influencé par ce type de diffusion.

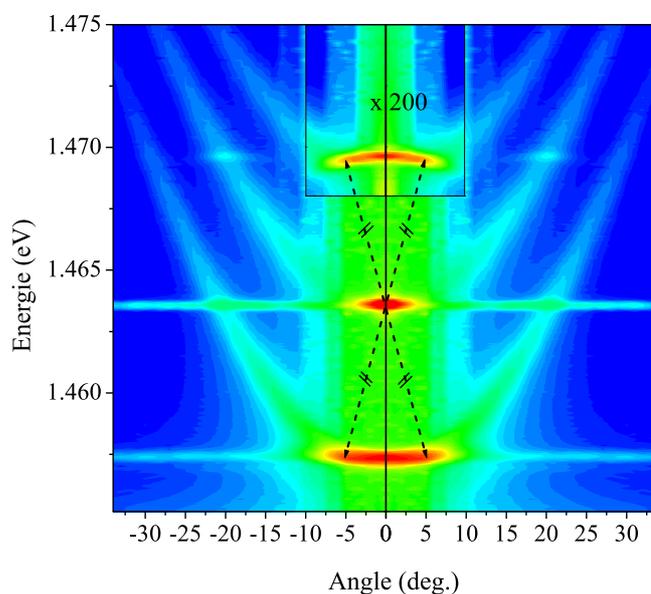


FIG. 4.7 – Deux processus paramétriques, où un photon complémentaire à  $\pm 5^\circ$  est associé à un photon signal à  $\mp 5^\circ$ , sont schématisés sur la figure représentant l'émission résolue en angle de MT1.

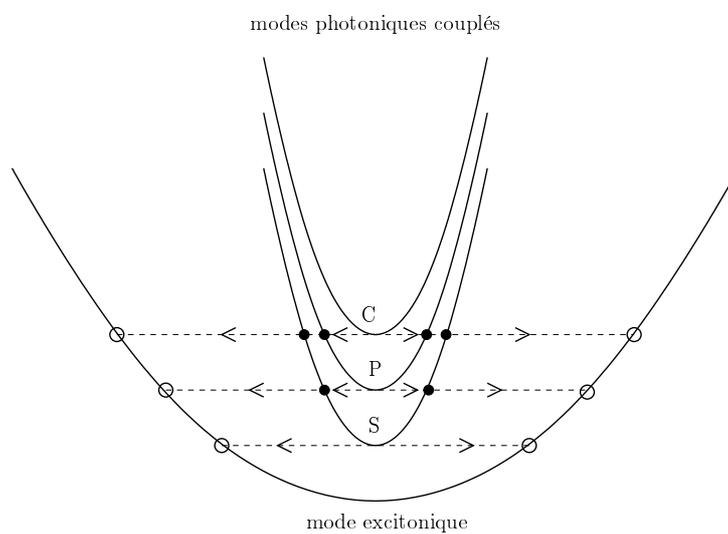


FIG. 4.8 – Schéma présentant les mécanismes de diffusion "parasites" du signal (S), de la pompe (P) et du complémentaire (C) vers les états du réservoir excitonique (ronds vides) et les états propres du système (ronds pleins), pour un désaccord exciton-photon  $\delta \gg \hbar\Omega_R$ .

L'ensemble de ces mécanismes de diffusion multiples "parasites" constitue des

pertes pour les modes impliqués dans l'oscillation paramétrique "verticale". Ces pertes sont plus importantes pour le complémentaire.

Par ailleurs, pour cette configuration expérimentale, le désaccord est positif et les modes signal et complémentaire sont dégénérés avec le continuum d'absorption des puits quantiques qui est situé à environ 6 meV au-dessus de l'énergie de l'exciton 1s (pour des puits quantiques d' $\text{In}_{0.07}\text{Ga}_{0.93}\text{As}$  de 80 Å d'épaisseur [104]). L'absorption par le continuum constitue une source de pertes supplémentaire dans le système mais celles-ci sont ici a priori égales pour les deux modes signal et complémentaire.

**Température :** Finalement, comme nous l'avons annoncé, la contrainte de la température est moins forte lorsque l'oscillation paramétrique "verticale" est mise en évidence en régime de couplage faible. Une émission caractéristique d'un processus paramétrique a en effet été observée jusqu'à 150 K. A plus haute température, l'énergie du puits quantique change de façon importante et ne permet plus un couplage efficace aux modes de cavités (au point où se fait la résonance). La solution pour améliorer ce résultat serait d'utiliser des échantillons conçus pour fonctionner à température ambiante, ce qui n'est pas le cas ici.

#### 4.2.1.b En régime de couplage fort

La figure 4.9 présente l'émission résolue en angle de l'échantillon MT2 pour une excitation continue résonante, à incidence normale, du deuxième mode de polariton d'énergie  $E^{(2)}(\mathbf{0}) = \hbar\omega_p = 1.4644$  eV (i.e. la pompe). Les dispersions des modes de polaritons en régime linéaire, calculées dans le modèle des oscillateurs couplés, sont superposées à la mesure.

**Emission aux grands angles :** L'émission aux grands angles ( $> 15^\circ$ ) présente les caractéristiques du couplage fort exciton-photon. On distingue en effet un point d'inflexion sur chacune des dispersions des deux premiers modes de polaritons, vers  $20^\circ$  pour celui de plus basse énergie et vers  $18^\circ$  pour le deuxième. La comparaison du régime d'émission linéaire avec le régime d'émission non-linéaire par l'intermédiaire des dispersions calculées confirme cette observation.

**Emission à  $0^\circ$  :** Une émission importante spectralement étroite apparaît au-dessus d'une puissance seuil, à  $\hbar\omega_s = 1.4609$  eV (le signal) et à  $\hbar\omega_c = 1.4678$  eV (le complémentaire). Le signal est résonant avec le premier mode de polariton qui a subi un décalage vers le bleu de l'ordre de la largeur de raie ( $\sim 0.4$  meV). En revanche, le complémentaire n'est pas résonant avec l'un des modes de polaritons. L'écart en énergie entre le complémentaire et le troisième (quatrième) mode de polaritons est en effet trop important pour être expliqué par un simple décalage du mode de polariton vers le bleu (rouge). En résumé, outre l'intérêt de montrer clairement une dispersion de couplage fort, cet exemple particulier montre aussi

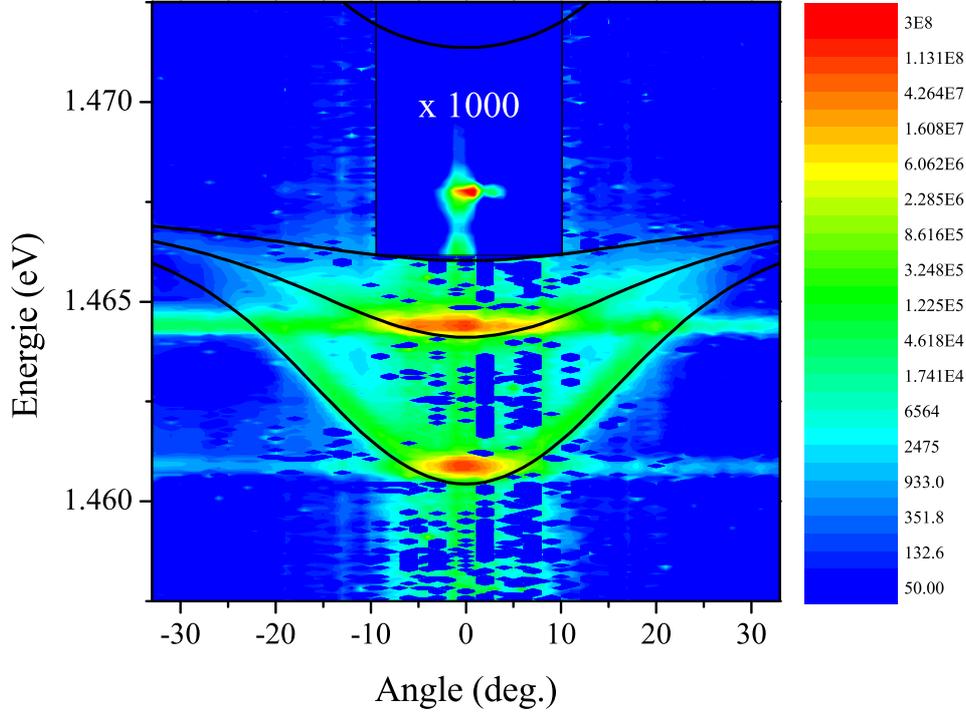


FIG. 4.9 – *Emission résolue en angle de la microcavité triple MT2, mesurée en transmission, à  $T=6$  K, pour une excitation résonante du deuxième mode de polariton, à 1.4644 eV. La puissance de pompe est de  $1.6 \text{ kW/cm}^2$  et le désaccord exciton-photon  $\delta = -3 \text{ meV}$ . Un polariseur en position croisée par rapport à la polarisation du faisceau incident minimise l'effet parasite de la transmission du laser à travers la structure. L'émission du complémentaire autour de  $0^\circ$  a été multipliée par un facteur 1000. Les dispersions calculées dans le modèle des oscillateurs couplés sont superposées en traits continus (Paramètres ajustés :  $E_{C,1} = 1.4724 \text{ eV}$ ,  $E_{C,2} = 1.4724 \text{ eV}$  et  $E_{C,3} = 1.4704 \text{ eV}$ ).*

que l'OPO fonctionne encore lorsque le système n'est pas triplement résonant mais doublement résonant avec un complémentaire "hors branche".

Les conditions de conservation de l'énergie et du vecteur d'onde sont bien respectées en  $0^\circ$ . On remarque par ailleurs que les dispersions angulaires du signal et du complémentaire sont très piquées autour de  $0^\circ$ . L'échantillon MT2 ayant une finesse plus grande que MT1, les largeurs des modes sont plus faibles et la génération de paires de polaritons de vecteurs d'onde différents dans la largeur spectrale du mode est impossible. Le processus paramétrique observé est donc strictement vertical, ce qui diffère du résultat présenté en couplage faible.

**Différence d'intensités entre le signal et le complémentaire :** Dans un processus de conversion paramétrique, un photon complémentaire est nécessairement associé à un photon signal. On observe néanmoins une différence d'intensités entre le signal et le complémentaire de trois ordres de grandeur. Comme dans le cas des fils photoniques (cf. chapitre 2), cette différence d'intensités est liée à un problème de collection de l'émission du complémentaire. En plus des mécanismes de diffusion multiples vers le réservoir excitonique précédemment cités qui affectent le couplage du complémentaire à l'extérieur du système, on peut invoquer dans ce cas particulier des raisons supplémentaires qui sont décrites ci-après :

- Au désaccord étudié ici, l'oscillation paramétrique optique en régime de couplage fort n'est pas triplement résonante et l'efficacité du phénomène non-linéaire est diminuée dans son ensemble (i.e. pour les deux modes signal et complémentaire). Cependant, dans ce contexte, le complémentaire qui n'est pas résonant avec l'un des modes de polaritons est moins bien couplé à l'extérieur que le signal et l'intensité transmise par la microcavité triple à l'énergie du complémentaire est alors grandement altérée. Le calcul de la réflectivité de la structure par la méthode des matrices de transfert, à l'énergie du signal (résonant avec le premier mode de polaritons) et à l'énergie du complémentaire (non-résonant), explique un rapport d'intensité entre le signal et le complémentaire d'environ 100.

- L'absorption du complémentaire par le continuum des puits quantiques peut également conduire à un déséquilibre d'intensité entre le signal et le complémentaire. Ceci dépend plus particulièrement du désaccord étudié.

Il existe d'une part des désaccords pour lesquels le signal et le complémentaire sont à des énergies inférieures à celle du continuum des puits quantiques, ce qui correspond à la figure 4.9. Dans ce cas, le signal et le complémentaire ne sont pas absorbés par le continuum et cette raison n'explique pas le déséquilibre en intensité des deux faisceaux.

Il existe d'autre part des désaccords pour lesquels seul le complémentaire est dégénéré avec le continuum des puits quantiques. Dans ce cas, l'absorption du complémentaire par le continuum peut induire un fort déséquilibre d'intensité entre le signal et le complémentaire. Le taux d'absorption du continuum étant de l'ordre de 1% par bande [45, 105] (ici, uniquement la bande des trous légers), un facteur maximum de 200 sur le rapport d'intensité signal-complémentaire peut être expliqué dans le cas de l'échantillon MT2 (9 puits quantiques par cavité, finesse de 1350).

Enfin, le signal et le complémentaire peuvent être tous deux dégénérés avec le continuum des puits quantiques pour des désaccords très positifs. Ceci correspond au cas particulier du résultat en couplage faible dans l'échantillon MT1 (cf. figure 4.6), où le signal et le complémentaire sont absorbés a priori dans les mêmes proportions. L'absorption par le continuum des puits ne contribue pas alors au déséquilibre en intensité des deux faisceaux.

En conclusion, le rapport d'intensité entre le signal et le complémentaire dépend beaucoup des conditions expérimentales. Selon le cas, différents effets sont à prendre en compte parmi les mécanismes de diffusion multiples sur le complémentaire, la nature du régime d'oscillation paramétrique optique (doublement versus triplement résonant) et l'absorption par le continuum des puits quantiques. D'un point de vue général, le complémentaire doit être protégé du réservoir excitonique et résonant avec un mode de polariton afin d'améliorer la collection du faisceau complémentaire. Puisque les résultats présentés dans cette sous-partie constituent une démonstration de principe, nous pouvons envisager d'étudier des échantillons pour lesquels le régime d'oscillation paramétrique "verticale" serait atteint à des désaccords plus négatifs. Cette solution nécessiterait éventuellement de réaliser des échantillons présentant de plus grands dédoublements de Rabi (augmentation du nombre de puits quantiques ou utilisation d'autres matériaux comme les matériaux II-VI).

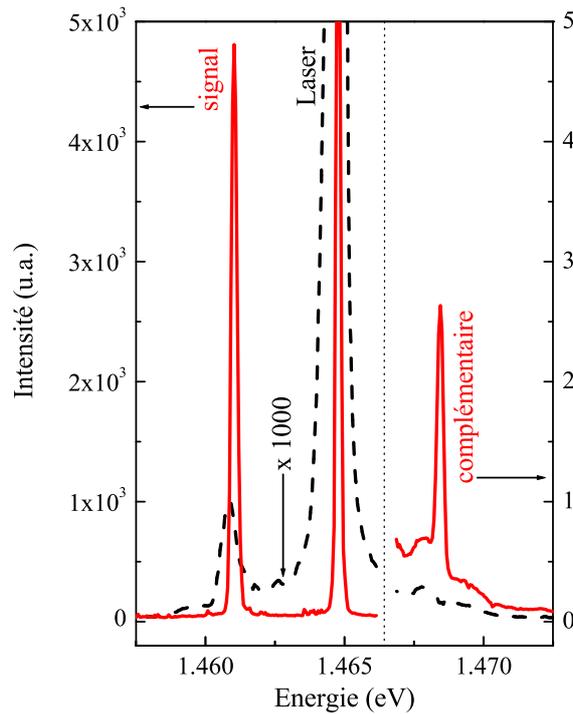


FIG. 4.10 – Spectre d'émission à  $0^\circ$  de l'échantillon MT2 en-dessous (tirets,  $2.4 \text{ kW/cm}^2$ ) et au-dessus du seuil d'oscillation paramétrique optique (trait continu,  $3.2 \text{ kW/cm}^2$ ). L'intensité d'émission est normalisée à la puissance de pompe pour que l'émission du signal sous le seuil (multipliée par un facteur 1000) soit égale à 1.

**Spectre dans un cas triplement résonant :** Précédemment, nous avons choisi de présenter une caractérisation de l'oscillation paramétrique doublement résonante pour laquelle les signatures du couplage fort sont clairement visibles. Grâce à cet exemple, nous montrons qu'une oscillation paramétrique optique peut être mise en évidence dans notre système, sans être obligatoirement triplement résonante, même si le couplage du complémentaire à l'extérieur est dégradé.

Sur la figure 4.10 est présenté un spectre d'émission à  $0^\circ$  de l'échantillon MT2, en-dessous (tirets) et au-dessus (trait continu) du seuil d'oscillation paramétrique, dans un cas triplement résonant. L'intensité est normalisée à la puissance de pompe : l'intensité du signal augmente d'un facteur 5400 lorsque la puissance de pompe varie de  $2.4 \text{ kW/cm}^2$  (seuil) à  $3.2 \text{ kW/cm}^2$ . On observe un affinement spectral de  $1 \text{ meV}$  à  $150 \mu\text{eV}$  (limitée par la résolution spectrale du spectromètre) et un décalage vers le bleu de  $0.5 \text{ meV}$  par rapport à l'énergie du mode sous le seuil.

#### 4.2.1.c Importance de la conservation de l'énergie

Comme nous l'avons déjà expliqué, la condition de conservation de l'énergie joue un rôle critique dans la configuration verticale du processus de diffusion paramétrique. Afin d'illustrer ces propos, nous étudions l'efficacité du processus en régime de couplage faible en fonction du paramètre :

$$x_{linéaire} = 2E_C^{(2)}(\mathbf{0}) - E_C^{(1)}(\mathbf{0}) - E_C^{(3)}(\mathbf{0})$$

où  $E_C^{(1)}(\mathbf{0})$ ,  $E_C^{(2)}(\mathbf{0})$  et  $E_C^{(3)}(\mathbf{0})$  sont les énergies des trois modes photoniques couplés dans le régime d'émission linéaire.

Dans la pratique, nous modifions la position du spot laser à la surface de l'échantillon MT1 et mesurons les intensités émises par le signal et le complémentaire. La longueur d'onde du laser est à chaque fois ajustée pour exciter le deuxième mode et la puissance de pompe est choisie bien supérieure à la puissance seuil caractéristique du régime d'oscillation paramétrique obtenue en couplage faible. Le résultat est présenté sur la figure 4.11.

L'allure générale des courbes montre qu'une forte émission du signal et du complémentaire est atteinte pour un désaccord nul.

Le régime d'oscillation paramétrique triplement résonant est perdu lorsque le paramètre  $x_{linéaire}$  devient supérieur à la largeur des modes ( $\sim 1 \text{ meV}$ ) et l'émission du troisième mode est alors très faible. En revanche, l'intensité du signal reste élevée car un régime d'oscillation laser à l'énergie du signal subsiste pour une puissance d'excitation du système de  $49 \text{ kW/cm}^2$  (cf. annexe B).

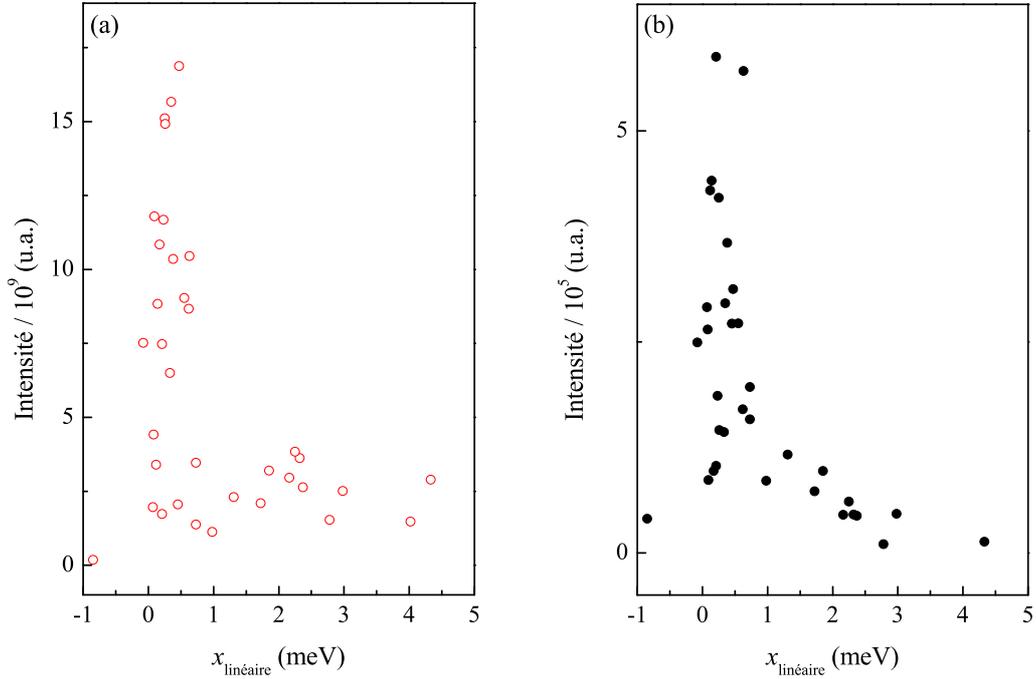


FIG. 4.11 – Intensités (a) du signal et (b) du complémentaire en fonction du paramètre  $x_{\text{linéaire}} = 2E_C^{(2)}(\mathbf{0}) - E_C^{(1)}(\mathbf{0}) - E_C^{(3)}(\mathbf{0})$  qui reflète l'écart entre les modes photoniques couplés en régime linéaire.  $P_{\text{exc}} = 49 \text{ kW/cm}^2$ .

## 4.2.2 Etude en puissance / Comparaison à l'effet laser

Nous étudions la dépendance des intensités du signal et du complémentaire émis à  $0^\circ$ , en fonction de la puissance de pompe, dans les deux échantillons. Une oscillation paramétrique classique et une oscillation paramétrique intracavité sont mises en évidence respectivement dans MT2 et dans MT1. Ce dernier régime plus complexe est détaillé dans l'annexe B.

### 4.2.2.a Échantillon MT2

La figure 4.12 présente la variation des intensités du signal et du complémentaire en fonction de la puissance de pompe.

**Seuil d'oscillation paramétrique (cas (a)) :** En-dessous d'une puissance d'excitation  $P_2^{OPO} = 2.4 \text{ kW/cm}^2$ , les intensités du signal (ronds vides) et du complémentaire (ronds pleins) augmentent quasi-linéairement avec la puissance. La croissance de l'émission des deux modes devient ensuite fortement non-linéaire au voisinage du seuil d'oscillation paramétrique optique  $P_2^{OPO}$ . Au-delà de ce seuil,

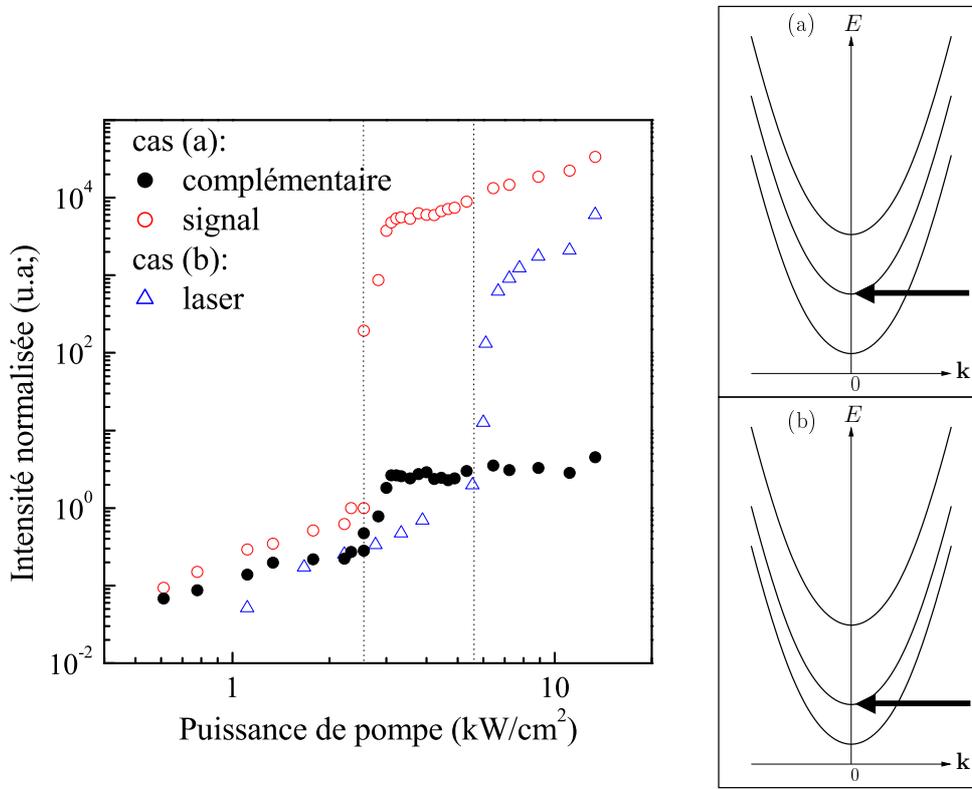


FIG. 4.12 – Cas (a) : Intensités normalisées (au seuil OPO) émises par le signal (ronds vides) et le complémentaire (ronds pleins) en fonction de la puissance de pompe dans l'échantillon MT2. Cas (b) : Intensité d'émission du mode de plus basse énergie (triangles), pour une excitation du mode d'énergie supérieure, lorsque la conversion paramétrique n'est pas autorisée par la condition de conservation de l'énergie (position légèrement différente sur l'échantillon). La première ligne verticale indique le seuil en puissance au-delà duquel apparaît le régime d'oscillation paramétrique,  $P_2^{OPO} = 2.4 \text{ kW/cm}^2$ . La deuxième correspond au seuil laser ou seuil VCSEL de l'échantillon,  $P_2^L = 6 \text{ kW/cm}^2$ .  $\delta \gtrsim 0$ .

l'intensité du signal retrouve une variation quasi-linéaire (voir ci-après) tandis que le complémentaire sature. Au seuil, on observe également un affinement spectral du signal (de  $640 \mu\text{eV}$  à  $200 \mu\text{eV}$ ) et du complémentaire (de  $2 \text{ meV}$  à  $300 \mu\text{eV}$ ) caractéristique de l'oscillation paramétrique optique.

La dépendance en puissance que nous observons est similaire à ce qu'ont montré les travaux expérimentaux sur l'oscillation paramétrique optique en régime continu dans les microcavités planaires [29, 34–36, 106]. On peut également comparer ce résultat aux travaux théoriques qui prévoient une rupture de pente lorsque le gain paramétrique égale les pertes (i.e. seuil d'oscillation paramétrique), suivie d'une dépendance en racine carrée de l'intensité de l'émission paramé-

trique [31, 107]. Des travaux théoriques ont également montré que les fluctuations dans le système induisent un aplatissement de la rupture de pente [108, 109]. En revanche, la dépendance exponentielle de l'intensité au voisinage du seuil n'est pas expliquée.

La situation présentée ici est plus complexe que le cas théorique qui ne tient compte que de trois modes couplés. En particulier, ici, de multiples mécanismes de diffusion supplémentaires sont présents (vers le réservoir excitonique, notamment). Nous verrons dans la partie 4.3.3 une situation beaucoup plus simple, plus proche des hypothèses faites dans la théorie, et pour laquelle la dépendance en puissance correspond aux prédictions.

**Différence d'intensités entre le signal et le complémentaire :** L'écart en intensités entre le signal et le complémentaire, qui résulte de la saturation de ce dernier, est de trois ordres de grandeur. Les différentes explications de ce déséquilibre d'intensité ont été décrites page 105. Dans ce cas particulier ( $\delta \gtrsim 0$ ), ce sont l'absorption du complémentaire par le continuum des puits quantiques et les diffusions multiples du complémentaire vers le réservoir excitonique qui altèrent l'équilibre en intensité signal-complémentaire.

**Seuil laser (cas (b)) :** Des structures de microcavités semiconductrices peuvent laser. Il est donc intéressant de déterminer le seuil d'oscillation laser dans notre système, que nous comparerons ensuite au seuil OPO.

Pour ce faire, tout en gardant un désaccord similaire à l'étude précédente, nous étudions un point de l'échantillon pour lequel le processus paramétrique "vertical" n'est pas autorisé par la condition de conservation de l'énergie (i.e. cas où trois modes ne sont pas également espacés en  $0^\circ$ ). L'intensité d'émission du mode fondamental (triangles) est mesurée pour une excitation résonante du mode d'énergie supérieure dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment.

Une émission non-linéaire est observée à une puissance  $P_2^L = 6 \text{ kW/cm}^2$  supérieure au seuil d'oscillation paramétrique  $P_2^{OPO}$ . Aucune émission d'un complémentaire à une énergie supérieure à celle de la pompe n'est associée à l'émission laser. La structure se comporte donc comme un VCSEL conventionnel à l'énergie du mode fondamental.

#### 4.2.2.b Échantillon MT1

Nous analysons maintenant la dépendance en puissance de l'émission paramétrique dans l'échantillon MT1. Le résultat est présenté sur la figure 4.13.

**Seuil laser et seuil d'oscillation paramétrique :** Trois zones distinctes correspondant à trois régimes d'émission différents peuvent être mises en évidence. Nous les distinguons en fonction de la puissance d'excitation  $P_{exc}$  croissante :

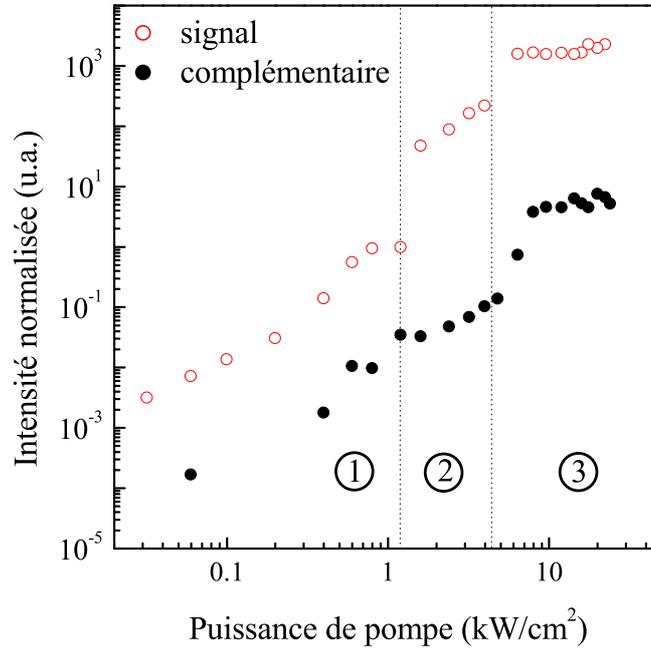


FIG. 4.13 – Intensités normalisées (au seuil laser) émises par le signal (symboles vides) et le complémentaire (symboles pleins) en fonction de la puissance de pompe dans l'échantillon MT1. La première ligne verticale indique le seuil en puissance au-delà duquel apparaît le régime d'oscillation laser à l'énergie du signal,  $P_1^L = 1.2 \text{ kW/cm}^2$ . La deuxième correspond au seuil d'oscillation paramétrique optique,  $P_1^{OPO} = 4.4 \text{ kW/cm}^2$ .  $\delta = +10 \text{ meV}$ .

- Zone 1 ( $P_{exc} < P_1^L$ ,  $P_1^L = 1.2 \text{ kW/cm}^2$ ) : l'émission du fondamental et du troisième mode augmente linéairement avec la puissance d'excitation du système. Cette région de faibles puissances correspond au régime linéaire de la microcavité triple.

- Zone 2 ( $P_1^L < P_{exc} < P_1^{OPO}$ ,  $P_1^{OPO} = 4.4 \text{ kW/cm}^2$ ) : l'intensité du troisième mode continue de varier quasi-linéairement avec la puissance de pompe tandis que celle du fondamental présente un saut à la puissance  $P_1^L = 1.2 \text{ kW/cm}^2$ . Ce saut s'accompagne d'un affinement spectral de la raie de  $300 \mu\text{eV}$  à  $150 \mu\text{eV}$  (limite de la résolution du spectromètre). Une émission importante à l'énergie du signal (i.e. fondamental) apparaît donc sans une émission importante à l'énergie du complémentaire (i.e. le troisième mode) : le régime d'oscillation paramétrique optique n'est pas atteint. Ici, le système lase à l'énergie du signal au-dessus du seuil laser  $P_1^L = 1.2 \text{ kW/cm}^2$ .

- Zone 3 ( $P_{exc} > P_1^{OPO}$ ) : les intensités d'émission des deux modes présentent simultanément un comportement non-linéaire à la puissance  $P_1^{OPO} = 4.4 \text{ kW/cm}^2$ ,

seuil d'oscillation paramétrique au-delà duquel les intensités du signal et du complémentaire augmentent puis saturent. Notons en particulier qu'un deuxième saut d'intensité  $\Delta I$  apparaît à l'énergie du signal. Un affinement spectral de la raie du complémentaire de 1.7 meV à 300  $\mu\text{eV}$ , caractéristique de l'oscillation paramétrique optique, est observé.

En résumé, deux régimes de stimulation consécutifs sont observés dans l'échantillon MT1 : l'oscillation laser à l'énergie du signal à partir de 1.2 kW/cm<sup>2</sup>, suivie de l'oscillation paramétrique optique à partir de 4.4 kW/cm<sup>2</sup>. Ce régime particulier correspond à une *oscillation paramétrique optique intracavité* [110] : le faisceau laser à l'énergie du signal agit comme une sonde interne au système qui est amplifiée par le processus de diffusion paramétrique "vertical". Une étude détaillée de ce régime est présentée dans l'annexe B. Cette étude aboutit notamment à discussion sur la dépendance spectrale des gains laser et paramétrique dans la microcavité triple.

**Interprétation simple de  $\Delta I$  :** Nous proposons une interprétation qualitative du deuxième saut d'intensité observé sur le signal, en termes de gain laser  $G_L$ , de gain paramétrique  $G_{OPO}$ , et de pertes dans le système  $\alpha$  (supposées les mêmes pour tous les modes). Le schéma de la figure 4.14 illustre nos propos.

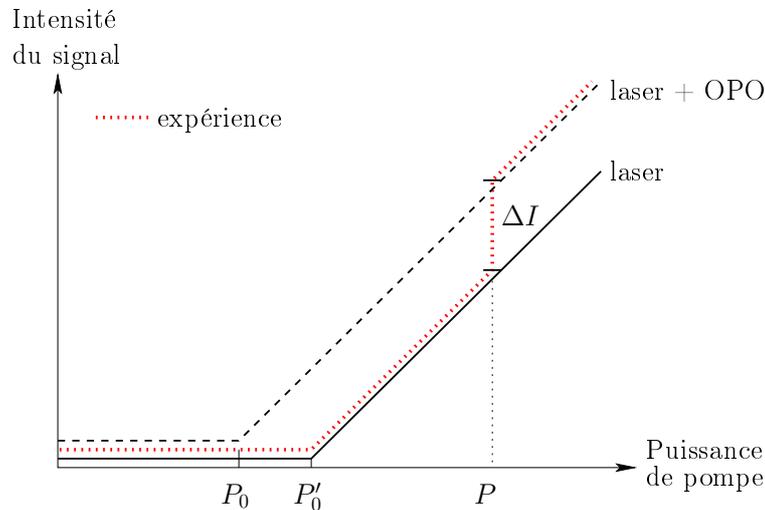


FIG. 4.14 – Evolution de l'intensité du signal en fonction de la puissance d'excitation. Premier cas (trait continu) :  $G_L = \alpha$ . Deuxième cas (tirets) :  $G_L + G_{OPO} = \alpha$ . Troisième cas (pointillés) : l'expérience.

Considérons dans un premier temps une situation où seul un gain laser existe dans le système. Une oscillation laser apparaît au seuil  $P'_0$  si le gain compense les pertes tel que  $G_L = \alpha$ . Lorsqu'un gain laser et un gain paramétrique sont présents dans le même système, une oscillation paramétrique apparaît si  $G_L + G_{OPO} = \alpha$ ,

au seuil associé  $P_0$ . Le gain global du système étant plus important dans cette dernière configuration, pour les mêmes pertes  $\alpha$ , le seuil d'oscillation paramétrique  $P_0$  est inférieur au seuil laser  $P'_0$ .

L'expérience (cf. figure 4.13) montre que l'effet laser est atteint dans l'échantillon MT1 avant le régime d'oscillation paramétrique : l'émission du fondamental suit d'abord la courbe en trait continu du schéma 4.14 et la puissance de seuil laser mesurée correspond à  $P'_0$ . Lorsque le régime d'oscillation paramétrique est atteint, l'émission du signal finit d'évoluer selon la courbe en pointillés. Ce changement de régime se traduit par un saut d'intensité du signal  $\Delta I$  à la puissance seuil d'oscillation paramétrique mesurée  $P = P_1^{OPO}$ . Le saut  $\Delta I$  est ici responsable de l'écart d'intensité entre les deux faisceaux.

#### 4.2.2.c Discussion sur la valeur des seuils

Nous avons mis en évidence dans l'échantillon MT1 une oscillation paramétrique complexe (intracavité), où le seuil laser de  $1.2 \text{ kW/cm}^2$  (i.e.  $15 \text{ mW}$  pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \mu\text{m}$ ) apparaît avant le seuil d'oscillation paramétrique optique de  $4.4 \text{ kW/cm}^2$  (i.e.  $55 \text{ mW}$  pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \mu\text{m}$ ).

Inversement, le régime d'oscillation paramétrique est observé dans l'échantillon MT2 à partir de  $2.4 \text{ kW/cm}^2$  (i.e.  $30 \text{ mW}$  pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \mu\text{m}$ ), avant le seuil laser de  $6 \text{ kW/cm}^2$  (i.e.  $75 \text{ mW}$  pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \mu\text{m}$ ).

A titre de comparaison,

$$\left( \frac{P_2^L}{P_1^L} \right)_{exp} = 5, \quad \left( \frac{P_2^{OPO}}{P_1^{OPO}} \right)_{exp} = 0.55 \quad (4.1)$$

où  $P_1^L$  et  $P_2^L$  sont les puissances de seuil laser et  $P_1^{OPO}$  et  $P_2^{OPO}$  les puissances de seuil d'oscillation paramétrique mesurées dans les échantillons MT1 et MT2.

Les deux échantillons étudiés pendant ce travail de thèse sont différents par leur finesse et le nombre de puits quantiques dans chaque cavité. Comment ces caractéristiques influencent-elles les valeurs des seuils d'oscillation laser et paramétrique obtenus dans les microcavités triples MT1 (finesse  $\mathcal{F}_1 = 740$ ,  $N_1 = 1$  puits/cavité) et MT2 (finesse  $\mathcal{F}_2 = 1350$ ,  $N_2 = 9$  puits/cavité) ?

**Seuils lasers :** Dans les lasers à puits quantiques ou les VCSEL, le seuil laser est atteint lorsque la population de porteurs dans les puits quantiques est saturée. Au seuil laser correspond donc une densité de saturation de porteurs qui augmente linéairement avec le nombre de puits quantiques [110, 111]. Ainsi, dans le cas d'un pompage optique, la puissance seuil à fournir est  $N$  fois plus grande dans un système contenant  $N$  puits quantiques que dans un système n'en contenant qu'un seul.

De plus, dans le cas général des lasers, des VCSEL et des OPO, le gain laser (paramétrique) doit équilibrer les pertes pour obtenir une oscillation laser (paramétrique). Or ces pertes sont inversement proportionnelles à la finesse de la cavité, ce qui conduit à une diminution de la puissance seuil lorsque la finesse augmente.

Dans le cas des échantillons MT1 et MT2, le rapport théorique des puissances de seuil laser est donné par :

$$\left(\frac{P_2^L}{P_1^L}\right)_{th} = \frac{N_2 \mathcal{F}_1}{N_1 \mathcal{F}_2} = 4.8 \quad (4.2)$$

Cette relation est vérifiée expérimentalement :  $\left(\frac{P_2^L}{P_1^L}\right)_{th} \simeq \left(\frac{P_2^L}{P_1^L}\right)_{exp}$ .

**Seuils d'oscillation paramétrique :** Le seuil d'oscillation paramétrique semble plus faible dans l'échantillon de plus grande finesse. Cependant, on ne peut pas attribuer cette diminution de seuil uniquement à l'augmentation de la finesse. Il faut aussi tenir compte de la dépendance du seuil OPO avec le nombre de puits quantiques par cavité  $N$ .

Nous rappelons que l'interaction entre les fractions excitoniques des polaritons est à l'origine de l'oscillation paramétrique dans les microcavités de semiconducteurs en régime de couplage fort. Lorsque les échantillons contiennent plusieurs puits quantiques, la densité d'excitons est répartie sur les  $N$  puits quantiques et l'interaction entre polaritons est  $N$  fois moins efficace (les excitons de différents puits n'interagissent pas entre eux) [112]. Ceci revient à considérer un potentiel d'interaction polariton-polariton  $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}}^{PP}/N$  dans le modèle de Ciuti *et al.* [32] (cf. chapitre 1).

Néanmoins, il est difficile de conclure sur la dépendance du seuil d'oscillation paramétrique avec  $N$ . En effet, l'efficacité du processus paramétrique dépend du terme  $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}}^{PP}$  qui montre une dépendance complexe avec  $N$ . Pour un même désaccord exciton-photon, deux échantillons contenant un nombre de puits différent ne présentent pas les mêmes dispersions de polaritons en raison de la variation en  $\sqrt{N}$  du dédoublement de Rabi. Ainsi, les poids excitoniques et photoniques des polaritons impliqués dans le processus, ou bien les termes  $V_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}}^{PP}$ , sont différents. Ceci empêche une comparaison directe des seuils OPO dans les deux échantillons.

#### 4.2.2.d Perspectives

L'objectif de ce travail de thèse est la réalisation d'une source intégrée efficace de photons jumeaux. Pour cela, nous devons notamment obtenir une oscillation paramétrique optique avec un seuil le plus faible possible et, pour certaines applications, des faisceaux signal et complémentaire équilibrés en intensité. Quelles sont alors dans ce contexte les modifications à apporter à la microcavité triple ?

Comme nous venons de le voir, il est difficile de conclure sur la variation du seuil d'oscillation paramétrique avec le nombre de puits quantiques par cavité. En revanche, l'augmentation de la finesse induit très clairement une diminution du seuil. Toutefois, celle-ci ne doit pas être trop grande afin de conserver un bon couplage à l'extérieur des modes signal et complémentaire. Le calcul de la réflectivité de l'échantillon par la méthode numérique des matrices de transfert, avant sa fabrication, permet de trouver un compromis entre finesse et couplage à l'extérieur.

Finalement, nous rappelons que plusieurs phénomènes affectent l'équilibre d'intensités entre le signal et le complémentaire : la nature du régime d'oscillation paramétrique optique (intracavité, doublement résonant), l'absorption du complémentaire par le continuum des puits quantiques et les diffusions multiples des modes du complémentaire. Pour s'en affranchir, il faut chercher à mettre en évidence une oscillation paramétrique "verticale" classique, triplement résonante, avec des modes protégés du réservoir excitonique et du continuum des puits quantiques (i.e. désaccord négatif).

### 4.3 Oscillation paramétrique optique horizontale

*Dans ce paragraphe consacré à l'oscillation paramétrique optique "horizontale" décrite au chapitre 3, nous présentons dans un premier temps le dispositif expérimental d'imagerie que nous avons réalisé pour observer l'émission des microcavités triples dans le plan  $(k_x, k_y)$  (Partie 4.4.1). Nous passons ensuite à la caractérisation de l'émission dans ce plan (Partie 4.4.2) : nous montrons notamment que la mosaïcité de la structure, liée à la géométrie sous-jacente du cristal, est responsable de la distribution angulaire particulière de l'émission. Enfin, nous passons à l'étude de l'oscillation paramétrique "horizontale" (Partie 4.4.3).*

#### 4.3.1 Dispositif expérimental d'imagerie

D'après le schéma 4.15 du processus de diffusion paramétrique "horizontal", il existe dans le plan  $(k_x, k_y)$  un grand nombre d'états finals accessibles pour les polaritons (ou les photons) signal et complémentaire tels que les conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion sont satisfaites. On s'attend à observer dans cette configuration une émission en "anneau".

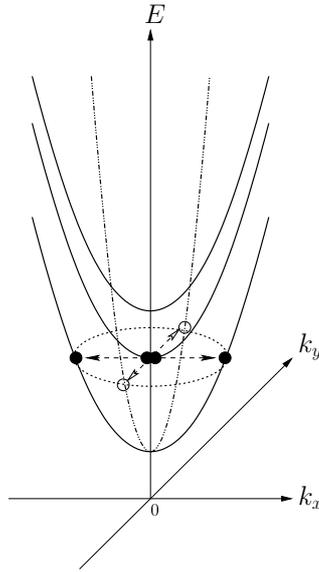


FIG. 4.15 – Processus de diffusion paramétrique "horizontaux" schématisés dans le plan  $(k_x, k_y)$ .

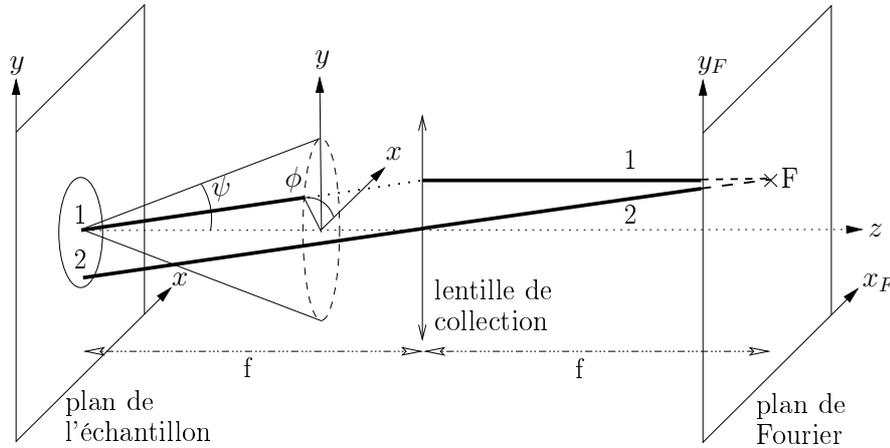


FIG. 4.16 – Principe d'imagerie en champ lointain du cône d'émission de l'échantillon. Dans une configuration 2-f, deux rayons 1 et 2 se propageant dans la même direction  $(\psi, \phi)$  sont focalisés au même point  $F$  du plan de Fourier.

Afin d'accéder expérimentalement à l'ensemble des processus de diffusion dans le plan  $(k_x, k_y)$ , nous avons recours à une technique d'imagerie du cône d'émission de l'échantillon sur une caméra CCD. Ce cône d'émission, qui est défini par le couple d'angles  $(\psi, \phi)$ , est schématisé sur la figure 4.16. La technique d'imagerie utilisée repose sur un montage optique simple dont le principe est également représenté sur la figure 4.16. Une lentille de collection fait l'image dans le plan de Fourier (à la distance focale image  $f$ ) de l'émission en champ lointain de l'échan-

tillon. Celle-ci est placée à la distance focale objet  $f$  de l'échantillon afin de filtrer l'image réelle que nous observons en superposition de l'émission en champ lointain. Chaque point du plan de Fourier est alors conjugué à une direction donnée de la lumière émise par la source ponctuelle qui n'est autre que la tâche de luminescence de l'échantillon ( $\simeq \varnothing_{SpotLaser} \simeq 40 \mu\text{m}$ ). Comme le montrent les rayons 1 et 2, un point F du plan de Fourier correspond à l'émission de tous les points de la source dans la direction  $(\psi, \phi)$ .

La totalité du montage est présentée sur la figure 4.17. Il consiste à faire l'image du plan de Fourier à l'entrée du spectromètre auquel est associé une caméra CCD de  $1360 \times 1024$  pixels, conçue pour la visualisation de faibles signaux (CCD sous vide, refroidie par un élément Peltier).

Pour observer le processus de diffusion paramétrique "horizontal" dans son ensemble, nous faisons l'image d'un large cône d'émission tel que  $\psi > 30^\circ$ . Compte tenu de l'ouverture numérique  $N.O = \sin(\psi) = 0.5$  correspondante, il est indispensable d'utiliser des optiques corrigées en aberrations pour bénéficier d'une bonne précision. Les dimensions du cryostat imposent par ailleurs une distance de travail minimum de 10 mm pour des optiques dont le diamètre n'excède pas 45 mm. Du fait de ces contraintes, nous excluons les objectifs de microscope de grande ouverture qui ont une distance de travail très courte. Les lentilles asphériques qui ont donné des images distordues ne sont pas appropriées. Finalement, un oculaire de télescope a répondu aux diverses contraintes de l'expérience : ce système de 25 mm de diamètre est composé de quatre lentilles (minimisant les aberrations) et son ouverture angulaire totale est de  $82^\circ$  pour une distance focale de 16 mm. Placé en position inverse de son utilisation habituelle en astronomie, l'oculaire fait l'image des rayons parallèles émis suivant les directions  $(\psi, \phi)$ , dans le plan de Fourier situé à l'intérieur de la monture. Trois lentilles en sortie de l'oculaire, de focales respectives  $f_1 = 5$  cm,  $f_2 = 10$  cm et  $f_3 = 5$  cm, font ensuite l'image du plan de Fourier, adaptée à la taille du capteur CCD (8 mm, grandissement total de 0.25).

Grâce à ce dispositif expérimental, nous accédons instantanément à l'information :

- sur l'émission de l'échantillon dans le plan  $(k_x, k_y)$  : image directe du plan de Fourier lorsque la fente du spectromètre est complètement ouverte et le réseau placé à l'ordre 0 (i.e. miroir).

- sur la dispersion de l'échantillon  $(\lambda, k_y)$  à  $k_x = 0$  : projection de l'image du plan de Fourier sur la fente (verticale) fermée du spectromètre – la portion de lumière à  $k_x$  donné qui entre à l'intérieur du spectromètre est dispersée en fonction de la longueur d'onde par le réseau.

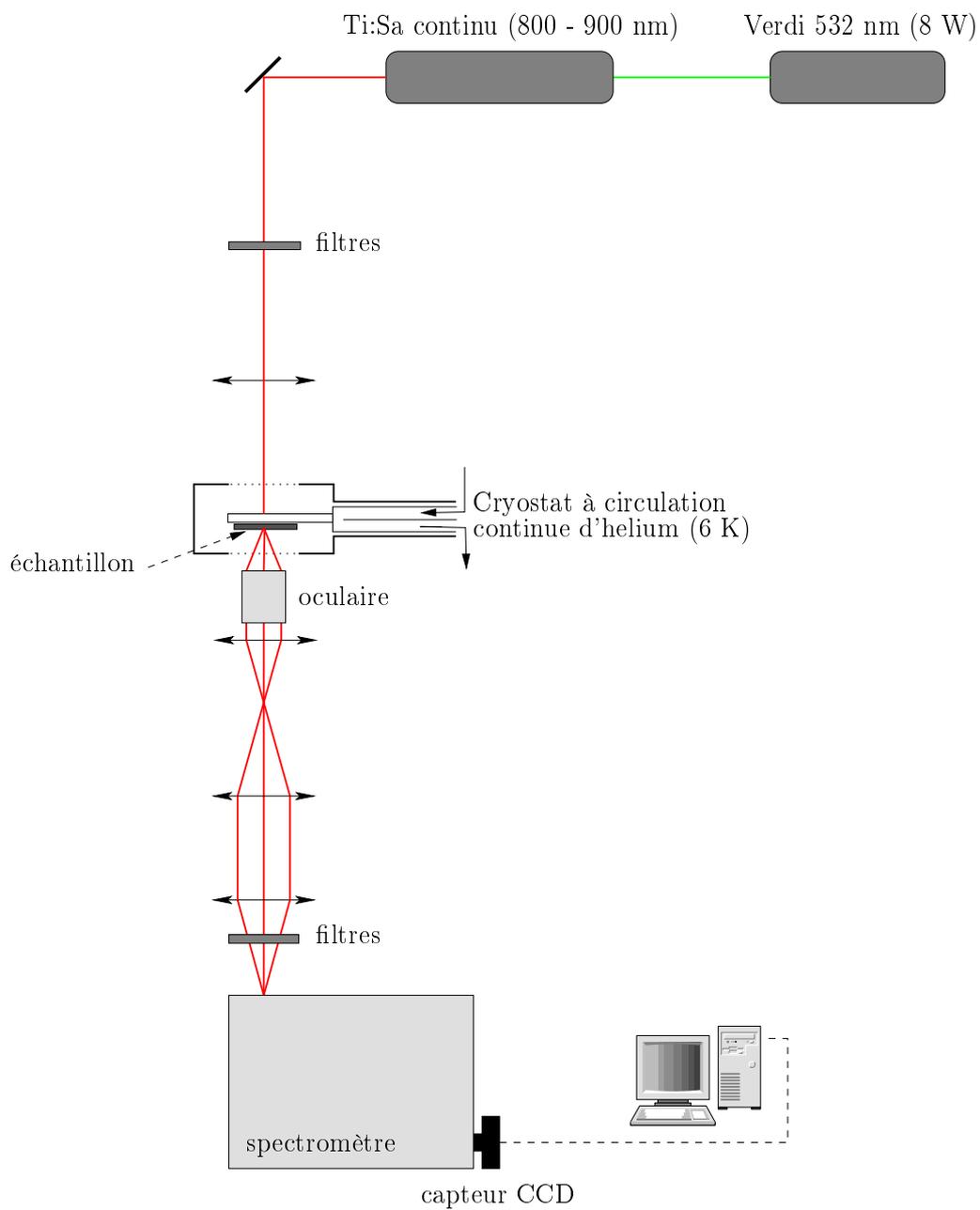


FIG. 4.17 – Schéma du montage expérimental permettant d'imager l'émission de l'échantillon dans le plan  $(k_x, k_y)$ .

### 4.3.2 Caractérisation de l'émission à faible intensité

Cette partie est consacrée à la caractérisation de l'émission de la microcavité triple MT1 ou MT2 dans le plan  $(k_x, k_y)$  lorsque le laser continu excite, sous incidence normale (direction cristallographique [001]), le deuxième mode de polariton en régime de couplage fort, ou le deuxième mode photonique couplé en régime de couplage faible.

#### 4.3.2.a Exemples typiques d'émission

Sur la figure 4.18 sont présentés deux exemples typiques d'images. Celles-ci correspondent à l'émission de l'échantillon MT1 aux désaccords exciton-photon  $\delta \simeq 0$  meV (figure 4.18(a)) et  $\delta \ll 0$  meV (figure 4.18(b)), pour une puissance d'excitation de  $4 \text{ kW/cm}^2$ . (La croix brillante en haut à gauche de la figure 4.18(b) est due à une réflexion à l'intérieur du spectromètre.)

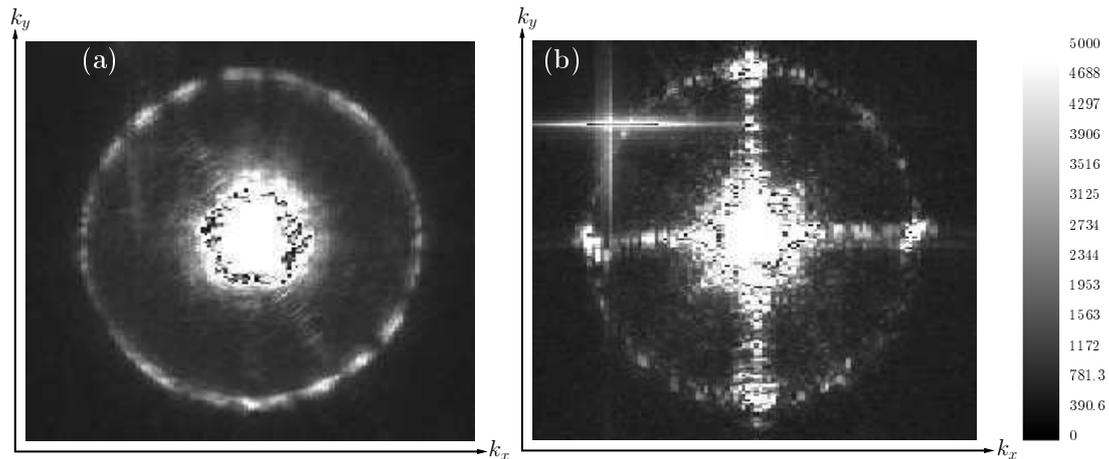


FIG. 4.18 – Emission dans le plan  $(k_x, k_y)$  de l'échantillon MT1 pour une excitation résonante du deuxième mode propre.  $P_{exc} = 4 \text{ kW/cm}^2$ . (a)  $\delta \simeq 0 \text{ meV}$ . (b)  $\delta \ll 0 \text{ meV}$ . L'échelle d'intensité est commune aux deux images. L'échelle des vecteurs d'onde  $k_x$  et  $k_y$  équivaut à des angles d'émission compris entre  $-20^\circ$  et  $+20^\circ$ . L'angle d'émission correspondant à l'anneau est  $\psi \simeq 15^\circ$ .

L'émission de l'échantillon dans le plan  $(k_x, k_y)$  se fait sur un anneau "iso-énergétique" mais elle n'est pas isotrope (la tâche centrale correspond au laser transmis par l'échantillon). Des points brillants se distinguent en effet de l'anneau. Ces points de forte intensité sont toujours diamétralement opposés et de manière générale espacés par des angles réguliers valant  $15^\circ$ ,  $45^\circ$  ou  $90^\circ$  selon le cas. La symétrie de révolution est donc brisée.

Nous verrons dans la suite que le diagramme angulaire particulier de l'émission est relié au désordre photonique présent dans les miroirs de Bragg. De plus, nous montrerons que les directions d'émission imposées par ce désordre conduisent à une sélection de modes pour l'oscillation paramétrique.

#### 4.3.2.b Analyse du régime linéaire : diffusion Rayleigh résonante

Afin d'étudier le régime linéaire de l'émission, il est possible de s'affranchir des non-linéarités apportées par la résonance excitonique en se plaçant à un désaccord exciton-photon suffisamment négatif ( $\delta \simeq -10$  meV) et en considérant la réponse du système à des puissances d'excitation faibles ( $P_{exc} = 1$  kW/cm<sup>2</sup>). La figure 4.19 présente l'émission de l'échantillon MT1 dans ces conditions expérimentales. On retrouve une émission sous forme d'anneau qui est particulièrement intense au niveau des axes horizontal et vertical de l'image (i.e. tous les 90°).

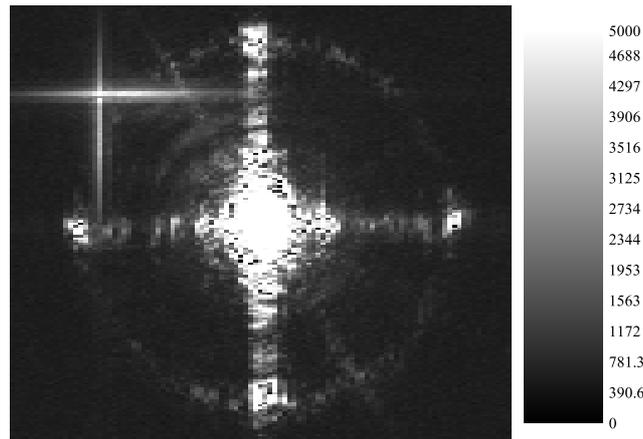


FIG. 4.19 – Emission dans le plan  $(k_x, k_y)$  de l'échantillon MT1, sous excitation résonante du deuxième mode propre. Angle d'émission  $\psi \simeq 15^\circ$ .  $\delta = -10$  meV et  $P_{exc} = 1$  kW/cm<sup>2</sup>.

La diffusion élastique des polaritons (ou des photons) sur les défauts internes de la structure entraîne une redistribution des vecteurs d'onde dans le plan  $(k_x, k_y)$  (selon  $\phi$  sur le schéma 4.16). L'émission résonante prend alors la forme d'un anneau dans le plan de Fourier. Ce phénomène qui correspond à la *diffusion Rayleigh résonante* conserve la polarisation et varie linéairement avec la puissance d'excitation.

De nombreuses études dans les microcavités simples ont porté sur la diffusion Rayleigh résonante [113–120]. Elles ont notamment mis en évidence une émission en anneau lorsque la branche basse de polariton est excitée à un angle d'incidence d'une dizaine de degrés [114, 118–120]. Un exemple obtenu dans une microcavité GaAs par Houdré *et al.* [118] est présenté sur la figure 4.20.

Le désordre structural des puits quantiques fut d'abord invoqué [116–118] : la présence d'impuretés, les fluctuations de composition des alliages (d'autant plus importantes dans des ternaires comme le InGaAs) ou encore la rugosité aux interfaces des puits peuvent en effet être à l'origine d'un désordre statique dans les puits quantiques. Plus tard, le désordre dans les miroirs de Bragg [119, 120] fut également invoqué. Selon les auteurs, des effets de dislocations aux interfaces des miroirs, induites par le léger désaccord de maille entre les divers alliages, peuvent être à l'origine du désordre photonique. Typiquement, ce phénomène apparaît pour des désaccords de maille de l'ordre de 0.2% et des épaisseurs de miroirs de l'ordre du micromètre [121].

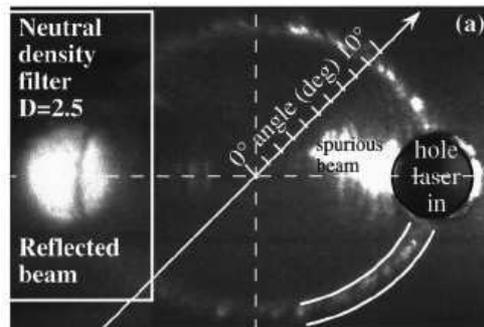


FIG. 4.20 – Figure issue de Houdré *et al.* [118]. Anneau Rayleigh obtenu en champ lointain dans une microcavité simple GaAs, sous excitation résonante de la branche basse de polariton.

Afin de caractériser l'émission en anneau de la microcavité triple, l'intensité des modes situés sur l'horizontale de l'anneau est mesurée en fonction de la puissance d'excitation. A cet effet, deux diaphragmes sélectionnent spatialement l'émission de l'échantillon qui est ensuite détectée par deux photodiodes à jonction. Le résultat de la mesure est présenté sur la figure 4.21 pour un seul des points brillants de l'horizontale.

L'émission sur l'anneau varie linéairement avec la puissance et sa polarisation est quasiment identique à la polarisation rectiligne de l'excitation. Il apparaît néanmoins un très faible degré de polarisation circulaire dans notre système. Une interprétation en termes d'effet Hall optique de spin dans les microcavités [122] est donnée dans l'annexe C. La diffusion Rayleigh résonante est donc responsable de l'émission en anneau dans la microcavité triple en l'absence de non-linéarités (*anneau Rayleigh*).

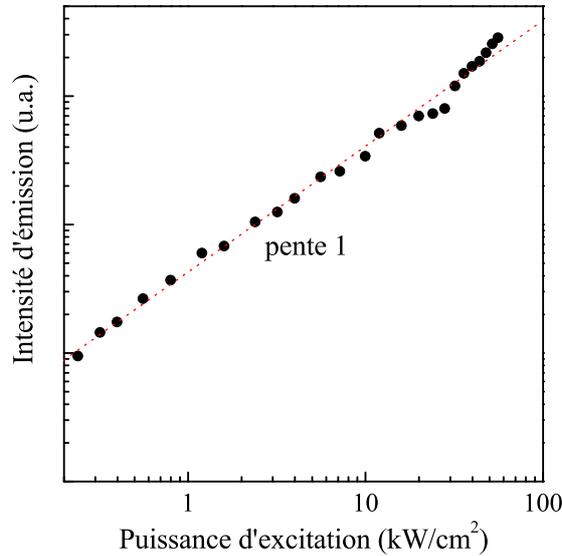


FIG. 4.21 – Intensité du point brillant situé sur l'horizontale de la figure 4.19, en fonction de la puissance d'excitation. Régression linéaire en pointillés de pente égale à 1.

En conclusion, dans des structures de microcavités semiconductrices, le désordre à l'origine de la diffusion Rayleigh peut être d'origine excitonique dans les puits quantiques ou d'origine photonique dans les miroirs de Bragg. La diffusion Rayleigh résonante dans les microcavités se trouve être principalement due au désordre photonique imposé par la relaxation des contraintes au sein des miroirs de Bragg [119]. Cependant, la nature exacte de ce désordre reste à discuter.

Dans les expériences sur les microcavités simples auxquelles nous nous référons, la configuration d'excitation est nécessairement asymétrique (i.e. excitation à un angle non nul). Cette asymétrie de l'excitation peut privilégier des directions de diffusion, ce qui est exclu dans notre configuration expérimentale où nous observons une brisure spontanée de symétrie (cf. anisotropie de l'émission). Nous verrons ainsi qu'exciter un axe de grande symétrie donne accès à une information supplémentaire sur la nature du désordre dans les miroirs de Bragg.

#### 4.3.2.c Diagramme angulaire

La répartition suivant des angles très particuliers de l'émission sur l'anneau Rayleigh suggère que la géométrie du cristal de GaAs impose des directions de diffusion privilégiées.

La figure 4.22 présente la projection stéréographique du GaAs [123] sur laquelle on distingue un grand nombre d'axes de symétrie : les axes principaux du

cristal  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$  en pointillés sur la figure ; et des axes secondaires dont les orientations par rapport aux axes principaux rappellent les angles particuliers observés sur l'anneau Rayleigh de la figure 4.18(a) ( $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $45^\circ$ , etc).

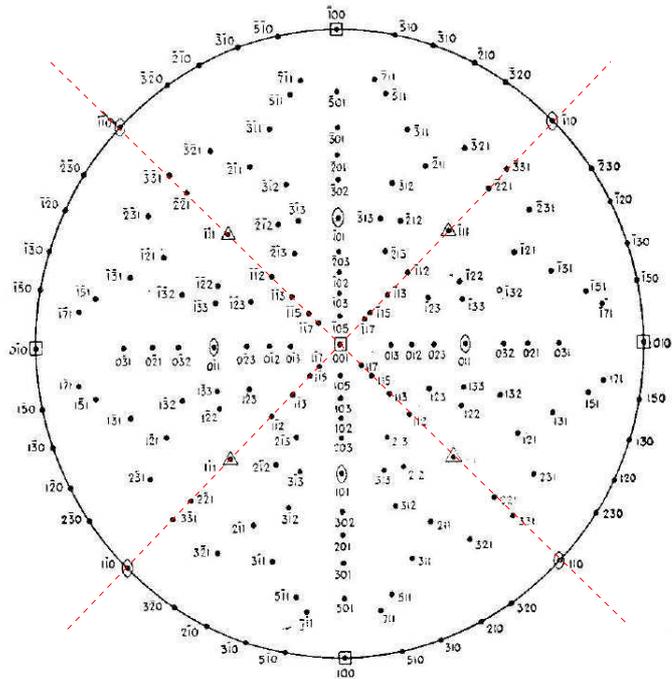


FIG. 4.22 – Projection stéréographique du GaAs [123]. Les pointillés correspondent aux axes principaux du cristal  $[110]$  et  $[\bar{1}\bar{1}0]$ .

La propagation des défauts dans des structures semiconductrices se fait principalement selon ces directions cristallographiques. On en déduit que le désordre responsable de la diffusion Rayleigh dans nos systèmes est relié à la symétrie cristalline du GaAs. Cependant, ces effets liés à la symétrie du cristal, qui sont directement visibles pour des dimensions de l'ordre de la maille cristalline, deviennent négligeables à l'échelle de la longueur d'onde des photons. Il reste donc à expliquer pourquoi les photons sont sensibles au désordre induit par la symétrie du cristal.

Des mesures de diffraction par rayons X ont été effectuées sur les deux échantillons MT1 et MT2 par L. Largeau et O. Mauguin, au Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN). On obtient de ces mesures une cartographie précise des échantillons suivant leur axe de croissance. Celle-ci nous renseigne notamment sur la composition des couches de semiconducteurs, la période de leur empilement, mais surtout sur leur état de surface. Dans nos échantillons, très peu de disloca-

tions voire aucune n'ont été mises en évidence. Un autre phénomène prédomine ici : la *mosaïcité* des couches [124].

Comme pour la dislocation, la mosaïcité des couches résulte du désaccord de maille entre le GaAs et le AlAs qui introduit des contraintes dans les miroirs de Bragg. En raison du grand nombre de couches de semiconducteurs, ces contraintes s'accumulent et leur relaxation élastique au sein de chacune des couches induit une modification de l'état de surface des couches. Ainsi, la structure finale n'est pas parfaitement plane et possède un aspect de mosaïcité (effet de volume).

Une période de mosaïcité, qui peut être différente suivant les deux directions du plan, est définie à partir de la cartographie par rayons X de l'échantillon. Cette période est naturellement liée à une longueur de cohérence qui est égale à la demi-période de la mosaïcité et traduit l'homogénéité de la surface. Dans nos structures, la mesure montre que la longueur de cohérence est comparable à la longueur d'onde des photons : elle est de l'ordre de 400 nm suivant les deux directions du plan dans l'échantillon MT1, tandis que la mesure révèle une anisotropie de la mosaïcité dans l'échantillon MT2. Dans cet échantillon, les longueurs de corrélations suivant les deux directions du plan sont différentes et valent 500 et 800 nm.

La mosaïcité des couches, liée à la géométrie sous-jacente du cristal, est donc la principale source du désordre photonique dans notre système. Cet effet n'est pas propre à nos échantillons ; il est même courant dans les microcavités de semiconducteurs. En revanche, c'est la configuration d'excitation originale de notre expérience qui a permis de le mettre en évidence au-delà des mesures directes de diffraction par rayons X.

En résumé, les directions du plan ( $k_x, k_y$ ) ne sont pas équivalentes au regard des mécanismes de diffusion élastique : l'efficacité accrue de la diffusion Rayleigh suivant les axes de symétrie du cristal le prouve. Nous allons voir dans la partie 4.4.3 que ces mêmes axes constituent des directions privilégiées pour l'oscillation paramétrique optique.

### 4.3.3 Forte intensité : oscillation paramétrique optique

Cette partie est consacrée au régime non-linéaire de l'émission dans le plan ( $k_x, k_y$ ), pour une configuration expérimentale identique à celle de la partie précédente.

#### 4.3.3.a Premier exemple

Sur la figure 4.23(a) est représentée l'émission en champ lointain de l'échantillon MT1, pour un désaccord exciton-photon nul et une puissance d'excitation élevée. Nous constatons une forte émission suivant trois directions de l'anneau

( $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $150^\circ$ ) qui, comme nous l'avons démontré précédemment, sont reliées aux axes de symétrie du cristal. Il apparaît, en particulier, une émission très intense aux angles opposés  $\phi \simeq -30^\circ$  et  $\phi \simeq 150^\circ$ .

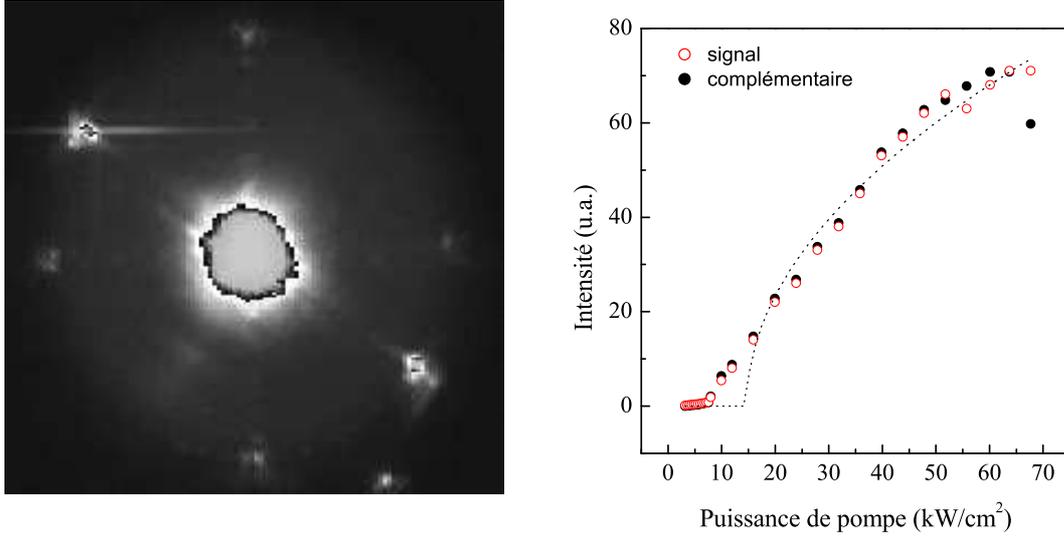


FIG. 4.23 – (a) Emission en champ lointain de l'échantillon MT1 pour une forte puissance d'excitation et un désaccord  $\delta = 0$  meV. Angle d'émission  $\psi \simeq 15^\circ$ . (b) Intensités émises par le signal ( $\phi \simeq -30^\circ$ ) (ronds vides) et le complémentaire ( $\phi \simeq 150^\circ$ ) (ronds pleins) en fonction de la puissance de pompe. Seuil d'oscillation paramétrique optique à  $8 \text{ kW/cm}^2$ . La courbe en pointillés correspond à un fit en racine carrée des courbes.

Nous étudions la dépendance en puissance de l'intensité d'émission des modes situés sur les trois axes de symétrie associés aux angles  $0^\circ$ ,  $90^\circ$  et  $150^\circ$ .

L'intensité d'émission des modes situés sur l'horizontale et la verticale de l'anneau, qui varie linéairement avec la puissance de pompe, est caractéristique de la diffusion Rayleigh résonante dans le système.

Le résultat est différent pour les modes situées aux angles  $\phi \simeq -30^\circ$  et  $\phi \simeq 150^\circ$  (cf. figure 4.23(b)). A faible puissance, l'émission des modes est dominée par la diffusion Rayleigh résonante dans le système. Puis, les émissions du signal ( $\phi \simeq -30^\circ$ ) et du complémentaire ( $\phi \simeq 150^\circ$ ) ont simultanément un comportement non-linéaire, associé à une rupture de pente de la courbe, à la puissance seuil de l'oscillation paramétrique  $P = 8 \text{ kW/cm}^2$  (i.e.  $100 \text{ mW}$  pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \mu\text{m}$ ). Enfin, au-dessus du seuil, les intensités augmentent avec la puissance de pompe.

D'après le fit de la courbe (pointillés), la dépendance en racine carrée de l'émission au-dessus du seuil d'oscillation paramétrique, qui est attendue par la théorie [31, 107], n'est pas parfaitement vérifiée expérimentalement. De plus, le

seuil déterminé à partir de ce fit ( $P = 15 \text{ kW/cm}^2$ ) ne correspond pas au seuil trouvé expérimentalement ( $P = 8 \text{ kW/cm}^2$ ). Néanmoins, l'émission ne présente plus de dépendance complexe comme celle observée au seuil pour l'oscillation paramétrique "verticale" (cf. figure 4.12). En effet, au désaccord étudié ( $\delta = 0 \text{ meV}$ ), les modes sont protégés des diffusions multiples vers le réservoir excitonique et la situation est plus proche des hypothèses faites par la théorie (3 modes couplés).

Dans cet exemple, une seule des directions privilégiées montre une émission non-linéaire, ce qui nous permet de conclure que le désordre photonique sélectionne les modes pour l'oscillation paramétrique optique.

Par ailleurs, le rapport des intensités du signal et du complémentaire est parfaitement égal à 1 dans la configuration "horizontale" du processus paramétrique. Ainsi, cette configuration se révèle être très intéressante pour obtenir des faisceaux équilibrés en intensité, en sortie de la microcavité triple.

#### 4.3.3.b Deuxième exemple

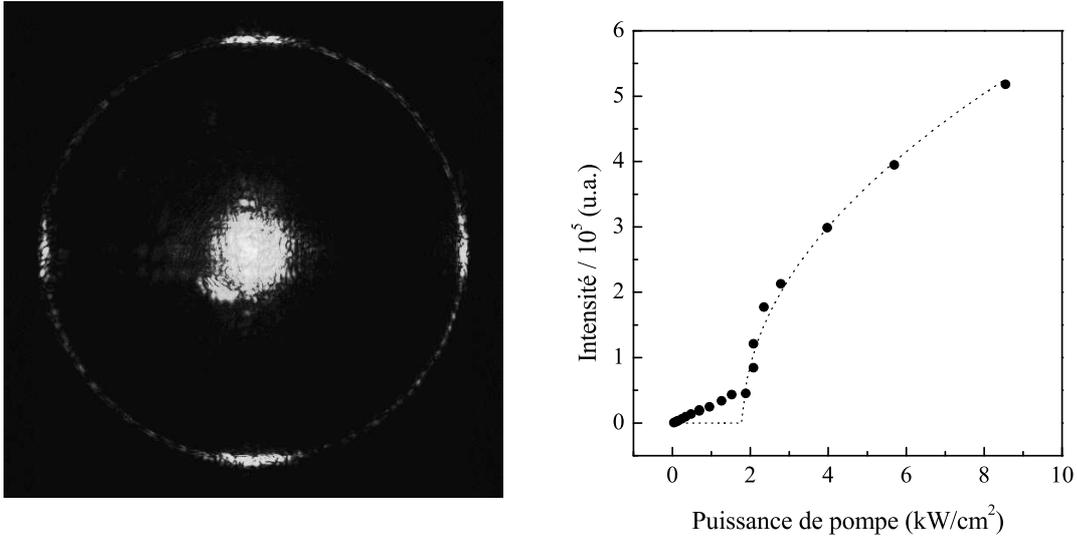


FIG. 4.24 – (a) Emission en champ lointain de l'échantillon MT2 pour une forte puissance d'excitation et un désaccord  $\delta = -8 \text{ meV}$ . Angle d'émission  $\psi \simeq 15^\circ$ . (b) Intensité émise par le signal ( $\phi = 0^\circ$ ) en fonction de la puissance de pompe. Seuil d'oscillation paramétrique optique à  $2 \text{ kW/cm}^2$ . La courbe en pointillés correspond à un fit en racine carrée de la courbe.

La figure 4.24(a) présente l'émission en champ lointain de l'échantillon MT2, pour un désaccord  $\delta \simeq -8 \text{ meV}$  et une puissance d'excitation élevée. On reconnaît l'émission en anneau due à la diffusion Rayleigh résonante dans le système ainsi

qu'une émission intense suivant les deux directions cristallographiques principales du cristal (cf. les 4 points brillants).

La variation de l'intensité d'un des quatre points brillants de l'anneau est présentée sur la figure 4.24(b) en fonction de la puissance de pompe. L'intensité augmente linéairement avec la puissance jusqu'à l'apparition d'un seuil d'oscillation paramétrique à  $2 \text{ kW/cm}^2$  (i.e. 25 mW pour  $\varnothing_{spot} \simeq 40 \text{ }\mu\text{m}$ ). On retrouve le même comportement que précédemment : la diffusion Rayleigh résonante est importante pour des puissances d'excitation faibles et devient négligeable devant l'émission caractéristique de l'oscillation paramétrique au-delà du seuil.

La dépendance en racine carrée de l'émission au-dessus du seuil d'oscillation paramétrique est très claire sur cet exemple. Pour une situation où l'on s'affranchit entièrement du couplage avec le réservoir excitonique, la dépendance en puissance de l'émission dans le régime d'oscillation paramétrique correspond donc très bien aux prédictions théoriques [31, 107]. Nous retrouvons de plus un seuil d'oscillation paramétrique optique plus faible dans le deuxième échantillon que dans le premier de moindre finesse.

L'intensité d'émission des trois autres points obéissent à la même dépendance en puissance. L'oscillation paramétrique, qui est obtenue dans les deux directions privilégiées de l'émission, est donc multimode.

En conclusion, il existe dans la configuration "horizontale" du processus paramétrique des directions privilégiées, reliées à la symétrie du cristal, pour l'oscillation paramétrique optique. Dans le régime d'oscillation paramétrique, un ou plusieurs couples signal-complémentaire sont sélectionnés (en fonction du désaccord) de manière implicite par le désordre photonique du système, conduisant ainsi à une oscillation paramétrique monomode ou multimode.

## 4.4 Perspectives

Parmi l'ensemble des résultats que nous avons présentés sur l'oscillation paramétrique optique "verticale" et "horizontale" dans les microcavités triples, les puissances de seuil obtenues sont particulièrement basses. Elles sont en effet toujours comprises entre 15 mW (i.e.  $1.2 \text{ kW/cm}^2$ ) et 100 mW (i.e.  $8 \text{ kW/cm}^2$ ). A titre de comparaison, la puissance de pompe au seuil d'oscillation d'un OPO simplement résonant basé sur un cristal de GaAs recouvert de deux miroirs  $R \sim 99\%$ , présentant une forte non-linéarité en  $\chi^{(2)}$ , est de l'ordre de la dizaine de  $\text{MW/cm}^2$  [110]. Lorsque le même OPO est doublement résonant, la puissance de seuil diminue mais reste de l'ordre de la centaine de  $\text{kW/cm}^2$ .

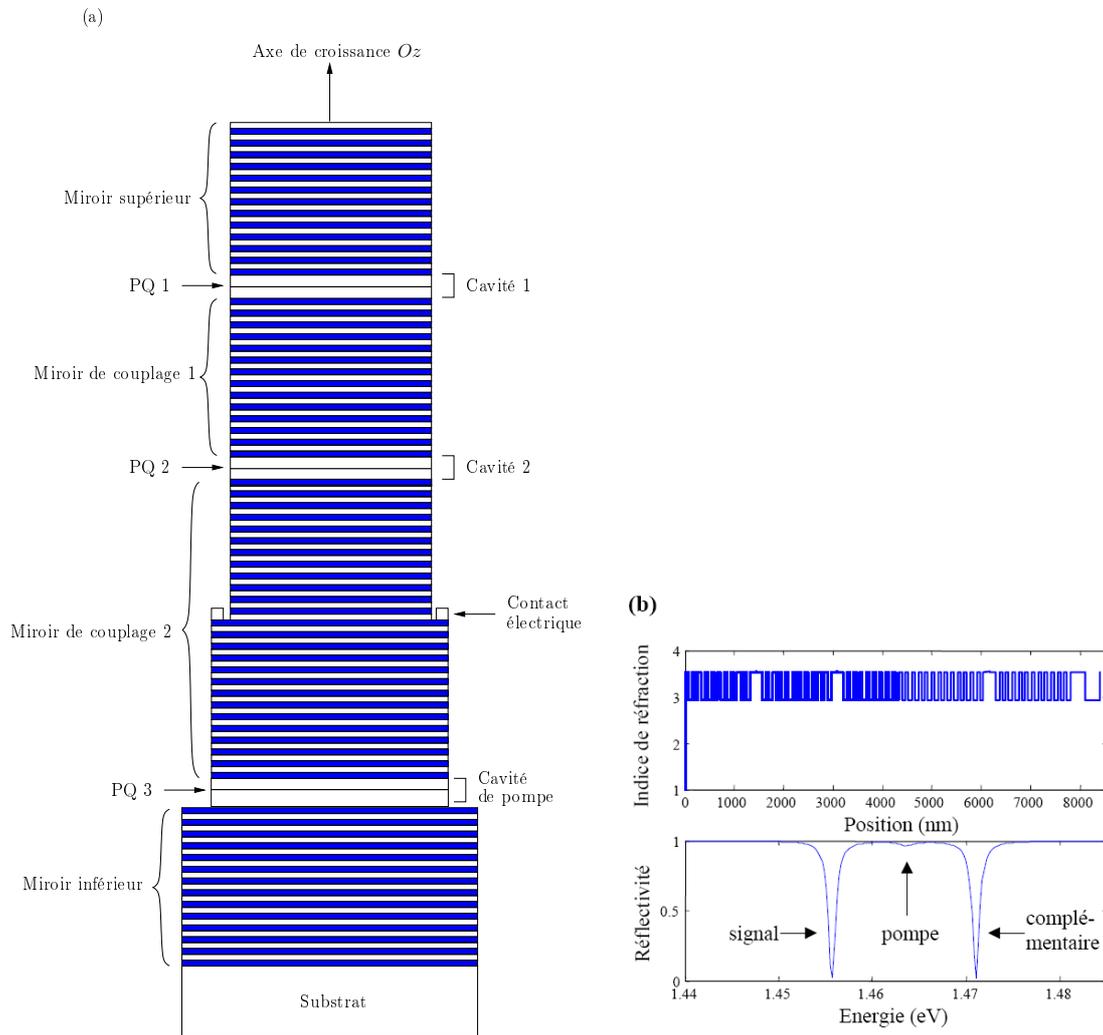


FIG. 4.25 – (a) Schéma du micro-OPO avec une injection électrique de l'une des trois cavités. Les deux cavités supérieures sont fortement couplées par l'intermédiaire du miroir du couplage 1. Elles sont pompées par la cavité inférieure, faiblement couplées aux autres par l'intermédiaire du miroir du couplage 2 de plus grande épaisseur. Cette cavité de pompe est injectée électriquement de façon similaire aux VCSEL. (b) Haut : structure diélectrique du micro-OPO injecté électriquement (air à gauche). Bas : Réflectivité calculée par la méthode numérique des matrices de transfert (champ incident à gauche). Les modes signal et complémentaire (à  $0^\circ$ ) sont issus du couplage optique fort entre les deux cavités supérieures et le mode de pompe de la cavité de pompe.

Ce résultat constitue une des caractéristiques essentielles de ces microcavités triples que nous avons qualifiées de micro-OPO. L'autre originalité de ces structures est leur fonctionnement sous excitation continue, à incidence normale. On peut dans ce contexte envisager une injection électrique des microcavités triples à la place du pompage optique externe, conduisant ainsi à une miniaturisation complète des micro-OPO. En ce sens, nous proposons les trois approches suivantes :

- L'injection par un VCSEL externe (résonant avec le mode de pompe du micro-OPO) attaché à la microcavité triple par des techniques de "wafer-bonding" [125].

- L'injection par un VCSEL intégré sous forme de quatrième cavité. Cette approche qui repose sur la croissance simultanée du VCSEL avec la microcavité triple présente néanmoins des risques. En effet, la probabilité de casser la structure monolithique finale devient élevée pour des épaisseurs supérieures à 10  $\mu\text{m}$ .

- L'injection électrique de l'une des trois cavités (par exemple, celle en contact avec le substrat) [126]. La figure 4.25 présente un schéma pour l'injection électrique du micro-OPO : le nombre de paires de couches du premier miroir de couplage doit être augmenté afin d'obtenir un couplage optique faible entre la cavité de pompe et les deux autres cavités ; inversement, un couplage optique fort imposé par l'épaisseur du deuxième miroir de couplage est toujours présent entre les deux dernières cavités pour fournir au système les modes signal et complémentaire.

## 4.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les travaux originaux que nous avons réalisés sur l'oscillation paramétrique optique dans des microcavités triples de semiconducteurs. Deux configurations de processus paramétrique interbranches ont été examinées grâce à des techniques différentes : une configuration non dégénérée "verticale", où les faisceaux pompe, signal et complémentaire sont perpendiculaires à la surface de l'échantillon, par spectroscopie résolue en angle ; une seconde configuration dégénérée "horizontale", où les faisceaux signal et complémentaire sont émis à des angles opposés, par imagerie de l'émission en champ lointain.

Contrairement aux microcavités simples planaires (chapitre 1) ou gravées en fils photoniques (chapitre 2), nous avons mis en évidence une oscillation paramétrique optique dans les microcavités triples aussi bien en régime de couplage fort qu'en régime de couplage faible. L'observation de l'oscillation paramétrique optique en régime de couplage faible est un résultat majeur de ce travail de thèse. En effet, la température de fonctionnement de la structure n'est alors plus intrinsèquement limitée. En ce sens, nous avons obtenu une oscillation paramétrique optique robuste au-delà des températures de l'azote liquide avec des échantillons optimisés seulement pour de très basses températures.

Les faibles seuils OPO que nous avons observés ainsi que la configuration expérimentale d'excitation utilisée (excitation continue, à incidence normale) ouvrent également la voie à l'injection électrique des microcavités triples.

Dans la configuration verticale de l'oscillation paramétrique, nous avons vu que les faisceaux signal et complémentaire sont émis au même angle d'émission,

faisant du micro-OPO une structure bien adaptée pour le couplage de la lumière à une fibre optique. Nous n'avons cependant pas observé un parfait équilibre d'intensités entre ces deux faisceaux. Par une analyse au cas par cas des mesures, nous avons montré que la nature particulière du régime OPO (intracavité, non triplement résonant), l'absorption du complémentaire par le continuum des puits quantiques ou encore les diffusions multiples du complémentaire étaient à l'origine de ce déséquilibre.

Une solution à ce problème particulier est donnée dans la configuration horizontale de l'oscillation paramétrique. Nous avons en effet mis en évidence un équilibre parfait entre les faisceaux signal et complémentaire, les modes associés étant intrinsèquement identiques. A partir de la caractérisation précise de l'émission de l'échantillon dans le plan  $(k_x, k_y)$ , nous avons montré que des directions privilégiées d'émission, reliées à la symétrie cristalline du GaAs, entraînait une sélection des modes signal et complémentaire dans le régime d'oscillation paramétrique. En régime linéaire, l'émission est dominée par la diffusion Rayleigh résonante causée par le désordre photonique au sein des miroirs de Bragg.

Dans le prochain chapitre, nous exploiterons les deux propriétés essentielles du processus paramétrique "horizontal", à savoir l'équilibre parfait des intensités des faisceaux signal et complémentaire ainsi que leur bonne séparation spatiale (émission à des angles opposés sur le cône d'émission correspondant à  $\psi \simeq 15^\circ$ ), afin de mettre en évidence des corrélations quantiques entre les faisceaux a priori jumeaux. Nous verrons en effet que la technique employée, basée sur des mesures de bruit quantique, est optimale lorsque ces conditions sont réunies.



## Chapitre 5

# Génération de photons jumeaux dans la microcavité triple

De nombreuses applications en optique quantique comme la cryptographie quantique [6, 74], la téléportation [75, 76] et le stockage d'information [77] requièrent des sources monolithiques intégrées pouvant générer des impulsions de photons uniques [127, 128] ou de photons jumeaux, i.e. corrélés quantiquement [129]. En cryptographie quantique, ce type de sources garantit une distribution sécurisée des clés. Il est alors impossible qu'un espion collecte une information sans induire une modification de l'état quantique de la lumière et par conséquent sans être repéré [6]. Des systèmes de boîtes quantiques de semiconducteurs dont l'émission est peu intense peuvent par exemple être utilisés pour la réalisation de ces sources intégrées de photons uniques ou jumeaux. Notons également que des travaux récents de Lanco *et al.* ont mis en évidence la génération de photons jumeaux au sein d'un guide d'onde de semiconducteurs [10]. Les protocoles de cryptographie adaptés à ces sources dans le régime de comptage de photons reposent sur la manipulation d'états binaires faisant intervenir par exemple la polarisation du champ. Alternativement, des protocoles de cryptographie s'appuyant sur des variables continues [76, 130] exploitent les fluctuations quantiques des champs émis pour coder l'information. Ceux-ci permettent d'exploiter des faisceaux lumineux intenses, plus faciles à détecter que des photons uniques. En ce sens, il a été démontré que des oscillateurs paramétriques optiques traditionnels peuvent générer des faisceaux jumeaux signal et complémentaire avec des corrélations quantiques supérieures à 90% au-dessus du seuil OPO [17, 18]. Dans la pratique, la nature quantique des corrélations est démontrée par la mesure du bruit de la différence des intensités signal-complémentaire. Lorsque ce bruit devient inférieur à la limite quantique standard (ou "shot noise"), il n'est plus possible de décrire les champs impliqués que quantiquement. Dans le cas contraire, il peut subsister des *corrélations classiques*, mais celles-ci ne satisfont plus aux conditions requises pour, par exemple, garantir la sécurité en matière de cryptographie. Néanmoins, même si les OPO traditionnels produisent d'intenses faisceaux lumineux forte-

ment corrélés, ces systèmes demeurent encombrants et complexes à utiliser, ce qui interdit les applications à grande échelle. Le développement d'oscillateurs paramétriques optiques intégrés, à base de structures semiconductrices s'avère être, dans ce contexte, un enjeu essentiel.

Les microcavités de semiconducteurs constituées d'un milieu non-linéaire (i.e. puits quantiques) inséré dans une cavité optique, sont, par analogie aux OPO traditionnels, de bons candidats pour générer des faisceaux jumeaux. L'observation d'un régime d'oscillation paramétrique optique par Savvidis *et al.* dans les microcavités simples [28] a ouvert la voie à des travaux visant à mettre en évidence des corrélations entre les faisceaux signal et complémentaire émis. Ainsi, des effets quantiques tels que la compression de l'une des quadratures du champ ("squeezing" en anglais) ont été mis en évidence par Karr *et al.* pour une configuration entièrement dégénérée en bas de branche de polariton [131]. Une étude théorique a également montré que le processus paramétrique à l'angle magique conduit à l'émission de paires de photons corrélés [107]. Néanmoins, en régime de variables continues, le déséquilibre d'intensité entre les faisceaux signal et complémentaire est un facteur limitant à l'observation de corrélations quantiques dans cette configuration d'excitation. En réponse à ce problème, Romanelli *et al.* ont mis en place une configuration d'excitation symétrique d'une microcavité simple par l'intermédiaire de deux faisceaux pompe de vecteurs d'onde planaires opposés [132, 133]. Le signal et le complémentaire sont alors dégénérés en énergie et de vecteurs d'onde opposés, ce qui autorise une mesure des corrélations d'intensité pour des faisceaux d'égale intensité. Cependant, si de fortes corrélations ont été mises en évidence dans ces expériences, celles-ci demeurent classiques.

L'oscillation paramétrique "horizontale" dans la microcavité triple présentée au chapitre 4 répond également au problème de l'asymétrie entre le signal et le complémentaire : les intensités des deux faisceaux sont en effet parfaitement équilibrées dans cette configuration du processus paramétrique. Elle présente de plus l'avantage de ne faire appel qu'à un unique faisceau pompe à incidence normale, ce qui simplifie les conditions expérimentales, diminue a priori les sources de bruit dans le système et permet d'envisager une injection électrique de la structure. Une collaboration avec le Laboratoire Kastler Brossel (LKB), pendant laquelle nous avons bénéficié du savoir-faire théorique et technique essentiel de C. Leyder, A. Bramati, J. -Ph. Karr et E. Giacobino sur les mesures de corrélations d'intensité en variables continues, a conduit à la mise en évidence de corrélations quantiques entre les faisceaux signal et complémentaire émis par le micro-OPO [134].

Nous consacrons ce chapitre aux résultats expérimentaux des mesures de bruit quantique obtenus au Laboratoire Pierre Aigrain (LPA) en collaboration avec C. Leyder. Dans le paragraphe 5.1, nous commençons par rappeler quelques propriétés du bruit quantique du champ électromagnétique, notamment les notions de limite quantique standard et d'états comprimés du champ électromagnétique. Dans le paragraphe 5.2, nous présentons en tant qu'introduction aux mesures de

corrélations d'intensité entre les faisceaux signal et complémentaire, une synthèse de la théorie des corrélations d'intensité entre deux faisceaux lumineux [37, 135]. Nous passons ensuite, dans le paragraphe 5.3, à la description du montage expérimental et nous donnons un exemple de la calibration du bruit quantique standard dans le système. Dans le paragraphe 5.4, nous présentons le résultat majeur de ce chapitre, à savoir une réduction du bruit quantique en-dessous de la limite quantique standard de 7%, qui constitue une signature de la génération de photons jumeaux dans le micro-OPO, corrélés quantiquement. Nous proposons enfin, dans le paragraphe 5.5, des solutions possibles quant à l'amélioration de ce résultat.

## 5.1 Généralités sur le bruit quantique du champ électromagnétique

*Dans ce paragraphe consacré au bruit quantique du champ électromagnétique, nous rappelons d'abord la définition du champ quantique et nous montrons notamment que le principe d'incertitude d'Heisenberg conduit à des fluctuations intrinsèques dans les mesures du champ (Partie 5.1.1). Nous discutons ensuite de la limite quantique standard qui constitue la limite fondamentale à ces fluctuations (Partie 5.1.2) avant d'introduire la notion d'états comprimés, états du champ électromagnétique qui présentent des fluctuations inférieures à la limite quantique standard (Partie 5.1.3).*

### 5.1.1 Champ électromagnétique monomode

#### Classique

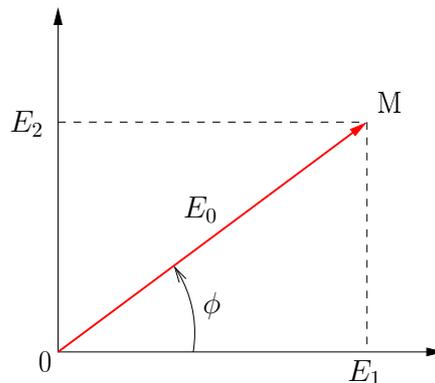


FIG. 5.1 – Représentation de Fresnel d'un champ monomode classique parfaitement déterminé.

En optique classique, un champ électrique monomode de fréquence, de direction, de propagation et de polarisation fixées, s'écrit en un point de l'espace :

$$E(t) = E_0 \cos(\omega t + \phi) = \text{Re} (E_0 e^{i(\omega t + \phi)}) = E_1 \cos(\omega t) + E_2 \sin(\omega t) \quad (5.1)$$

On représente ce champ dans le *plan de Fresnel*, par un point M dont les coordonnées polaires sont l'amplitude  $E_0$  et la phase  $\phi$  du champ (cf. figure 5.1). Les amplitudes des deux quadratures du champ,  $E_1$  et  $E_2$ , correspondent aux coordonnées cartésiennes du point M dans ce plan. L'état du champ est entièrement déterminé par la donnée de ces coordonnées.

### Quantique

En optique quantique, le champ électromagnétique est quantifié [136]. Les variables  $E_1$  et  $E_2$  sont remplacées par des opérateurs hermitiens, notés  $\hat{E}_1$  et  $\hat{E}_2$ , agissant sur l'espace des états du champ. Ces opérateurs de quadrature du champ s'écrivent en fonction des opérateurs d'annihilation ( $\hat{a}$ ) et de création ( $\hat{a}^\dagger$ ) d'un photon dans le mode du champ de fréquence  $\omega$  :

$$\begin{aligned} \hat{E}_1 &= \mathcal{E}_0 (\hat{a} + \hat{a}^\dagger) \\ \hat{E}_2 &= -i\mathcal{E}_0 (\hat{a} - \hat{a}^\dagger) \end{aligned} \quad (5.2)$$

et l'opérateur champ électrique est donné par :

$$\hat{E}(t) = \hat{E}_1 \cos(\omega t) + \hat{E}_2 \sin(\omega t) \quad (5.3)$$

La constante de normalisation  $\mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}}$ , où  $\epsilon_0$  est la constante diélectrique du vide et  $V$  le volume de quantification, représente le champ électrique associé à un photon dans le volume  $V$ .

Les quadratures du champ électromagnétique forment un couple d'opérateurs conjugués, et la relation de commutation des bosons  $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = 1$  implique la relation de commutation des opérateurs de quadrature :

$$[\hat{E}_1, \hat{E}_2] = 2i\mathcal{E}_0^2 \quad (5.4)$$

Les opérateurs  $\hat{E}_1$  et  $\hat{E}_2$  ne commutent pas et n'ont donc pas d'états propres communs. Il n'existe pas d'état du rayonnement tel que les deux quadratures soient simultanément mesurées avec une précision absolue. Les mesures de  $\hat{E}_1$  et  $\hat{E}_2$  présentent des dispersions autour des valeurs moyennes  $\langle \hat{E}_1 \rangle$  et  $\langle \hat{E}_2 \rangle$ . Ces écarts définissent les fluctuations quantiques du champ, caractérisées par les variances  $\Delta \hat{E}_1^2 = \langle \hat{E}_1^2 \rangle - \langle \hat{E}_1 \rangle^2$  et  $\Delta \hat{E}_2^2 = \langle \hat{E}_2^2 \rangle - \langle \hat{E}_2 \rangle^2$ .

De même que la relation d'Heisenberg  $\Delta\hat{x}\Delta\hat{p} \geq \frac{\hbar}{2}$  pour les opérateurs position  $\hat{x}$  et impulsion  $\hat{p}$  d'un oscillateur harmonique, on déduit l'inégalité d'Heisenberg pour les deux opérateurs de quadrature :

$$\Delta\hat{E}_1\Delta\hat{E}_2 \geq \mathcal{E}_0^2 \quad (5.5)$$

L'état quantique du champ ne peut pas être représenté par un point dans le plan de Fresnel. Comme le montre la figure 5.2, il faut considérer autour du point M, dont les coordonnées sont les valeurs moyennes des mesures de  $\hat{E}_1$  et  $\hat{E}_2$ , une surface d'extension finie dont les dimensions transverses sont données par les dispersions  $\Delta\hat{E}_1$  et  $\Delta\hat{E}_2$ .

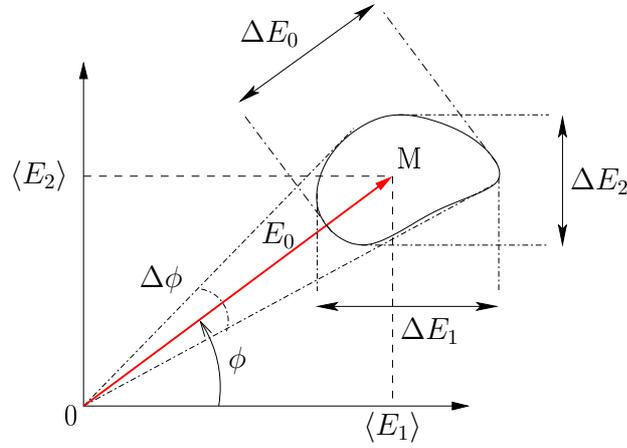


FIG. 5.2 – Représentation de Fresnel d'un champ monomode quantique. La surface à l'extrémité du vecteur de Fresnel, d'aire minimale  $\mathcal{E}_0^2$ , représente l'incertitude due aux fluctuations quantiques du champ.

Dans le cas de *champs intenses* de valeurs moyennes grandes devant les fluctuations, ce qui est le cas pour nous, on peut linéariser le système et exprimer le champ comme la somme d'un champ moyen et de ses fluctuations :  $E = \langle E \rangle + \delta E$ . On montre alors les inégalités amplitude-phase et intensité-phase écrites pour les valeurs moyennes [137] :

$$\Delta E_0 \Delta \phi \geq \frac{\mathcal{E}_0^2}{\langle E_0 \rangle}, \quad \Delta I \Delta \phi \geq 2\mathcal{E}_0^2 \quad (5.6)$$

avec  $I = E_0^2 = E_1^2 + E_2^2$  l'intensité du champ et  $\Delta I$  la variance en intensité telle que :

$$\Delta I^2 = 4\langle I \rangle \Delta E_0^2 \quad (5.7)$$

Dans le plan de Fresnel, les fluctuations d'intensité correspondent aux fluctuations dans l'axe du champ et les fluctuations de la phase à celles dans la direction orthogonale au champ (cf. figure 5.2).

### 5.1.2 Limite quantique standard

Par la suite, nous appellerons "états classiques", des états de la lumière tels que  $\Delta\hat{E}_1 = \Delta\hat{E}_2$ , signifiant que les deux variables conjuguées  $E_1$  et  $E_2$  sont de même nature physique et que l'une des quadratures n'est pas privilégiée par rapport à l'autre. La relation d'Heisenberg (5.5) devient alors  $\Delta\hat{E}_1 = \Delta\hat{E}_2 \geq \mathcal{E}_0$  et la surface représentant les fluctuations dans le plan de Fresnel prend la forme d'un disque de diamètre minimal  $\mathcal{E}_0$ . Remarquons que l'on sort de ce cadre si une source de bruit supplémentaire est ajoutée sur l'une des quadratures.

Dans le cas particulier de l'état du vide, état fondamental du champ pour lequel la valeur moyenne du champ est nulle, les fluctuations prennent la valeur minimale autorisée par l'inégalité d'Heisenberg. On en déduit pour le vide :

$$\Delta\hat{E}_1^v = \Delta\hat{E}_2^v = \mathcal{E}_0 \tag{5.8}$$

La constante  $\mathcal{E}_0$  représente ainsi l'amplitude des *fluctuations du vide*, source de bruit quantique dans les mesures. En d'autres termes,  $\mathcal{E}_0$  est une référence naturelle pour le bruit, appelée *limite quantique standard*. Une représentation de l'état du vide dans le plan de Fresnel est donnée sur la figure 5.3(a).

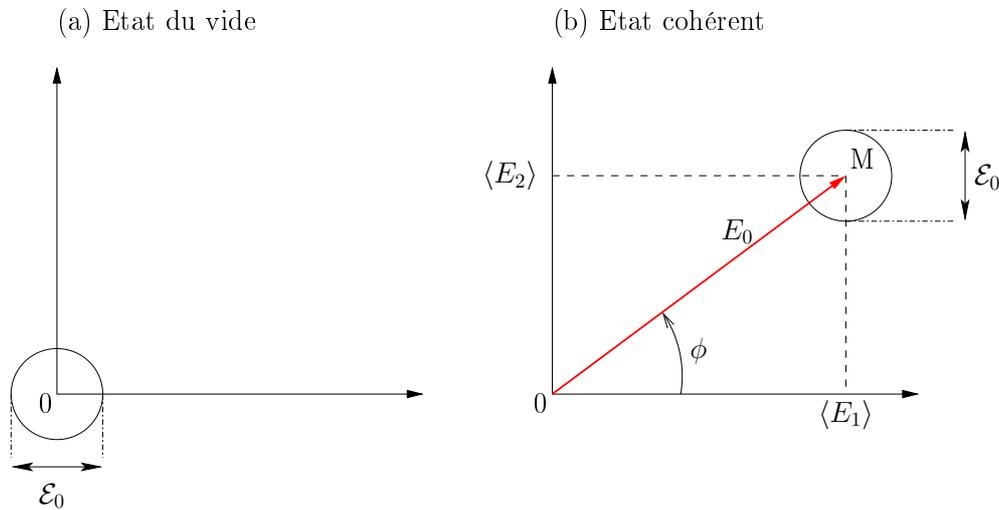


FIG. 5.3 – Représentation de Fresnel (a) de l'état du vide et (b) d'un état cohérent. Dans les deux cas, la surface associée aux fluctuations quantiques du champ est un disque de diamètre  $\mathcal{E}_0$ .

L'état du vide est un cas particulier d'état cohérent  $|\alpha\rangle$  qui est défini comme un état propre de l'opérateur d'annihilation tel que  $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$ . Pour ces états cohérents ou "états quasi-classiques", le champ est non nul en valeur moyenne et les dispersions des quadratures du champ vérifient la relation  $\Delta\hat{E}_1^{coh} = \Delta\hat{E}_2^{coh} = \mathcal{E}_0$

(cf. figure 5.3(b)). Les quadratures du champ d'un état cohérent peuvent donc être mesurées avec la meilleure précision autorisée par la mécanique quantique.

Les lasers fonctionnant très au-dessus du seuil produisent des états cohérents. Les fluctuations quantiques des quadratures de ce type de champs lasers sont donc égales à la limite quantique standard  $\mathcal{E}_0$ . Nous montrerons dans le paragraphe 5.3 comment déterminer expérimentalement cette limite quantique standard à l'aide du laser Ti:Sa.

Dans la pratique, nous accédons au bruit de photons associé aux fluctuations quantiques du champ. Le bruit de photon standard ou *bruit quantique standard*, appelé aussi *shot noise* en anglais, est caractérisé par la variance en intensité d'un champ cohérent  $\Delta I^{coh}$ . D'après la relation (5.7), celle-ci vérifie, dans le traitement linéaire des fluctuations, l'expression :

$$(\Delta I^{coh})^2 = 4\langle I^{coh} \rangle \mathcal{E}_0^2 \quad (5.9)$$

### 5.1.3 États comprimés

Les états "quasi-classiques" ne sont pas les seuls états minimaux possibles. Il existe des états non classiques du champ, dits états "comprimés" ("squeezed states" en anglais), pour lesquels une quadrature a des fluctuations inférieures à la limite quantique standard. Rien en optique quantique n'interdit en effet de briser la symétrie entre les deux quadratures du champ à condition que l'inégalité d'Heisenberg (5.5) soit toujours respectée. Dans ce cas, la quadrature conjuguée doit simultanément dépasser la limite quantique standard pour que le produit des dispersions des quadratures reste au moins égal à  $\mathcal{E}_0^2$ . Par exemple,

$$\Delta \hat{E}_1^{comp} < \mathcal{E}_0, \quad \Delta \hat{E}_2^{comp} > \mathcal{E}_0 \quad (5.10)$$

On parle alors de réduction de bruit dans la mesure de l'une des deux variables et d'excès de bruit dans la mesure de la seconde.

De tels états comprimés peuvent être schématisés dans le plan de Fresnel sous la forme d'une ellipse. La réduction de bruit se fait selon le petit axe de cette ellipse tandis que l'excès de bruit se fait selon le grand axe. Sur la figure 5.4 sont donnés deux exemples d'états comprimés en intensité et en phase.

Pour produire ces états comprimés, il faut faire appel à des processus d'optique non-linéaire généralement d'ordre 2 (amplification paramétrique) ou d'ordre 3 (effet Kerr, mélange à quatre ondes). La première démonstration expérimentale, avec 7% de réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard, a été obtenue en utilisant le principe de mélange à 4 ondes dans une vapeur de Sodium [138]. Les records de compression des fluctuations dans un mode du champ, d'environ 90%, ont été observés dans un OPO [139, 140].

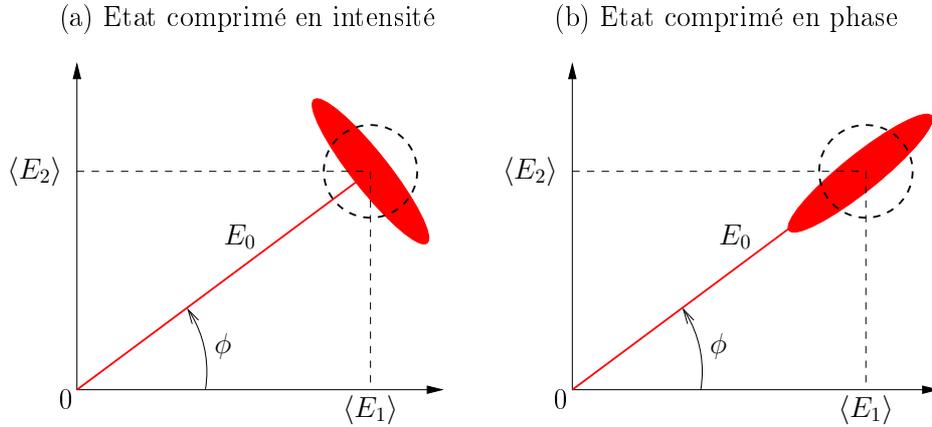


FIG. 5.4 – Représentation de Fresnel d'un état comprimé (a) en intensité et (b) en phase. État cohérent en pointillés.

## 5.2 Corrélations entre deux faisceaux lumineux

Dans ce paragraphe, nous passons à une description plus réaliste du champ électromagnétique en considérant des faisceaux lumineux caractérisés par un opérateur enveloppe (Partie 5.2.1). Nous introduisons les définitions du spectre de bruit et du spectre de corrélation (Partie 5.2.2) pour ensuite discuter du principe des mesures de corrélation d'intensité entre deux faisceaux (Partie 5.2.3). Nous finissons cette présentation des diverses situations expérimentales que nous rencontrerons concrètement par la suite en donnant la condition d'observation de corrélations quantiques entre deux faisceaux lumineux.

### 5.2.1 Opérateur enveloppe

Les faisceaux intenses utilisés dans notre système (le faisceau laser par exemple) ne peuvent pas être associés à un champ électromagnétique monomode. Le champ est décrit de manière plus réaliste par un opérateur enveloppe  $\hat{A}(t)$  qui tient compte du champ moyen à la fréquence  $\omega_0$  et de ses fluctuations dans une bande de fréquence  $\Delta\omega \ll \omega_0$ . On montre que les quadratures du champ s'écrivent de la même façon que dans le cas monomode [136] (cf. relations (5.2) et (5.3)) :

$$\hat{E}_1(t) = \mathcal{E}_0 \left[ \hat{A}(t) + \hat{A}^\dagger(t) \right] , \quad \mathcal{E}_0 = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2\epsilon_0 V}} \quad (5.11)$$

L'opérateur intensité du champ est donné par  $\hat{I}(t) = \hat{A}^\dagger(t)\hat{A}(t)$ . La valeur moyenne du champ étant grande devant les fluctuations pour des faisceaux in-

tenses, les fluctuations temporelles linéarisées de l'opérateur intensité  $\delta\hat{I}(t)$  s'écrivent :

$$\begin{aligned}\delta\hat{I}(t) &= \hat{I}(t) - \langle\hat{I}(t)\rangle \\ &= \left(\langle\hat{A}^\dagger\rangle + \delta\hat{A}^\dagger\right) \left(\langle\hat{A}\rangle + \delta\hat{A}\right) - \langle\hat{A}^\dagger\rangle\langle\hat{A}\rangle \simeq \langle\hat{A}^\dagger\rangle\delta\hat{A} + \langle\hat{A}\rangle\delta\hat{A}^\dagger\end{aligned}\quad (5.12)$$

Dans le cas où  $\langle\hat{A}\rangle$  est réel,

$$\delta\hat{I} = \langle\hat{A}\rangle \left(\delta\hat{A} + \delta\hat{A}^\dagger\right) = \frac{\langle\hat{A}\rangle}{\mathcal{E}_0} \delta\hat{E}_1 = \frac{\sqrt{I}}{\mathcal{E}_0} \delta\hat{E}_1 \quad (5.13)$$

Les fluctuations d'intensité du champ sont donc directement proportionnelles à celles de la quadrature du champ  $\hat{E}_1$ . Soulignons que cette quadrature correspond à la quadrature d'amplitude dans le cas de champs intenses. Nous la noterons  $\hat{E}$  par la suite.

### 5.2.2 Spectre de bruit et spectre de corrélation

Les fluctuations des quadratures du champ sont caractérisées par une *densité spectrale de bruit* (ou spectre de bruit), quantité que l'on mesure en pratique avec un analyseur de spectre autour d'une fréquence d'analyse  $\Omega$ .

On introduit de manière générale la fonction de corrélation de deux opérateurs  $\hat{O}_1(t)$  et  $\hat{O}_2(t)$  entre les instants  $t$  et  $t'$  définie par :

$$C_{12}(t, t') = \langle\hat{O}_1(t)\hat{O}_2(t')\rangle - \langle\hat{O}_1(t)\rangle\langle\hat{O}_2(t')\rangle = \langle\delta\hat{O}_1(t)\delta\hat{O}_2(t')\rangle \quad (5.14)$$

Pour un processus stationnaire,  $C_{12}(t, t')$  dépend uniquement de l'intervalle de temps  $\tau = t - t'$ , soit  $C_{12}(t, t') = C_{12}(t - t') = C_{12}(\tau)$ .

Le spectre de corrélation, défini comme la transformée de Fourier de la fonction de corrélation, s'écrit alors :

$$S_{12}(\Omega) = \int d\tau C_{12}(\tau) e^{i\Omega\tau} \quad (5.15)$$

De plus, le spectre de corrélation est relié aux transformées de Fourier  $\delta\hat{O}_{1,2}(\Omega)$  des fluctuations  $\delta\hat{O}_{1,2}(t)$  par une relation analogue au théorème de Wiener-Kinchine [137] :

$$\langle\delta\hat{O}_1(\Omega)\delta\hat{O}_2(\Omega')\rangle = 2\pi\delta(\Omega + \Omega')S_{12}(\Omega) \quad (5.16)$$

On appelle enfin la fonction de corrélation normalisée :

$$C_{12}(\Omega) = \frac{S_{12}(\Omega)}{\sqrt{S_1(\Omega)S_2(\Omega)}} \quad (5.17)$$

où  $S_1(\Omega)$  et  $S_2(\Omega)$  sont respectivement les spectres de bruit de  $\hat{O}_1(t)$  et  $\hat{O}_2(t)$ , i.e. les transformées de Fourier de  $C_{11}(t, t')$  et  $C_{22}(t, t')$ .

### 5.2.3 Mesures de corrélations entre deux faisceaux

Nous appliquons les définitions précédentes au cas de deux faisceaux intenses, caractérisés par les opérateurs enveloppes  $\hat{A}(t)$  et  $\hat{B}(t)$ , dont on souhaite mesurer les corrélations.

#### Fonction de corrélation

La fonction de corrélation normalisée qui décrit les corrélations entre la quadrature d'amplitude  $\hat{E}_A$  du champ  $A$  et la quadrature d'amplitude  $\hat{E}_B$  du champ  $B$ , à une fréquence d'analyse  $\Omega$ , a pour expression :

$$C_{AB}(\Omega) = \frac{S_{AB}(\Omega)}{\sqrt{S_A(\Omega)S_B(\Omega)}} \quad (5.18)$$

où  $S_{AB}(\Omega)$  est le spectre de corrélation entre  $\hat{E}_A$  et  $\hat{E}_B$ , et  $S_A(\Omega)$  et  $S_B(\Omega)$  sont respectivement les spectres de bruit de  $\hat{E}_A$  et  $\hat{E}_B$ . On a d'après la relation (5.16) :

$$\begin{aligned} \langle \delta \hat{E}_A(\Omega) \delta \hat{E}_B(\Omega') \rangle &= 2\pi \delta(\Omega + \Omega') S_{AB}(\Omega) \\ \langle \delta \hat{E}_A(\Omega) \delta \hat{E}_A(\Omega') \rangle &= 2\pi \delta(\Omega + \Omega') S_A(\Omega) \\ \langle \delta \hat{E}_B(\Omega) \delta \hat{E}_B(\Omega') \rangle &= 2\pi \delta(\Omega + \Omega') S_B(\Omega) \end{aligned} \quad (5.19)$$

Cependant, du point de vue de l'expérience, nous ne mesurons pas directement l'amplitude du champ mais l'intensité du champ. Il est donc plus approprié de considérer les corrélations d'intensité entre les deux faisceaux  $A$  et  $B$ .

#### Bruit d'intensité d'un faisceau

Dans un premier temps, nous introduisons la fonction d'autocorrélation de  $\hat{I}(\Omega)$  qui s'écrit d'après la relation (5.13) :

$$\langle \delta I^2 \rangle = \langle \delta \hat{I}(\Omega) \delta \hat{I}(\Omega') \rangle = \frac{I}{\mathcal{E}_0^2} \langle \delta \hat{E}(\Omega) \delta \hat{E}(\Omega') \rangle = \frac{I}{\mathcal{E}_0^2} \langle \delta E^2 \rangle \quad (5.20)$$

Cette fonction correspond au bruit d'intensité d'un faisceau unique. En appliquant le théorème de Wiener-Kinchine, il vient la relation entre le spectre de bruit de l'intensité  $S_I(\Omega)$  et le spectre de bruit normalisé de l'amplitude  $S(\Omega) = S_E(\Omega)/\mathcal{E}_0^2$  :

$$S_I(\Omega) = IS(\Omega) \quad (5.21)$$

Dans la pratique, nous mesurons le spectre de bruit de l'intensité d'un faisceau, proportionnel au spectre de bruit de l'amplitude, en associant une photodiode à un analyseur de spectre.

### Corrélations d'intensité entre deux faisceaux

D'après les travaux de Reynaud *et al.* sur les faisceaux jumeaux émis dans les OPO [141] et ce que nous allons voir par la suite, les corrélations d'intensité entre les faisceaux signal ( $A$ ) et complémentaire ( $B$ ) sont mises en évidence par la mesure du spectre de bruit  $S_{I_-}$  de la différence des intensités  $I_- = I_A - I_B$  quand celles-ci sont équilibrées.

L'oscillation paramétrique "horizontale" présentée au chapitre 4 remplit ces conditions. La configuration expérimentale que nous décrirons en détail dans le paragraphe 5.3 est schématisée sur la figure 5.5.

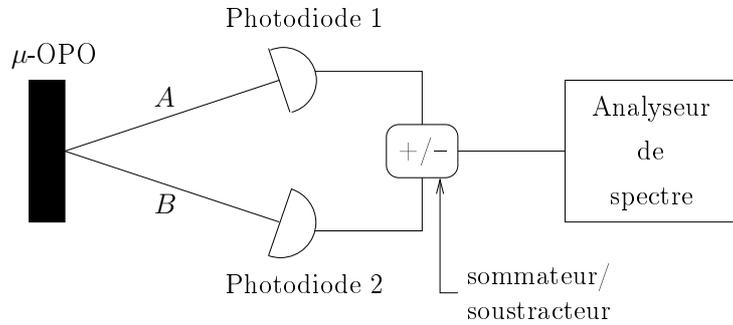


FIG. 5.5 – Schéma de principe de la mesure des corrélations d'intensité entre les faisceaux signal  $A$  et complémentaire  $B$  émis par le micro-OPO. Les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités sont mesurés en associant 2 photodiodes, un sommateur/soustracteur et un analyseur de spectre.

En effet, le bruit de la somme et de la différence des intensités à la fréquence  $\Omega$  s'écrivent :

$$\langle (\delta \hat{I}_{\pm})^2 \rangle = \langle [\delta(\hat{I}_A \pm \hat{I}_B)]^2 \rangle = \langle \delta \hat{I}_A^2 \rangle + \langle \delta \hat{I}_B^2 \rangle \pm 2 \langle \delta \hat{I}_A \delta \hat{I}_B \rangle \quad (5.22)$$

D'après la relation (5.13), on réécrit :

$$\langle (\delta \hat{I}_{\pm})^2 \rangle = \frac{I_A}{\mathcal{E}_0^2} \langle \delta \hat{E}_A^2 \rangle + \frac{I_B}{\mathcal{E}_0^2} \langle \delta \hat{E}_B^2 \rangle \pm 2 \frac{\sqrt{I_A I_B}}{\mathcal{E}_0^2} \langle \delta \hat{E}_A \delta \hat{E}_B \rangle \quad (5.23)$$

En utilisant la relation (5.21), on obtient :

$$S_{I_{\pm}}(\Omega) = I_A S_A(\Omega) + I_B S_B(\Omega) \pm 2 \sqrt{I_A I_B} S_{AB}(\Omega) \quad (5.24)$$

Finalement, pour des faisceaux d'égale intensité et de même spectre de bruit,

$$S_{I_{\pm}}(\Omega) = 2 I_A S_A(\Omega) (1 \pm C_{AB}(\Omega)) \quad (5.25)$$

avec  $C_{AB}(\Omega)$  la fonction de corrélation normalisée définie par la relation (5.18).

Par conséquent, les spectres de bruit de la différence et de la somme des intensités de deux faisceaux corrélés ( $C_{AB}(\Omega) \neq 0$ ) ne sont pas identiques. De surcroît, on obtient un bruit nul sur la différence des intensités lorsque les deux faisceaux sont parfaitement corrélés ( $C_{AB}(\Omega) = 1$ ).

### Comparaison avec le bruit quantique standard

Dans une expérience de mesure des corrélations d'intensité entre deux faisceaux, on compare la mesure de  $S_{I_-}(\Omega)$  avec celle du spectre du bruit quantique standard. On accède à cette quantité par une mesure analogue à celle schématisée sur la figure 5.5 pour des faisceaux  $A$  et  $B$  produits en séparant en deux un faisceau cohérent (un faisceau laser) sur une lame semi-réfléchissante (cf. figure 5.6).

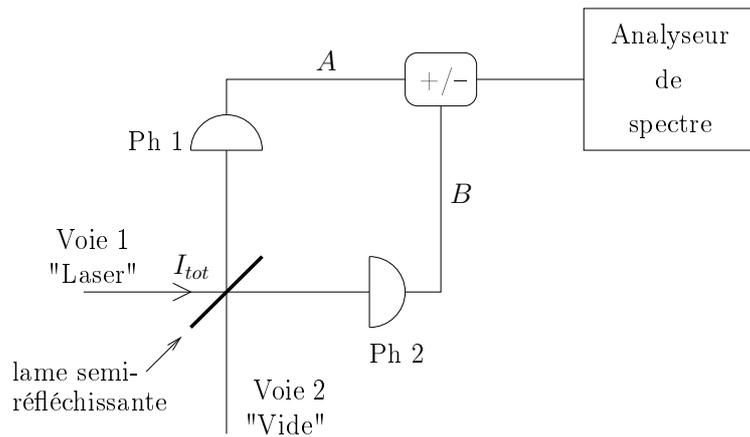


FIG. 5.6 – Schéma de principe de la mesure du bruit quantique standard. Un faisceau laser d'intensité  $I_{tot}$ , entrant par la voie 1 d'une lame semi-réfléchissante, est séparé en deux faisceaux équilibrés  $A$  et  $B$ . Aucun faisceau n'entre par la voie 2. Les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités des faisceaux  $A$  et  $B$  sont mesurés en associant 2 photodiodes, un sommateur/soustracteur et un analyseur de spectre.

Soient  $\hat{E}_1 = \mathcal{E}_0(\hat{A}_1 + \hat{A}_1^\dagger)$ ,  $\hat{E}_2 = \mathcal{E}_0(\hat{A}_2 + \hat{A}_2^\dagger)$  les amplitudes des champs entrants, et  $\hat{E}_A = \mathcal{E}_0(\hat{A} + \hat{A}^\dagger)$ ,  $\hat{E}_B = \mathcal{E}_0(\hat{B} + \hat{B}^\dagger)$  les amplitudes des champs sortants. L'action de la lame semi-réfléchissante sur les champs entrants se traduit par les relations :

$$\begin{aligned} \hat{E}_A &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{E}_1 + \hat{E}_2) \\ \hat{E}_B &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{E}_1 - \hat{E}_2) \end{aligned} \tag{5.26}$$

La somme et la différence des intensités mesurées par les photodiodes s'écrivent alors :

$$\begin{aligned}\hat{I}_+ &= \hat{I}_A + \hat{I}_B = \hat{A}^\dagger \hat{A} + \hat{B}^\dagger \hat{B} = \hat{A}_1^\dagger \hat{A}_1 + \hat{A}_2^\dagger \hat{A}_2 \\ \hat{I}_- &= \hat{I}_A - \hat{I}_B = \hat{A}^\dagger \hat{A} - \hat{B}^\dagger \hat{B} = \hat{A}_1^\dagger \hat{A}_2 + \hat{A}_2^\dagger \hat{A}_1\end{aligned}\quad (5.27)$$

Le calcul des fluctuations de la somme et de la différence des intensités donne au premier ordre :

$$\begin{aligned}\delta \hat{I}_+ &= \frac{\langle \hat{A}_1 \rangle}{\mathcal{E}_0} \delta \hat{E}_1 + \frac{\langle \hat{A}_2 \rangle}{\mathcal{E}_0} \delta \hat{E}_2 \\ \delta \hat{I}_- &= \frac{\langle \hat{A}_1 \rangle}{\mathcal{E}_0} \delta \hat{E}_2 + \frac{\langle \hat{A}_2 \rangle}{\mathcal{E}_0} \delta \hat{E}_1\end{aligned}\quad (5.28)$$

Nous nous intéressons au cas particulier où aucun faisceau n'entre par la voie 2. La valeur moyenne du champ  $\hat{E}_2$  qui correspond ici au "vide" est donc nulle (i.e.  $\langle \hat{A}_2 \rangle = 0$ ). Il vient les relations entre les spectres de bruit :

$$\sigma_{I_+}(\Omega) = I_{tot} S_1(\Omega) \quad (5.29)$$

$$\sigma_{I_-}(\Omega) = I_{tot} S_2(\Omega) = I_{tot} S_{vide}(\Omega) \quad (5.30)$$

où  $I_{tot}$  est la somme des intensités moyennes des champs entrants,  $\sigma_{I_+}(\Omega)$  et  $\sigma_{I_-}(\Omega)$  les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités mesurées par les photodiodes,  $S_1(\Omega)$  le spectre de bruit normalisé de l'amplitude du faisceau laser et  $S_{vide}(\Omega)$  le spectre normalisé du bruit quantique standard.

La relation (5.30) montre d'une part que le bruit de la différence des intensités est proportionnel au bruit du vide. Expérimentalement, on observe une dépendance linéaire de  $\sigma_{I_-}(\Omega)$  avec l'intensité totale  $I_{tot}$ . Le coefficient de proportionnalité entre ces deux quantités est égal à la valeur du spectre du bruit quantique standard à la fréquence  $\Omega$ .

D'autre part, la relation (5.29) montre que le bruit de la somme des intensités est proportionnel au bruit de l'amplitude du faisceau. Par la mesure de  $\sigma_{I_+}(\Omega)$ , nous pouvons ainsi vérifier que l'état du champ laser utilisé dans l'expérience ne présente pas d'excès de bruit. En effet, si  $\sigma_{I_+}(\Omega) > \sigma_{I_-}(\Omega)$  alors la quadrature d'amplitude du champ présente un excès de bruit. En revanche, si  $\sigma_{I_+}(\Omega) = \sigma_{I_-}(\Omega)$ , le bruit du faisceau est à la limite quantique standard.

### Condition d'observation de corrélations quantiques

On peut maintenant comparer la mesure des corrélations d'intensité entre les faisceaux signal et complémentaire avec le bruit quantique standard que nous venons de définir. On s'intéresse à la relation (quantité que nous mesurerons dans l'expérience) :

$$\frac{S_{I_-}(\Omega)}{\sigma_{I_-}(\Omega)} = \frac{S_A(\Omega)}{S_{vide}(\Omega)} (1 - C_{AB}(\Omega)) \quad (5.31)$$

où  $S_{I_-}(\Omega)$  est le spectre de bruit de la différence des intensités mesuré dans le cas de la figure 5.5 et  $\sigma_{I_-}(\Omega)$  celui mesuré dans le cas de la figure 5.6. Ici, l'intensité totale  $I_{tot} = I_A + I_B = 2I_A$ .

Pour des faisceaux au bruit quantique standard,  $S_A(\Omega) = S_{vide}(\Omega)$ . La condition d'observation de *corrélations quantiques* est :

$$\frac{S_{I_-}(\Omega)}{\sigma_{I_-}(\Omega)} = \frac{S_{I_-}(\Omega)}{I_{tot}S_{vide}(\Omega)} < 1 \quad (5.32)$$

à savoir, le bruit sur la différence des intensités doit être inférieur à la limite quantique standard. Dans ce cas, les champs ne peuvent pas être décrits par un formalisme classique. Dans le cas contraire, il peut subsister des *corrélations classiques* mais celles-ci ne permettent pas de satisfaire aux conditions requises pour les applications en optique quantique (en particulier, la sécurité n'est plus garantie en cryptographie).

Notons que cette relation implique  $C_{AB}(\Omega) > 0$ , témoignant ainsi de l'existence de corrélations entre les faisceaux signal et complémentaire. D'après la relation (5.25), le taux de corrélation, que nous calculerons à partir des résultats expérimentaux, s'écrit dans le cas de faisceaux au bruit quantique standard :

$$C_{AB}(\Omega) = \frac{S_{I_+}(\Omega) - S_{I_-}(\Omega)}{2I_{tot}S_{vide}(\Omega)} \quad (5.33)$$

A titre de comparaison avec les états comprimés décrits précédemment, les fluctuations de la différence des intensités des deux faisceaux sont équivalentes aux fluctuations d'une combinaison linéaire des amplitudes des champs correspondants [38]. La condition (5.32) reflète ainsi la compression de la quadrature d'amplitude de cette combinaison linéaire.

## Conclusion

Dans l'expérience schématisée sur la figure 5.5, si les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités détectées par les photodiodes ne sont pas égaux alors il existe des corrélations entre les faisceaux  $A$  et  $B$ . De plus, si le spectre de bruit de la différence des intensités est inférieur au spectre du bruit quantique standard, ces corrélations sont de nature quantique.

## 5.3 Présentation de l'expérience

Dans ce paragraphe, nous commençons par décrire le dispositif expérimental utilisé à la fois pour la calibration de la limite quantique standard et pour les mesures des corrélations d'intensité entre les faisceaux signal et complémentaire émis par le micro-OPO (Partie 5.2.1). Nous présentons ensuite le principe des mesures des spectres de bruit (Partie 5.2.2) avant de montrer un exemple de mesure du bruit quantique standard (Partie 5.2.3).

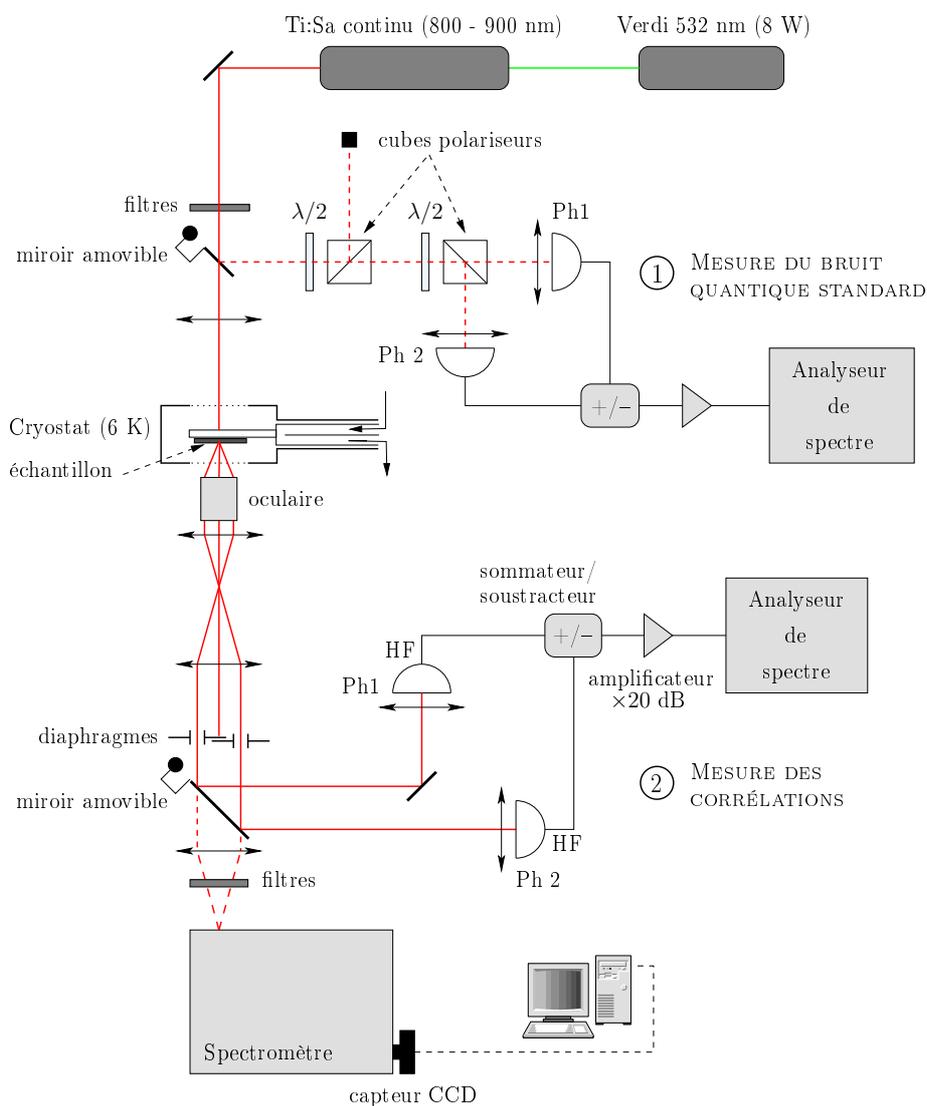


FIG. 5.7 – Schéma du montage expérimental permettant de calibrer la limite quantique standard (partie 1) et de mesurer les corrélations d'intensité entre le signal et le complémentaire issu du processus paramétrique "horizontal" (partie 2). Les photodiodes sont identiques.

### 5.3.1 Dispositif expérimental

Le montage expérimental de mesure de bruit est représenté sur la figure 5.7. La base du dispositif a déjà été décrite aux chapitres 2 et 4.

Nous présentons les caractéristiques des nouveaux éléments du montage avant de détailler le principe des mesures :

- Les deux photodiodes utilisées ont une efficacité quantique d'environ 90% aux longueurs d'onde de travail (830 nm). Il est important de travailler avec des photodiodes de rendement quantique proche de l'unité car toute perte tend à détériorer les corrélations quantiques. Les puissances optiques minimales pouvant être détectées sont de l'ordre du microwatt. Les photodétecteurs sont montés sur un circuit électronique réalisé au Laboratoire Kastler Brossel (LKB) qui sépare la partie continue (sortie "DC") de la partie haute fréquence (sortie "HF") du signal puis les amplifie. La sortie "DC" délivre une tension proportionnelle à l'intensité reçue par les photodiodes et la sortie HF fournit l'information sur les fluctuations du champ. Le signal HF passe par un second circuit électronique, réalisé par l'équipe de G. Leuchs à Erlangen (Allemagne), qui minimise le bruit électronique à 4 MHz par l'intermédiaire de filtres passe-bande.

- Le dispositif sommateur/soustracteur est un dispositif passif constitué de trois diviseurs de la marque Mini-Circuit dont le principe est schématisé sur la figure 5.8. On passe du mode sommateur au mode soustracteur en intervertissant deux connecteurs BNC.

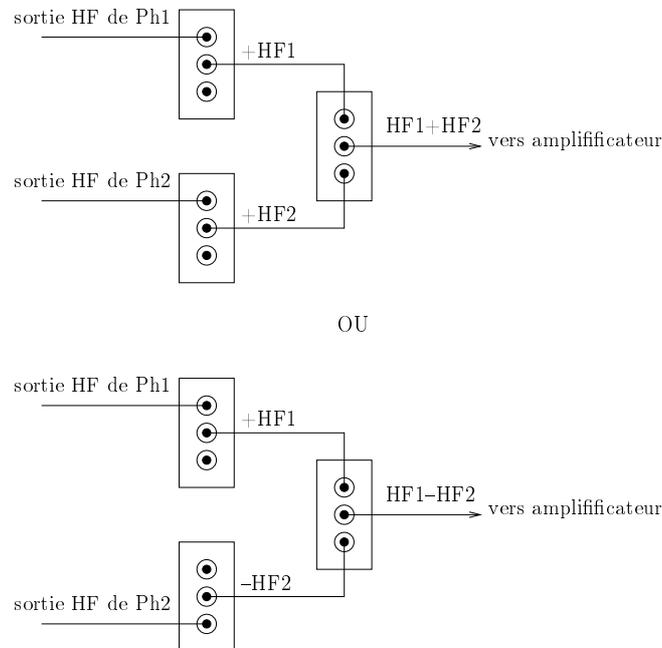


FIG. 5.8 – Schéma de principe du dispositif sommateur/soustracteur.

- L'amplificateur linéaire bas bruit de la marque Nuclétudes possède une large bande passante, 0.1-500 MHz, et un gain de 20 dB. Il amplifie le signal HF à la sortie du dispositif sommateur/soustracteur afin de s'affranchir du bruit électronique de l'analyseur de spectre dans les mesures.

- L'analyseur de spectre de la marque Agilent (modèle EE4401-B) permet de tracer des spectres de bruit à une fréquence comprise entre 9 kHz et 1.5 GHz. Le signal HF est branché sur l'entrée 50 Ohms de l'appareil. Plusieurs paramètres doivent être réglés. Le paramètre critique est la fréquence d'analyse  $\Omega$  qui est limitée vers les basses fréquences par le bruit mécanique technique ( $< 1$  MHz) et vers les hautes fréquences par la rapidité des détecteurs, inférieure à quelques dizaines de MHz. Toutes les mesures de bruit présentées sont effectuées à 4 MHz. Cette fréquence correspondant à une énergie beaucoup plus petite ( $\sim 15$  neV) que la largeur des résonances du système, on peut considérer que les fluctuations sont mesurées à fréquence nulle. Les autres paramètres sont la bande passante ("Resolution Bandwidth") sur laquelle on intègre le bruit, fixée ici à 30 kHz, et la bande passante vidéo ("Video Bandwidth"), qui fait la moyenne du signal de bruit et a pour effet de lisser les traces, prise égale à 100 Hz.

**Test des photodiodes :** En plus d'un bon rendement quantique, les deux photodiodes utilisées doivent présenter des caractéristiques aussi similaires que possible pour ne pas réduire artificiellement le taux de corrélation mesuré. En d'autres termes, elles doivent avoir la même réponse à la puissance optique incidente.

Nous avons donc testé préalablement un ensemble de photodiodes. Pour ce faire, nous utilisons la partie 1 du montage où Ph1 est une photodiode de référence et Ph2 la photodiode à tester. L'association d'une lame demi-onde et d'un cube séparateur en polarisation permet de modifier la puissance totale incidente en tournant la lame. Un second ensemble {lame+cube} sépare en deux le faisceau laser et assure l'équilibre des puissances optiques avant chaque photodiode. On mesure la tension sur la sortie DC de la photodiode à tester en fonction de la tension sur la sortie DC de la photodiode de référence. Nous vérifions d'une part la linéarité de la réponse de Ph2 et nous déduisons d'autre part le coefficient directeur de la droite caractérisant la réponse de Ph2. Nous choisissons finalement deux photodiodes pour lesquelles les coefficients directeurs sont les plus proches possible.

L'équilibrage des sorties HF des photodiodes se fait au préalable en ajustant les composants électroniques des montages d'amplification.

**Mesure du bruit quantique standard (partie 1) :** Un miroir amovible dirige le faisceau laser vers la chaîne de détection destinée à la calibration du bruit quantique standard. Comme nous venons de le mentionner, la puissance incidente totale est ajustée en tournant la lame demi-onde du premier ensemble {lame+cube} et l'équilibre de la puissance optique à l'entrée des pho-

todiodes est obtenu en tournant la lame du second ensemble {lame+cube}. On retrouve la configuration expérimentale présentée sur la figure 5.6 où la lame semi-réfléchissante a été remplacée par le cube séparateur en polarisation.

**Mesure des corrélations (partie 2) :** Les faisceaux signal et complémentaire issus du processus paramétrique "horizontal" sont filtrés spatialement par deux diaphragmes que nous avons placés sur des platines de translation. Tout en observant l'émission en champ lointain de l'échantillon, nous sélectionnons ainsi avec précision le couple de points brillants signal/complémentaire apparus sur l'anneau Rayleigh. Chacun des faisceaux est ensuite réfléchi par un miroir amovible pour être focalisé sur une photodiode. On retrouve la configuration expérimentale de la figure 5.5 qui permet de mesurer les corrélations d'intensité entre les deux faisceaux. Le miroir amovible offre à tout moment la possibilité de contrôler l'émission de l'échantillon.

L'objectif des expériences est de comparer de façon rigoureuse le spectre de bruit de la différence des intensités des faisceaux signal et complémentaire (partie 2) avec le spectre du bruit quantique standard (partie 1), puis conclure sur la relation (5.32). Les conditions expérimentales pour les mesures du bruit quantique standard et des corrélations d'intensité doivent donc être identiques. C'est pourquoi nous utilisons la même chaîne de détection dans les parties 1 et 2 du montage et fixons les paramètres de l'analyseur de spectre.

### 5.3.2 Principe de la mesure des spectres de bruit

Dans les deux configurations expérimentales que nous venons de décrire, l'expérience consiste en la mesure du bruit de la somme et de la différence des intensités détectées par les deux photodiodes. Or l'analyseur de spectre enregistre en temps réels la valeur du bruit d'intensité  $\delta I_{\pm}(\Omega)$  à la fréquence d'analyse  $\Omega$  (l'intervalle de temps pour cette mesure est pris égal à 10 secondes). Un traitement subsidiaire des données est donc nécessaire : il repose sur le calcul de la moyenne temporelle du carré du bruit d'intensité, soit  $\langle \delta I_{\pm}^2 \rangle$ , quantité directement reliée au spectre de bruit de l'intensité  $S_{I_{\pm}}(\Omega)$ .

Le signal mesuré est en fait la somme du bruit des faisceaux lumineux et du bruit électronique introduit par les divers éléments de la chaîne de détection. Typiquement, ce bruit électronique se mesure à l'analyseur de spectre lorsqu'aucune lumière n'éclaire les photodiodes. Il est indispensable de s'en affranchir pour conserver uniquement la contribution de l'émission de notre micro-OPO. L'origine de ces bruits étant différente, les spectres de bruit s'ajoutent. Ainsi, à chaque enregistrement, nous retranchons lors du traitement des données la valeur du spectre du bruit électronique  $S_I^{el}(\Omega)$  à celle de  $S_{I_{\pm}}(\Omega)$ .

### 5.3.3 Mesure de la limite quantique standard

Cette partie est consacrée à la calibration de la limite quantique standard du faisceau laser d'intensité  $I_{tot}$  (partie 1 du montage expérimental). Cette intensité correspond à la puissance optique incidente sur l'ensemble des deux photodiodes et est associée à une tension totale  $V_{tot} = V_1 + V_2$ , où  $V_1$  et  $V_2$  sont les tensions sur les sorties DC de Ph1 et Ph2. Nous rappelons les principaux résultats de la partie 5.2.3 concernant le bruit quantique standard, à savoir les relations (5.29) et (5.30) :

$$\begin{aligned}\sigma_{I_+}(\Omega) &= I_{tot}S(\Omega) \\ \sigma_{I_-}(\Omega) &= I_{tot}S_{vide}(\Omega)\end{aligned}$$

avec  $\sigma_{I_{\pm}}(\Omega)$  les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités détectées par les photodiodes,  $S(\Omega)$  le spectre de bruit de l'amplitude du faisceau laser et  $S_{vide}(\Omega)$  le spectre du bruit quantique standard.

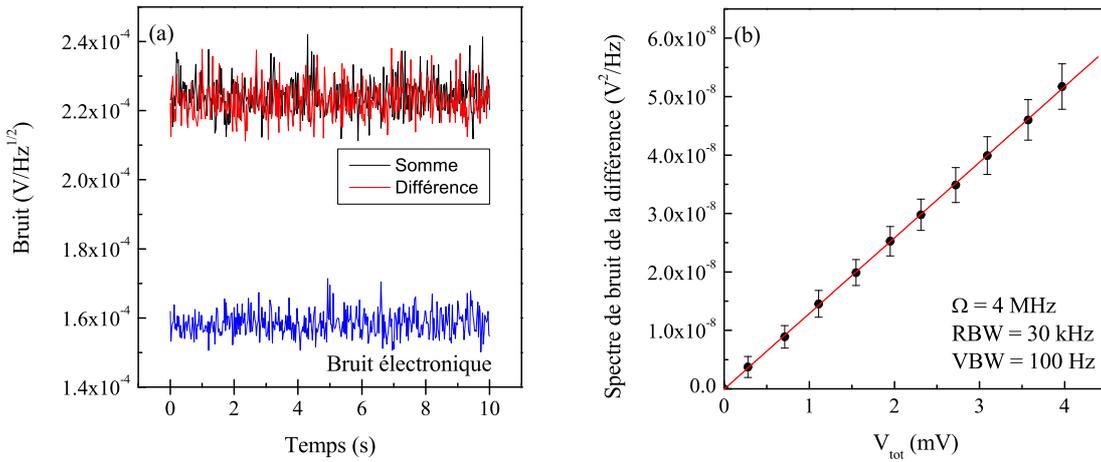


FIG. 5.9 – (a) Traces observées à l'analyseur de spectre des bruits de la différence et de la somme des intensités (confondus), et du bruit électronique. (b) Variation du spectre de bruit de la différence des intensités en fonction de la tension totale aux bornes des photodiodes. Régression linéaire de pente égale au spectre du bruit quantique standard  $S_{vide}(\Omega) = 1.29 \times 10^{-5} \text{V/Hz}$ .

Sur la figure 5.9(a) sont représentées les traces observées à l'analyseur de spectre correspondant aux bruits  $\delta I_{\pm}(\Omega)$  et au bruit électronique  $\delta I_-^{el}(\Omega)$  pour  $V_{tot} = 1 \text{ mV}$ . La somme et la différence des intensités ont en moyenne le même bruit. Nous mesurons  $\sigma_{I_{\pm}}(\Omega)$ , auxquels le spectre du bruit électronique  $S_I^{el}(\Omega)$  est soustrait, en fonction de  $V_{tot}$ . Sur la figure 5.9(b) est représenté uniquement le résultat pour  $\sigma_{I_-}(\Omega)$ , celui pour  $\sigma_{I_+}(\Omega)$  étant identique. Les spectres de bruit de la différence et de la somme des intensités dépendent bien linéairement de l'intensité

totale. On déduit du coefficient directeur de la droite la valeur du spectre du bruit quantique standard dans les conditions expérimentales de notre étude :

$$S_{vide}(\Omega) = 1.29 \times 10^{-5} \text{V/Hz}$$

En conclusion, le bruit de la quadrature d'amplitude du champ laser que nous utilisons comme pompe du micro-OPO est à la limite quantique standard. Il est en effet important que le faisceau de pompe ne présente pas d'excès de bruit dit "classique" pour ne pas fausser les mesures de corrélations d'intensité entre le signal et le complémentaire.

Nous avons remarqué que la calibration de la limite quantique standard pouvait varier très légèrement autour de  $1.29 \times 10^{-5} \text{V/Hz}$  d'un jour à l'autre, ce qui s'est avéré être un point critique dans l'étude des corrélations quantiques entre le signal et le complémentaire. Ce problème est lié aux instabilités électroniques des différents éléments du système de mesure de la limite quantique standard. Nous avons par conséquent minutieusement évalué  $S_{vide}(\Omega)$  avant chaque expérience.

## 5.4 Génération de photons jumeaux

*Ce paragraphe est consacré à la mise en évidence des corrélations quantiques entre les faisceaux signal et complémentaire émis par le micro-OPO dans la configuration horizontale. L'ensemble des résultats présentés ici ont été obtenus avec l'échantillon MT1. Nous commençons par présenter les meilleures réductions de bruit en-dessous de la limite quantique standard que nous avons observées (Partie 5.3.1). Nous passons ensuite à l'étude de ces corrélations en fonction du désaccord exciton-photon, paramètre essentiel du système (Partie 5.3.2), suivie de l'interprétation des résultats (Partie 5.3.3).*

### 5.4.1 Corrélations quantiques

Cette partie est consacrée à la mise en évidence des corrélations de nature quantique entre les faisceaux signal et complémentaire générés par le micro-OPO, dans la configuration horizontale du processus paramétrique. Nous présentons d'abord les résultats obtenus en régime de couplage fort pour un désaccord exciton-photon négatif,  $\delta = -8 \text{ meV}$ .

La dispersion de la microcavité triple, mesurée par le dispositif d'imagerie sous excitation non résonante ( $E_{exc} \simeq 1.47 \text{ eV}$ ) et à faible puissance d'excitation, est représentée sur la figure 5.10(a). On distingue les trois branches de polaritons de basse énergie ainsi que les deux premières branches de polaritons de haute énergie en régime de couplage fort exciton-photon. L'émission au niveau de la troisième branche de polariton de haute énergie est très faible. Une forte émission reflétant l'accumulation des porteurs au niveau du goulet d'étranglement est observée aux

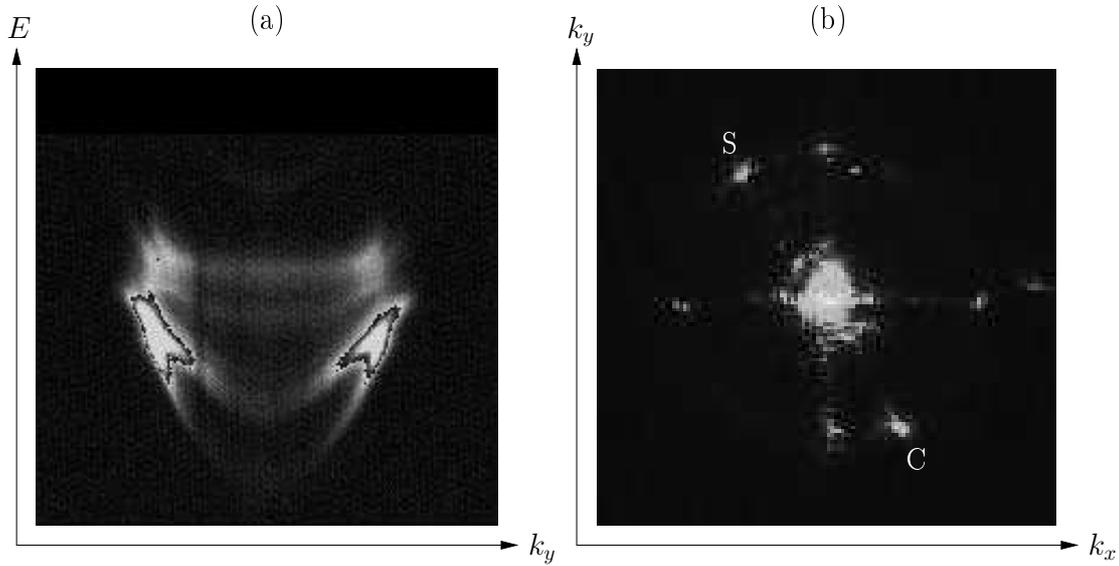


FIG. 5.10 – (a) Dispersion de l'échantillon MT1 à un désaccord exciton-photon  $\delta = -8$  meV. Échelle en énergie comprise entre 1.440 eV et 1.464 eV. Émission enregistrée pour des angles compris entre  $-30^\circ$  et  $+30^\circ$ . (b) Émission dans le plan  $(k_x, k_y)$  (i.e. angle d'émission d'environ  $15^\circ$ ) pour une excitation résonante du deuxième mode de polariton.

grands angles sur les deux premières branches de polaritons de basse énergie.

L'émission en champ lointain dans le plan  $(k_x, k_y)$  est également représentée pour une excitation résonante de la deuxième branche de polariton de basse énergie sur la figure 5.10(b). On retrouve une émission en anneau correspondant à l'anneau de diffusion Rayleigh résonante, avec au centre le laser transmis par l'échantillon. Comme nous l'avons déjà expliqué au chapitre 4, l'émission est favorisée selon les axes de symétrie du cristal et six points brillants, diamétralement opposés deux à deux, apparaissent ici.

Nous nous intéressons dans un premier temps aux points S et C situés en-dehors des axes principaux. Nous les filtrons spatialement à l'aide de deux diaphragmes puis nous utilisons la partie 2 du montage expérimental (cf. figure 5.7) pour mesurer l'intensité des faisceaux S et C détectés par les photodiodes. Le résultat est présenté sur la figure 5.11 en fonction de la puissance d'excitation. Les puissances optiques correspondant aux tensions mesurées sont de l'ordre de quelques microwatts. Nous observons un seuil d'oscillation paramétrique pour le signal et le complémentaire pour une puissance de pompe de 8 mW. Finalement, nous vérifions que les faisceaux signal et complémentaire sont parfaitement équilibrés en intensité. Les conditions expérimentales sont ainsi réunies pour l'étude des corrélations d'intensité présentée de façon théorique dans la partie 5.2.3.

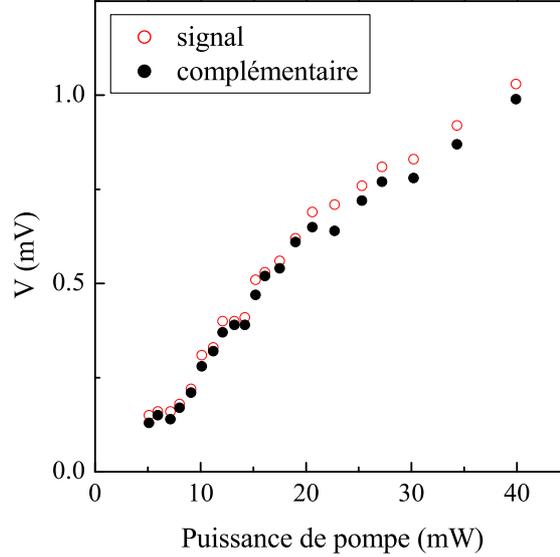


FIG. 5.11 – Intensités des faisceaux signal (symboles vides) et complémentaire (symboles pleins) détectées par les photodiodes en fonction de la puissance de pompe. Seuil OPO à 8 mW.  $\delta = -8$  meV.

Parallèlement, nous mesurons les spectres de bruit de la somme et de la différence des intensités du signal et du complémentaire,  $S_{I_+}(\Omega)$  et  $S_{I_-}(\Omega)$ . Sur la figure 5.12 sont reportées en fonction de la puissance d’excitation, les valeurs moyennes des spectres de bruit normalisés à la limite quantique standard :

$$\frac{S_{I_+}(\Omega)}{V_{tot}S_{vide}(\Omega)}, \frac{S_{I_-}(\Omega)}{V_{tot}S_{vide}(\Omega)} \quad (5.34)$$

avec  $V_{tot} = V_S + V_C$  la somme des tensions sur les sorties DC des deux photodiodes (l’évaluation de  $S_{vide}(\Omega)$  a été expliquée dans la partie 5.2.3). Dans ce contexte, la référence de la limite quantique standard est donnée par  $\frac{\sigma_{I_-}(\Omega)}{V_{tot}S_{vide}(\Omega)} = 1$  (cf. relation (5.30)).

A partir du seuil d’oscillation paramétrique, le bruit de la somme est supérieur au bruit de la différence, ce qui démontre l’existence de corrélations d’intensité entre le signal et le complémentaire. Cela confirme également que l’émission est dominée par l’oscillation paramétrique optique dans le système. Pour des puissances d’excitation proches du seuil d’oscillation paramétrique, nous observons une réduction du bruit quantique en-dessous de la limite quantique standard telle que :

$$\frac{S_{I_-}(\Omega)}{V_{tot}S_{vide}(\Omega)} < 1 \quad (5.35)$$

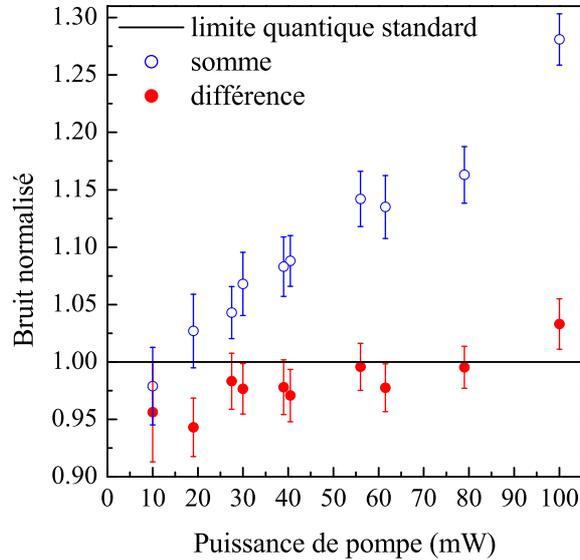


FIG. 5.12 – Moyenne des spectres de bruit, normalisés à la limite quantique standard, de la somme (symboles vides) et de la différence (symboles pleins) des intensités du signal et du complémentaire en fonction de la puissance de pompe. La limite quantique standard est égale à 1.  $\delta = -8$  meV.

Par ailleurs, les faisceaux sont individuellement au bruit quantique standard pour l'ensemble des mesures. La condition d'observation de corrélations quantiques (5.32) est donc vérifiée : les faisceaux signal et complémentaire émis par le micro-OPO présentent des corrélations quantiques. La réduction du bruit quantique est maximale à 19 mW et vaut alors 6% en moyenne. D'après la relation (5.33), ce résultat correspond à un taux de corrélation quantique de l'ordre de 4%.

Enfin, les bruits augmentent avec la puissance de pompe, en particulier le bruit de la somme : les corrélations sont alors plus importantes au-dessus du seuil d'oscillation. Toutefois, les corrélations ne sont plus quantiques au-delà de 50 mW. Malgré une augmentation notable des corrélations entre le signal et le complémentaire, du bruit ajouté au système est responsable de la disparition des corrélations quantiques en faveur de corrélations classiques.

La figure 5.13 montre, après traitement des données, un exemple des traces enregistrées à l'analyseur de spectre lorsqu'une réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard est observée. Ce résultat constitue la meilleure réduction de bruit obtenue dans le système pour un point de l'échantillon légèrement différent et pour des conditions expérimentales identiques à celles décrites précédemment. Pour une puissance d'excitation supérieure au seuil d'oscillation

paramétrique ( $P_{exc} = 30$  mW), la réduction de bruit est de 7% en moyenne et le taux de corrélation quantique est égal à 11%.

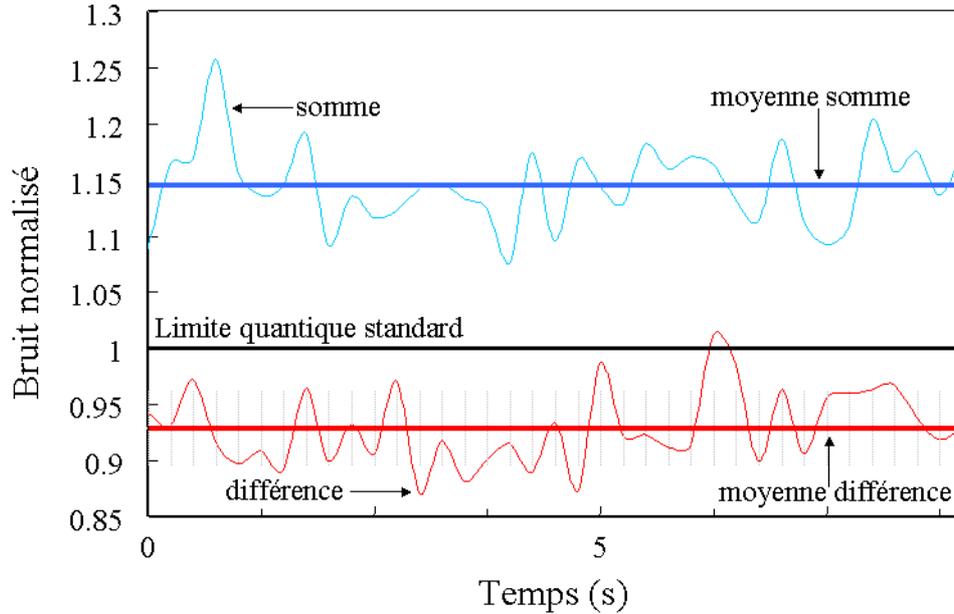


FIG. 5.13 – Bruits normalisés à la limite quantique standard de la somme et de la différence des intensités en fonction du temps d’acquisition à l’analyseur de spectre. Le bruit quantique standard ainsi que les moyennes des spectres mesurés à la fréquence  $\Omega$  sont représentés.  $\delta = -8$  meV.

Cette deuxième mesure de corrélations quantiques entre le signal et le complémentaire démontre la reproductibilité de la mesure. Il faut souligner en ce sens qu’un résultat similaire a été mis en évidence dans l’échantillon MT2 : la réduction de bruit observée jusqu’à présent est de 6% pour des faisceaux signal et complémentaire émis sur l’horizontale de l’anneau Rayleigh, à un désaccord négatif.

Pour conforter notre démonstration, nous avons vérifié qu’aucune corrélation classique n’existe entre deux points non diamétralement opposés de l’anneau Rayleigh, ceci pour une gamme de puissances très large.

En conclusion, l’ensemble de ces résultats est à comparer aux records obtenus dans les oscillateurs paramétriques optiques traditionnels de l’ordre de 80% de réduction du bruit quantique en-dessous de la limite quantique standard. La réduction de bruit obtenue sur la différence des intensités du signal et du complémentaire dans les microcavités triples est donc beaucoup plus faible (7%). Néanmoins, ce résultat constitue une démonstration de principe ainsi qu’une pre-

mière étape vers l'émission de photons jumeaux par une source intégrée à base de semiconducteurs. Il est d'ailleurs à comparer à la première réduction de bruit en-dessous de la limite quantique standard observée dans une vapeur de sodium qui n'était que de 7% [138]. En outre, les structures utilisées pendant notre étude n'étaient pas optimisées pour les corrélations. Nous verrons à la fin de ce chapitre quelles seraient les améliorations à apporter afin d'obtenir une meilleure réduction du bruit.

### 5.4.2 Etude en fonction du désaccord exciton-photon

Nous consacrons cette partie à une étude plus approfondie des corrélations entre les faisceaux signal et complémentaire émis par le micro-OPO, en fonction du paramètre essentiel du système, le désaccord exciton-photon  $\delta$ .

#### Désaccord nul

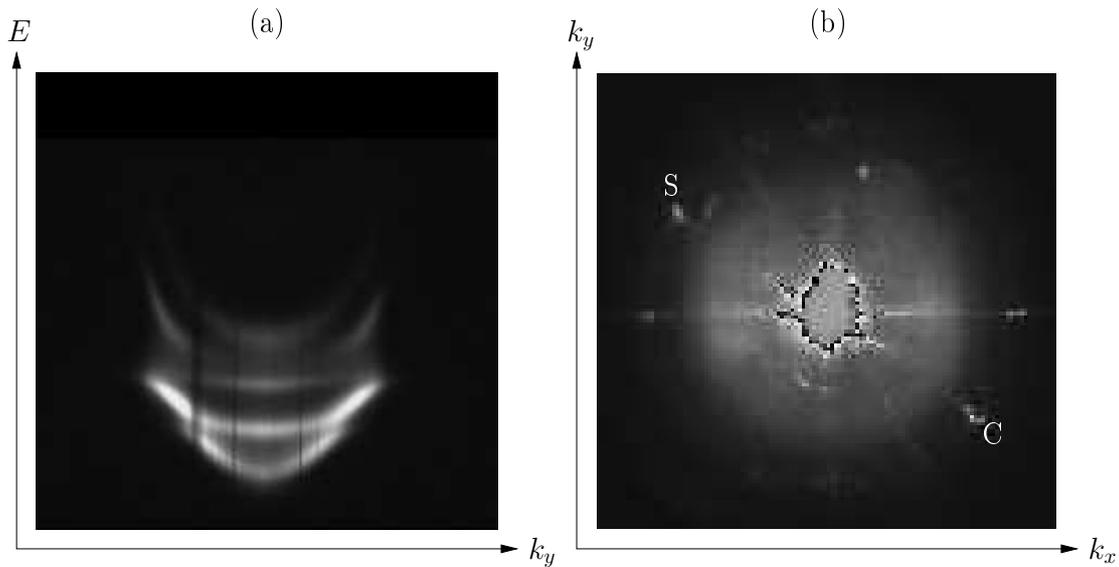


FIG. 5.14 – (a) Dispersion de l'échantillon MT1 à un désaccord exciton-photon nul. Échelle en énergie comprise entre 1.445 eV et 1.472 eV. Émission enregistrée pour des angles compris entre  $-30^\circ$  et  $+30^\circ$ . (b) Émission dans le plan  $(k_x, k_y)$  (i.e. angle d'émission d'environ  $15^\circ$ ) pour une excitation résonante du deuxième mode de polariton.

Sur la figure 5.14(a) est représentée la dispersion en régime de couplage fort pour un désaccord exciton-photon nul (i.e. deuxième mode de cavité résonant avec le mode excitonique), où l'on distingue clairement les cinq premières branches de polaritons. Sur la figure 5.14(b) est présenté l'anneau de diffusion Rayleigh lorsque le faisceau de pompe excite de façon résonante la deuxième branche de

polariton sous l'énergie de l'exciton. En comparaison de l'anneau Rayleigh obtenu à un désaccord négatif, on remarque une émission supplémentaire sous forme de disque. Ce profil d'émission s'explique par la dispersion aplatie en  $\vec{k} = \vec{0}$  de la deuxième branche de polariton. Celle-ci favorise la relaxation des porteurs par les phonons sur cette branche. L'émission aux faibles vecteurs d'onde et aux énergies proches de l'énergie d'excitation est par conséquent plus importante.

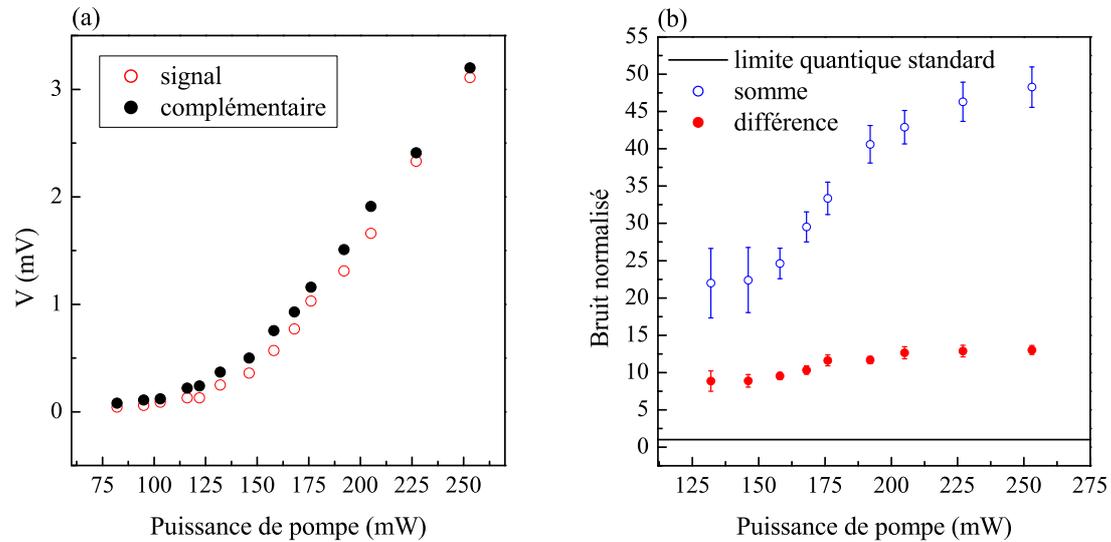


FIG. 5.15 – (a) Intensités des faisceaux signal (symboles vides) et complémentaire (symboles pleins) détectées par les photodiodes en fonction de la puissance de pompe. (b) Moyenne des spectres de bruit, normalisés à la limite quantique standard, de la somme (symboles vides) et de la différence (symboles pleins) des intensités du signal et du complémentaire en fonction de la puissance de pompe. La limite quantique standard est égale à 1.  $\delta = 0$  meV.

Dans le but de comparer l'ensemble des résultats exposés dans ce paragraphe, nous nous concentrons sur les faisceaux émis en-dehors des axes principaux (i.e. points S et C). Une étude de l'émission et des corrélations d'intensité en fonction de la puissance d'excitation est présentée sur la figure 5.15.

Un seuil d'oscillation paramétrique apparaît pour une puissance de pompe d'environ 150 mW pour le signal et le complémentaire. Ce seuil se reflète parallèlement sur la mesure des corrélations d'intensité, notamment sur la valeur du spectre de bruit normalisé de la somme des intensités. Les corrélations d'intensité entre le signal et le complémentaire augmentent donc avec la puissance d'excitation mais aucune corrélation de nature quantique n'est mise en évidence. Le bruit de la différence des intensités est en effet 10 fois supérieur au bruit quantique standard.

### Désaccord positif

Nous reprenons les mêmes expériences dans le cas d'un désaccord exciton-photon positif  $\delta = +8$  meV.

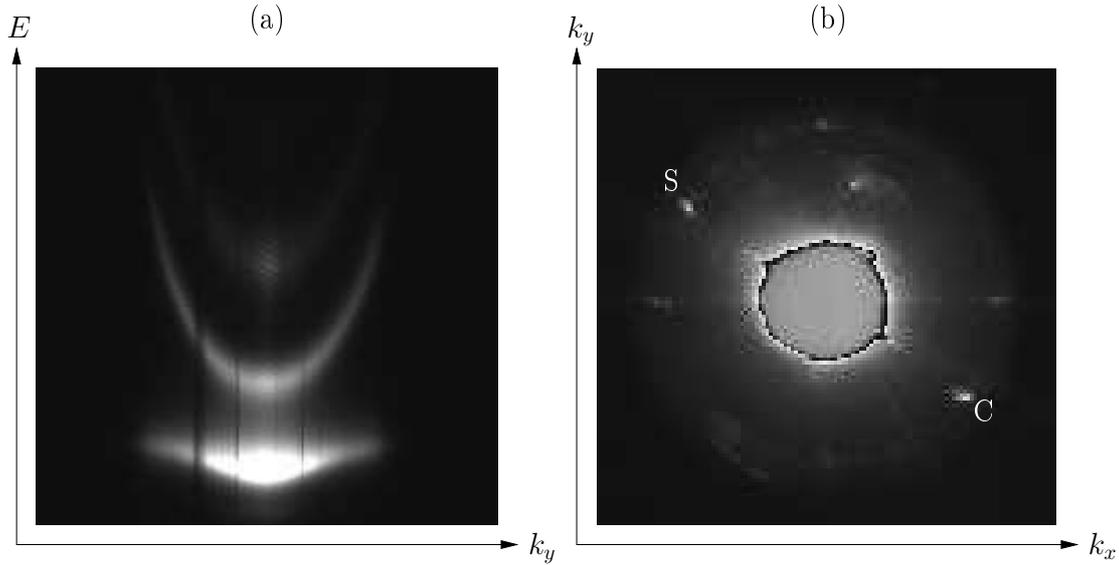


FIG. 5.16 – (a) Dispersion de l'échantillon MT1 à un désaccord exciton-photon  $\delta = +8$  meV. Échelle en énergie comprise entre 1.455 eV et 1.480 eV. Émission enregistrée pour des angles compris entre  $-30^\circ$  et  $+30^\circ$ . (b) Émission dans le plan  $(k_x, k_y)$  (i.e. angle d'émission d'environ  $15^\circ$ ) pour une excitation résonante du deuxième mode de polariton de haute énergie.

La dispersion de l'échantillon en régime de couplage fort est présentée sur la figure 5.16(a). En raison du désaccord très positif, cette dispersion est analogue à la dispersion en régime de couplage faible : les trois premières branches de polariton de basse énergie sont confondues et proches du mode excitonique ; les dispersions des branches de polariton de haute énergie sont quant à elles similaires aux dispersions des trois modes de cavité couplés. L'excitation résonante du deuxième mode de polariton de haute énergie au-dessus de l'énergie de l'exciton revient donc ici à exciter le deuxième mode photonique couplé. L'émission en champ lointain est représentée dans ces conditions sur la figure 5.16(b).

L'étude de l'émission et des corrélations d'intensité entre les faisceaux S et C en fonction de la puissance de pompe est présentée sur la figure 5.17. Le seuil d'oscillation paramétrique ainsi que les corrélations d'intensité entre le signal et le complémentaire apparaissent vers 300 mW. Comme dans le cas d'un désaccord nul, les corrélations augmentent avec la puissance de pompe mais demeurent classiques : le bruit de la différence des intensités est 10 fois supérieur au bruit

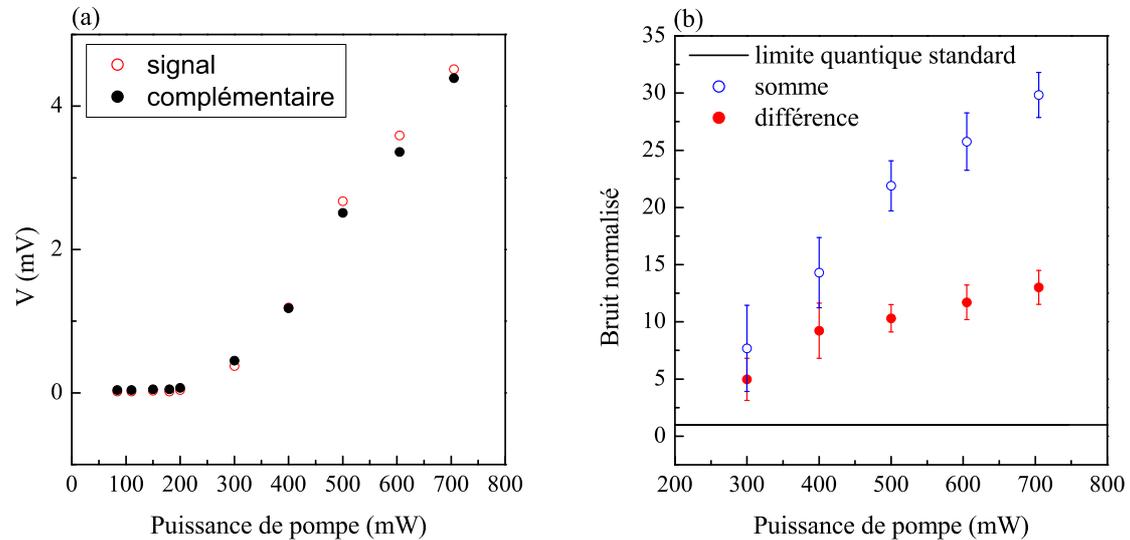


FIG. 5.17 – (a) Intensités des faisceaux signal (symboles vides) et complémentaire (symboles pleins) détectées par les photodiodes en fonction de la puissance de pompe. (b) Moyenne des spectres de bruit, normalisés à la limite quantique standard, de la somme (symboles vides) et de la différence (symboles pleins) des intensités du signal et du complémentaire en fonction de la puissance de pompe. La limite quantique standard est égale à 1.  $\delta = +8$  meV.

quantique standard.

En résumé, pour des désaccords positifs ou nuls, les seuils d'oscillation paramétrique observés sont supérieurs d'un ordre de grandeur aux seuils obtenus aux désaccords négatifs. Parallèlement à cette augmentation de la puissance seuil, les corrélations quantiques ont disparu.

### 5.4.3 Interprétation

Dans le cas d'un désaccord nul où les modes signal, pompe et complémentaire sont à une énergie légèrement inférieure à celle du mode excitonique, les effets d'élargissement collisionnel entre excitons sont importants [56–58, 78]. Dans le cas d'un désaccord positif, la diffusion des divers modes vers les états du réservoir excitonique s'ajoutent à ces effets. Ces phénomènes, qui introduisent des pertes dans le système, entraînent un élargissement des différents modes impliqués, conduisant à une augmentation du seuil d'oscillation paramétrique, comme nous le constatons expérimentalement.

Pour atteindre le seuil d'oscillation paramétrique à ces désaccords, il est donc

nécessaire d'appliquer des puissances d'excitation plus élevées que dans le cas d'un désaccord négatif où les modes sont protégés du réservoir excitonique. Les effets d'échauffement thermique électronique avec la puissance de pompe sont alors plus importants. Ceux-ci constituent une source de bruit dans le système qui limite la réduction du bruit de la différence des intensités en-dessous de la limite quantique standard. L'augmentation du bruit avec la puissance d'excitation est d'ailleurs bien mise en évidence sur le bruit de la somme des intensités dans l'ensemble des mesures. Alternativement, en se plaçant à un désaccord exciton-photon négatif, c'est à dire en s'affranchissant des effets d'élargissement collisionnel, le seuil d'oscillation paramétrique diminue et une réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard est observée.

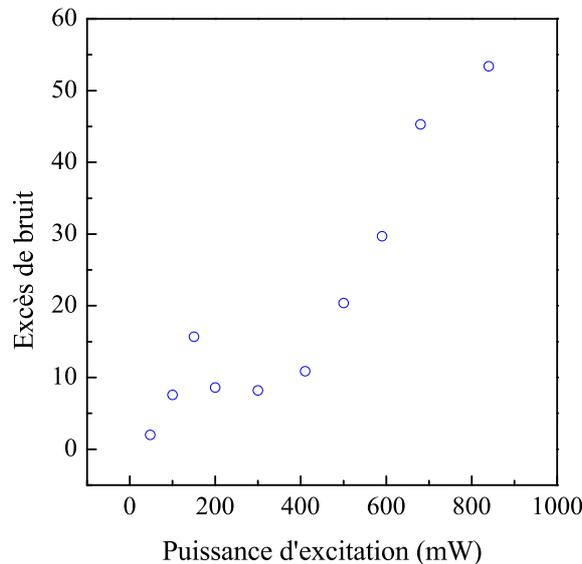


FIG. 5.18 – *Excès de bruit par rapport à la limite quantique standard sur le faisceau de pompe transmis par l'échantillon, en fonction de la puissance d'excitation.*

Pour corroborer les résultats, nous réalisons une expérience dans une configuration plus simple que les expériences précédentes : nous mesurons, en fonction de la puissance d'excitation, l'excès de bruit par rapport à la limite quantique standard sur un seul faisceau et non plus sur une combinaison de deux faisceaux, en utilisant le montage destiné à la calibration de la limite quantique standard (partie 1 du dispositif expérimental). Le résultat est représenté sur la figure 5.18 pour le laser transmis par l'échantillon à l'énergie du mode de pompe et à un désaccord positif. La même physique est observée : un excès de bruit apparaît à partir d'une centaine de milliwatts. Ce comportement en fonction de la puis-

sance d'excitation est comparable à celui du bruit de la somme des intensités des faisceaux signal et complémentaire dans la mesure des corrélations (pour des désaccords  $\delta \geq 0$ ). L'émergence d'un bruit classique dans le système qui dépend de la puissance d'excitation est confirmée.

Comme l'ont montré les travaux de Romanelli *et al.* pour une configuration d'excitation à deux pompes dans les microcavités simples [133], la superposition de l'émission linéaire (i.e. la diffusion Rayleigh résonante) à l'émission paramétrique s'avère être également un facteur limitant pour la réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard. En d'autres termes, l'émission Rayleigh résonante non corrélée constitue une source de bruit intrinsèque pour les corrélations quantiques [142].

## 5.5 Perspectives

Nous proposons dans cette partie plusieurs idées d'améliorations à apporter au micro-OPO afin de mettre en évidence de meilleures corrélations quantiques entre les faisceaux signal et complémentaire, i.e. une réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard supérieure à 7%.

Tout d'abord, comme nous venons de le voir, les modes du signal, de la pompe et du complémentaire doivent être protégés du réservoir excitonique pour obtenir un seuil d'oscillation paramétrique bas. Il est en effet essentiel d'utiliser une puissance de pompe aussi faible que possible pour ne pas introduire dans le système du bruit classique lié à des effets d'échauffement thermique. En ce sens, l'abaissement du seuil d'oscillation paramétrique peut être obtenu en augmentant la finesse de la structure. Cependant, pour de très grandes finesse de cavité, les photons jumeaux issus du processus paramétrique restent longtemps à l'intérieur de la cavité résonante et subissent plus de pertes non radiatives. Comme l'ensemble de ces pertes induisent une dégradation des corrélations quantiques, il est important de trouver un compromis entre l'abaissement du seuil et le taux de pertes non radiatives sur les photons jumeaux au sein de la cavité.

Ensuite, les échantillons utilisés ici reposent sur une structure symétrique par rapport à l'axe de croissance  $Oz$  et l'émission s'effectue, dans d'égales proportions, de part et d'autre du micro-OPO (selon son épaisseur, le long de  $Oz$ ). La lumière émise par réflexion constitue par conséquent une perte supplémentaire pour la détection des corrélations quantiques : 50% en moyenne des photons jumeaux sont en effet perdus. Sans ces pertes et compte tenu de notre premier résultat, le taux de réduction de bruit dans le système pourrait atteindre 14%. Une solution serait donc de concevoir une structure asymétrique, où l'émission se ferait majoritairement par l'une des faces.

D'autre part, le résultat de 7% a été obtenu en régime de couplage fort exciton-

photon. Les faisceaux jumeaux émis à l'extérieur de la cavité sont ici la signature des corrélations quantiques entre les polaritons signal et complémentaire. Or seules les corrélations des fractions photoniques sont détectées, ce qui représente, en moyenne, la moitié des corrélations totales. Une démonstration identique en régime de couplage faible, dans une structure asymétrique, pourrait ainsi conduire à une réduction du bruit quantique de 28%.

Enfin, alors qu'une structure de trois cavités couplées est indispensable pour le processus paramétrique "vertical", une structure de deux cavités couplées s'avère suffisante pour le processus "horizontal". La troisième cavité, qui ne constitue ici qu'une source supplémentaire de pertes en tant que milieu absorbant, peut être supprimée.

Après optimisation de la structure triple, nous pouvons donc espérer une réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard de l'ordre de 30%. Ce chiffre est à comparer au taux de réduction minimum requis de 50% pour l'utilisation des faisceaux jumeaux en cryptographie quantique. Ainsi, l'optimisation du micro-OPO pour d'éventuelles applications en optique quantique apparaît comme un objectif raisonnable.

## 5.6 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous avons présenté les travaux que nous avons réalisés sur les mesures de corrélations quantiques entre les faisceaux signal et complémentaire émis par la microcavité triple verticale, dans la configuration horizontale du processus paramétrique.

Grâce à la structure originale du micro-OPO, deux faisceaux parfaitement équilibrés en intensité et bien séparés spatialement (i.e. angles d'émission opposés  $+15^\circ$  et  $-15^\circ$ ) peuvent être générés dans le système à la suite d'un processus de diffusion paramétrique. Des mesures de bruit quantique ont démontré une réduction de bruit en-dessous de la limite quantique standard de l'ordre de 7% au niveau du seuil d'oscillation paramétrique. Ce résultat est révélateur de la présence de corrélations quantiques entre le signal et le complémentaire et il constitue la première observation de faisceaux corrélés quantiquement émis par une hétérostructure semiconductrice.

Une étude systématique de ces corrélations en fonction du désaccord exciton-photon nous a permis de déterminer ce qui limite le taux de réduction du bruit en-dessous de la limite quantique standard. Nous avons conclu que les modes impliqués dans l'oscillation paramétrique optique doivent être protégés du réservoir excitonique et que les effets d'échauffement thermique liés à la puissance d'excitation doivent être minimisés.



# Conclusion générale

Le couplage fort dans les microcavités planaires de semiconducteurs [20] entre un photon de cavité et un exciton de puits quantique modifie profondément la dispersion des énergies des nouveaux modes propres [21], les polaritons de cavité, dans le plan des couches de la structure. De nouvelles propriétés non-linéaires comme l'amplification ou l'oscillation paramétrique optique [28, 29, 31, 32] en résultent. Cependant, de nombreuses limitations empêchent l'utilisation des microcavités comme sources intégrées de photons jumeaux : le couplage fort, l'injection de la pompe à un angle très particulier et le mauvais couplage du complémentaire à l'extérieur.

Dans cette thèse consacrée à l'étude de l'oscillation paramétrique optique et de la génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs III-V, nous avons examiné, par des techniques de spectroscopie résolue en angle et d'imagerie de l'émission en champ lointain, des configurations pour l'oscillation paramétrique et des structures permettant de contourner ces difficultés.

Nous nous sommes d'abord intéressés à une structure gravée en fils photoniques [88, 89, 91, 92], où le confinement du champ électromagnétique conduit à un multiplet de modes de polaritons en régime de couplage fort [89]. Nous avons mis en évidence une oscillation paramétrique interbranches, où la pompe est injectée à incidence normale et les faisceaux signal et complémentaire sont émis perpendiculairement à la surface de l'échantillon. Cette configuration non dégénérée, dite "verticale", est très intéressante car elle répond à certaines des limitations énoncées précédemment : l'injection de la structure qui se fait perpendiculairement à sa surface est facilitée ; la fraction photonique du complémentaire est plus importante, améliorant ainsi l'équilibre d'intensités et l'efficacité de collection des faisceaux signal et complémentaire. Son originalité tient également à la possibilité de contrôler l'état de spin des polaritons diffusés [90], situation nouvelle par rapport à l'état de l'art dans les microcavités planaires usuelles. En effet, en raison d'une levée de dégénérescence des polarisations linéaires des modes polaritoniques, nous avons pu observer une inversion de la polarisation linéaire du signal et du complémentaire par rapport à celle de la pompe. L'analyse détaillée de l'émission a montré qu'une contrainte uniaxiale liée au refroidissement de l'échantillon est à l'origine de cette levée de dégénérescence. Nous avons également démontré par le calcul que la structure fine des états de polaritons est à

la base de cette inversion de polarisations. Cependant, dans l'ensemble de ces résultats, le couplage fort reste indispensable pour satisfaire les conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie. A cela vient s'ajouter le problème de la gravure, procédé complexe pouvant induire des défauts au sein des échantillons.

A l'issue de cette étude, nous avons conçu puis étudié une structure originale composée de trois microcavités couplées [97], une microcavité triple. Les trois modes de cavité couplés résultant du couplage optique intercavités conduisent à un multiplet de six modes de polaritons en régime de couplage fort exciton-photon. Nous avons mis en évidence une oscillation paramétrique "verticale", identique à celle observée dans les fils photoniques, en régime de couplage fort ainsi qu'en régime de couplage faible [103]. Les fréquences paramétriques étant directement fournies par les trois modes photoniques couplés en régime de couplage faible, la contrainte du couplage fort disparaît dans ce nouveau système, ce qui représente un des résultats les plus marquants de cette thèse. De plus, nous avons montré dans ce cas particulier une oscillation paramétrique intracavité, où un effet paramétrique apparaît à la suite d'un effet laser à l'énergie du signal. L'analyse de ce régime complexe nous a conduit à une discussion sur la dépendance spectrale des gains laser et paramétrique dans la microcavité triple, appuyée par un calcul de l'efficacité du processus paramétrique "vertical" dans la microcavité triple. Une amplification paramétrique a également été mise en évidence dans ce contexte. Dans la configuration verticale, les faisceaux signal et complémentaire restent néanmoins très déséquilibrés en intensité. Pour répondre à ce problème, nous avons mis en évidence une oscillation paramétrique "horizontale" dégénérée, où la pompe est injectée sous incidence normale tandis que le signal et le complémentaire sont émis à des angles opposés de l'ordre d'une quinzaine de degrés. La caractérisation précise de l'émission sur l'anneau Rayleigh de diffusion élastique a montré que la symétrie du cristal de GaAs induit des directions privilégiées pour la diffusion paramétrique, conduisant ainsi à une sélection des modes signal et complémentaire pour l'oscillation paramétrique "horizontale". La sélection naturelle de ces modes, l'équilibre parfait des intensités, la bonne séparation spatiale des faisceaux en sortie de la structure et les seuils d'oscillation paramétriques observés particulièrement bas, nous ont permis de mesurer, pour la première fois dans une structure semiconductrice, des corrélations quantiques en variables continues entre les faisceaux émis [134]. Des mesures de bruit quantique [17,18,37,38] ont en effet mis en évidence une réduction du bruit quantique en-dessous de la limite quantique standard de 6% en moyenne. Par une étude systématique, nous avons souligné que la protection des modes du réservoir excitonique, qui s'associe à une diminution de seuil d'oscillation paramétrique, est un élément essentiel pour l'observation de corrélations quantiques. Finalement, au cours de cette thèse, nous avons démontré que le micro-OPO que constitue la microcavité triple génère des photons jumeaux.

Cette thèse trouve un prolongement logique dans la recherche de l'amélioration de ce dernier résultat. Par la suite, il sera intéressant de considérer une microca-

tivité double, asymétrique, émettant essentiellement par une seule face. Un calcul théorique des corrélations quantiques dans ce type de structure, reposant sur un modèle existant [142], est en cours. Le développement de l'injection électrique d'une microcavité multiple est également un projet intéressant. Il consisterait à fabriquer puis à étudier la structure décrite page 129. Enfin, un objectif ambitieux serait de démontrer qu'un micro-OPO, basé sur une microcavité multiple, peut fonctionner à température ambiante.



# Annexe A

## Hamiltonien d'interaction exciton-exciton dans les fils photoniques

Dans cette annexe, nous adaptons au cas des fils photoniques l'hamiltonien d'interaction exciton-exciton donné dans le cas des microcavités planaires au chapitre 1. Nous rappelons que cet hamiltonien décrit les interactions coulombiennes entre porteurs responsables de la diffusion paramétrique de polaritons. Par soucis de simplicité, nous ne considérerons pas ici le terme de saturation dans le couplage exciton-photon.

D'après les résultats obtenus dans les fils photoniques que nous avons présentés au chapitre 2, l'état de polarisation des modes impliqués dans le processus paramétrique doit être pris en compte dans ce traitement.

### A.1 Hamiltonien linéaire

L'hamiltonien linéaire du système dans la base des états excitonique et photonique s'écrit :

$$\begin{aligned} H_0 = & \sum_{k_y, j_x, \sigma = \{\perp, \parallel\}} E_C(k_y, j_x, \sigma) a_{k_y, j_x, \sigma}^\dagger a_{k_y, j_x, \sigma} + \sum_{\mathbf{k}, \sigma = \{\perp, \parallel\}} E_X b_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger b_{\mathbf{k}, \sigma} \\ & + \sum_{k_y, j_x, \sigma = \{\perp, \parallel\}} \hbar \Omega_{R, j_x, \sigma} \left( a_{k_y, j_x, \sigma}^\dagger \mathcal{B}_{k_y, j_x, \sigma} + \mathcal{B}_{k_y, j_x, \sigma}^\dagger a_{k_y, j_x, \sigma} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

avec  $a_{k_y, j_x, \sigma}^\dagger$  ( $a_{k_y, j_x, \sigma}$ ) l'opérateur création (annihilation) d'un photon dans le mode  $j_x$ , de vecteur d'onde  $k_y$  et de polarisation  $\sigma$ ;  $b_{\mathbf{k}, \sigma}^\dagger$  ( $b_{\mathbf{k}, \sigma}$ ) l'opérateur création (annihilation) d'un exciton de polarisation  $\sigma$  et de vecteur d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$  (l'exciton ne ressent pas le confinement imposé par la gravure selon l'axe  $Ox$  des fils);  $\mathcal{B}_{k_y, j_x, \sigma} = \frac{1}{i\sqrt{2}} [b_{(k_y, j_x \pi / L_x), \sigma} - b_{(k_y, -j_x \pi / L_x), \sigma}]$  l'opérateur annihilation d'un exciton de même fonction d'onde spatiale que le photon créé par

l'opérateur  $a_{k_y, j_x, \sigma}^\dagger$  (i.e. proportionnelle à  $e^{ik_y y} \sin(j_x \pi x / L_x)$ ).

Chaque mode photonique est donc couplé au mode excitonique de même symétrie spatiale et de même polarisation  $\sigma$ .

Nos résultats expérimentaux montrent que la dépendance de  $\hbar\Omega_{R, j_x, \sigma}$  avec  $j_x$  et  $\sigma$  est négligeable.

Dans les fils photoniques, du fait de la levée de dégénérescence de la polarisation de la composante photonique des polaritons, l'énergie du photon  $E_C(k_y, j_x, \sigma)$  dépend de l'état de polarisation  $\sigma$ . Inversement, la levée de dégénérescence de la polarisation de la composante excitonique des polaritons étant négligeable au regard de la précision expérimentale, l'énergie de l'exciton  $E_X$  est prise indépendante de  $\sigma$ .

L'hamiltonien (A.1) diagonalisé dans la base des polaritons est :

$$H_0 = \sum_{k_y, j_x, \sigma = \{\perp, \parallel\}} \sum_{l = \{PB, PH\}} E_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} p_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)\dagger} p_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} \quad (\text{A.2})$$

avec  $p_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} = C_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} a_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} + X_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)} b_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)}$  l'opérateur annihilation d'un polariton d'énergie  $E_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)}$ , où  $l$  correspond à une des branches de basse énergie (*PB*) ou de haute énergie (*PH*).  $C_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)}$  et  $X_{k_y, j_x, \sigma}^{(l)}$  sont les coefficients de Hopfield.

## A.2 Hamiltonien d'interaction dans la base circulaire de la polarisation

La diffusion paramétrique optique est gouvernée par l'interaction coulombienne exciton-exciton. Nous rappelons que l'on considère dans notre système les excitons 1s formés d'une paire électron ( $s_e = \pm 1/2$ )-trou lourd ( $s_{hh} = \pm 3/2$ ). De plus, seuls les excitons brillants de spin  $\sigma = \pm 1$  jouent un rôle dans les processus de diffusion paramétrique puisqu'ils sont les seuls à pouvoir se coupler à la lumière.

En tenant compte de la conservation du spin, deux excitons brillants peuvent être diffusés en deux excitons brillants ou deux excitons noirs de spin  $\sigma = \pm 2$ . L'hamiltonien décrivant ces interactions s'écrit dans la base des états excitoniques de spin  $\sigma$  [32] :

$$H_{XX} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} \sum_{\substack{\{\sigma_i, \sigma'_i\} \in \{-1, +1\} \\ \{\sigma_f, \sigma'_f\} \in \{-2, -1, +1, +2\}}} V_{\mathbf{q}, \sigma_i, \sigma'_i, \sigma_f, \sigma'_f}^{eff} b_{\sigma_f, \mathbf{k} + \mathbf{q}}^\dagger b_{\sigma'_f, \mathbf{k}' - \mathbf{q}}^\dagger b_{\sigma_i, \mathbf{k}} b_{\sigma'_i, \mathbf{k}'} \quad (\text{A.3})$$

Dans cette expression, deux excitons de vecteurs d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k}$  et  $\mathbf{k}'$ , et de spins initiaux  $\sigma_i$  et  $\sigma'_i$ , sont diffusés en deux excitons de vecteurs d'onde dans le plan des couches  $\mathbf{k} + \mathbf{q}$  et  $\mathbf{k}' - \mathbf{q}$ , et de spins finaux  $\sigma_f$  et  $\sigma'_f$ . Le terme  $V_{\mathbf{q},\sigma_i,\sigma'_i,\sigma_f,\sigma'_f}^{eff}$  est le potentiel d'interaction effectif entre excitons.

Nous pouvons écrire  $H_{XX}$  comme la somme des quatre termes suivants [143] :

– Le terme direct  $H_{dir}$  correspondant à l'interaction électrostatique classique entre deux excitons :

$$H_{dir} \propto \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}} (b_{+1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}} b_{+1,\mathbf{k}'} + b_{-1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}} b_{-1,\mathbf{k}'} + b_{+1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}} b_{-1,\mathbf{k}'} + b_{-1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}} b_{+1,\mathbf{k}'}) \quad (\text{A.4})$$

– Le terme  $H_{ech}^X$  dû à l'interaction d'échange exciton-exciton (échange simultané des deux électrons de conduction de même spin  $s_e = \pm 1/2$  et des deux électrons de valence de même spin  $s_{hh} = \pm 3/2$ ) :

$$H_{ech}^X \propto \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}} (b_{-1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}} b_{-1,\mathbf{k}'} + b_{+1,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}} b_{+1,\mathbf{k}'}) \quad (\text{A.5})$$

– Le terme  $H_{ech}^e$  dû à l'interaction d'échange électron-électron :

$$H_{ech}^e \propto \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}} (b_{+2,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-2,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}} b_{-1,\mathbf{k}'} + b_{-2,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+2,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}} b_{+1,\mathbf{k}'}) \quad (\text{A.6})$$

– Le terme  $H_{ech}^h$  dû à l'interaction d'échange trou lourd-trou lourd :

$$H_{ech}^h \propto \sum_{\mathbf{k},\mathbf{k}',\mathbf{q}} (b_{-2,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+2,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1,\mathbf{k}} b_{-1,\mathbf{k}'} + b_{+2,\mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-2,\mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1,\mathbf{k}} b_{+1,\mathbf{k}'}) \quad (\text{A.7})$$

Les termes d'interaction entre excitons de polarisations circulaires orthogonales (+ et -)  $H_{ech}^e$  et  $H_{ech}^h$  sont négligeables en première approximation. En effet, les états finaux de spin  $\sigma_f \in \{\pm 2\}$  ne sont pas couplés aux modes photoniques et se trouvent à l'énergie de l'exciton  $E_X$ , c'est à dire bien au-dessus des états de polaritons de basse énergie mis en jeu dans le processus paramétrique étudié ici.

Des études sur les dynamiques de spin des polaritons de microcavité planaire sous excitation résonante ont montré que les interactions entre polaritons de polarisations co-circulaires sont environ 25 fois plus fortes que celles entre polaritons de polarisations circulaires orthogonales [144]. Nous négligeons par conséquent le terme  $H_{ech}^X$  ainsi que les deux derniers termes de  $H_{dir}$ .

L'hamiltonien d'interaction exciton-exciton devient après simplifications :

$$H_{XX} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_{\mathbf{q}}^{eff} (b_{+1, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{+1, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{+1, \mathbf{k}} b_{+1, \mathbf{k}'} + b_{-1, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{-1, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger b_{-1, \mathbf{k}} b_{-1, \mathbf{k}'}) \quad (\text{A.8})$$

où  $V_{\mathbf{q}}^{eff} = V_{\mathbf{q}, \sigma_i = \sigma'_i = \sigma_f = \sigma'_f}^{eff}$ .

### A.3 Hamiltonien d'interaction dans la base linéaire de la polarisation

Une transformation dans la base des états des excitons polarisés linéairement donne :

$$\begin{aligned} H_{XX} = & \frac{1}{4} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}} V_{\mathbf{q}}^{eff} [(b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger) b_{\perp, \mathbf{k}} b_{\perp, \mathbf{k}'} \\ & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger) b_{\parallel, \mathbf{k}} b_{\parallel, \mathbf{k}'} \\ & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger) b_{\perp, \mathbf{k}} b_{\parallel, \mathbf{k}'} \\ & + (b_{\perp, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\parallel, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger + b_{\parallel, \mathbf{k}+\mathbf{q}}^\dagger b_{\perp, \mathbf{k}'-\mathbf{q}}^\dagger) b_{\parallel, \mathbf{k}} b_{\perp, \mathbf{k}'}] \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

où  $b_{\parallel, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{+1, \mathbf{k}} + b_{-1, \mathbf{k}})$  et  $b_{\perp, \mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b_{+1, \mathbf{k}} - b_{-1, \mathbf{k}})$  sont respectivement les opérateurs d'annihilation d'un exciton de polarisation parallèle et perpendiculaire à l'axe des fils.

Ce résultat est utilisé dans l'interprétation de la sélectivité en polarisation de l'oscillation paramétrique optique interbranches mise en évidence dans les fils photoniques (cf. partie 2.2.3).

# Annexe B

## Oscillation paramétrique optique intracavité

Cette annexe est consacrée à l'étude approfondie de l'oscillation paramétrique intracavité mise en évidence au chapitre 4. Ce régime complexe qui met en jeu une oscillation laser suivie d'une oscillation paramétrique nous a conduit à faire une comparaison entre le gain laser et le gain paramétrique dans notre micro-OPO (paragraphe B.1) : après avoir exposé des résultats connus sur la dépendance spectrale du gain laser dans les VCSEL, nous analysons, à partir de considérations théoriques et expérimentales, le cas du gain paramétrique dans la microcavité triple. Ensuite, nous passons à une expérience de pompe-sonde sous excitation continue afin de mettre en évidence un régime d'amplification paramétrique optique (paragraphe B.2). Nous tirons notamment de cette expérience une information supplémentaire sur le gain paramétrique dans notre système.

### B.1 Comparaison gain laser / gain paramétrique

Nous revenons dans ce paragraphe sur l'oscillation paramétrique intracavité observée dans l'échantillon MT1 en régime de couplage faible. Ce régime d'oscillation paramétrique particulier implique dans ce cas un résultat important : une émission laser à l'énergie du signal est indispensable pour observer une oscillation paramétrique optique entre le signal, la pompe et le complémentaire. Le seuil laser et le seuil d'oscillation paramétrique, qui sont l'un et l'autre associés au gain laser et au gain paramétrique, sont donc liés.

Nous présentons un résultat issu de la littérature sur la dépendance spectrale du gain laser dans les VCSEL avant de considérer le cas du gain laser et du gain paramétrique dans la microcavité triple.

**Dépendance spectrale du gain laser dans les VCSEL :** Les caractéristiques d'émission des VCSEL sont déterminées par le gain du milieu amplificateur ainsi que par la structure de la cavité résonante. Afin d'obtenir un courant de seuil laser bas et une puissance de sortie élevée, il faut maximiser le gain à la longueur d'onde du mode de cavité Fabry-Pérot [145]. Cependant, pendant le fonctionnement du VCSEL, cette condition n'est pas maintenue : des effets thermiques, induits par la dissipation de la puissance dans la structure, sont responsables d'un décalage spectral du gain laser par rapport à la résonance de cavité. Le maximum du gain laser dans les VCSEL se déplace en effet vers les grandes longueurs d'onde lorsque la température augmente [146].

La figure B.1 montre la dépendance spectrale du gain laser, relativement au calcul du spectre de réflectivité, d'un VCSEL constitué de 3 puits quantiques d' $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$  de 80 Å d'épaisseur et de miroirs de Bragg GaAs/AlAs. Celle-ci est représentée pour deux températures effectives  $T$  dans la structure telles que  $T_{(a)} < T_{(b)}$ . Un décalage spectral du gain est bien mis en évidence. Notons de plus que la réduction du gain à la résonance Fabry-Pérot est responsable d'une dégradation de l'effet laser dans le VCSEL [147].

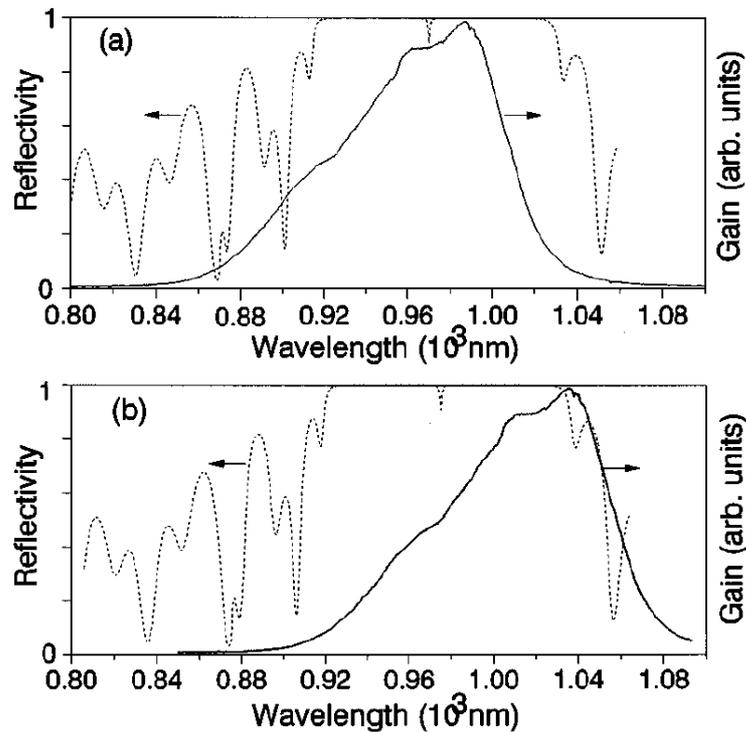


FIG. B.1 – *Figure issue de la référence [147]. Gain et spectre de réflectivité du VCSEL en fonction de la longueur d'onde, pour deux températures effectives dans la structure  $T_{(a)} < T_{(b)}$ . L'effet laser est perdu dans la configuration (b).*

**Cas de notre micro-OPO :** Le modèle développé au chapitre 3 pour une microcavité triple identique à l'échantillon MT1 a montré que l'efficacité du processus paramétrique vertical en régime de couplage fort dépend du désaccord exciton-photon  $\delta$ . Il prévoit notamment une meilleure efficacité du processus paramétrique "vertical" pour des désaccords négatifs (cf. figure 3.13).

Pour comparer l'expérience à la théorie, il serait ici plus rigoureux d'utiliser un modèle étendu au régime de couplage faible. Cependant, puisqu'il sera question lors de cette comparaison de désaccords très négatifs pour lesquels les fractions photoniques des modes signal, pompe et complémentaire sont élevées, nous pourrions tenir compte du résultat du modèle.

L'évolution des gains laser et paramétrique est étudiée expérimentalement en fonction du désaccord  $\delta$  ( $\delta = E_C^{(2)}(\mathbf{0}) - E_X$ , avec  $E_C^{(2)}(\mathbf{0})$  l'énergie du mode photonique couplé de pompe dans le cas du régime de couplage faible). Seuls les désaccords pour lesquels le processus paramétrique "vertical" est autorisé par la condition de conservation de l'énergie (i.e. quand  $x_{linéaire} = 0$  meV) sont étudiés. Sur la figure B.2 sont représentées les intensités du signal et du complémentaire lorsque la pompe excite de façon résonante le deuxième mode photonique couplé.

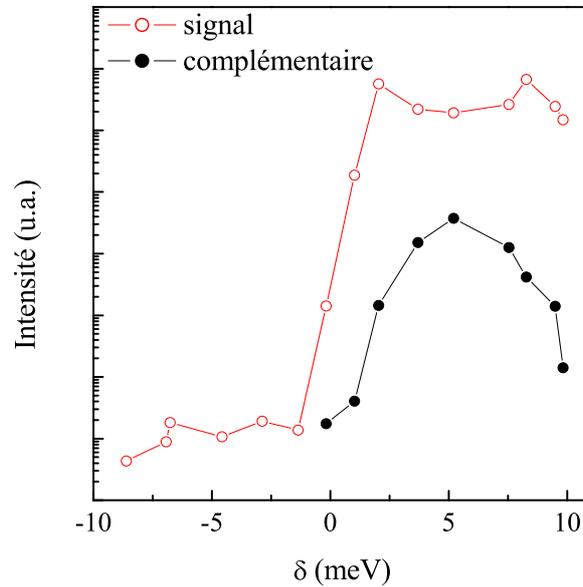


FIG. B.2 – Intensités du signal et du complémentaire en fonction du désaccord exciton-photon,  $\delta = E_C^{(2)}(\mathbf{0}) - E_X$ , lorsqu'un processus paramétrique "vertical" est autorisé par la condition de conservation de l'énergie ( $x_{linéaire} = 0$  meV), dans l'échantillon MT1.  $P_{exc} = 20$  kW/cm<sup>2</sup>

Aux désaccords positifs ( $0 < \delta < 10$  meV), un effet laser à l'énergie du signal est observé en premier. Cet effet laser conduit, à plus forte puissance, à un effet paramétrique caractérisé par une émission intense d'un complémentaire. On retrouve un régime d'oscillation paramétrique optique intracavité pour l'ensemble de ces désaccords.

Aux désaccords négatifs, l'émission laser à l'énergie du signal disparaît et l'oscillation paramétrique intracavité est perdue.

On en déduit que le gain spectral laser existe uniquement pour des désaccords positifs, ce qui ne signifie pas néanmoins que le gain spectral paramétrique disparaît pour ces désaccords. Le résultat du calcul de l'efficacité du processus paramétrique "vertical" suggère en effet que le gain spectral paramétrique est élevé aux désaccords négatifs. Nous testons cette hypothèse dans la suite de cette étude.

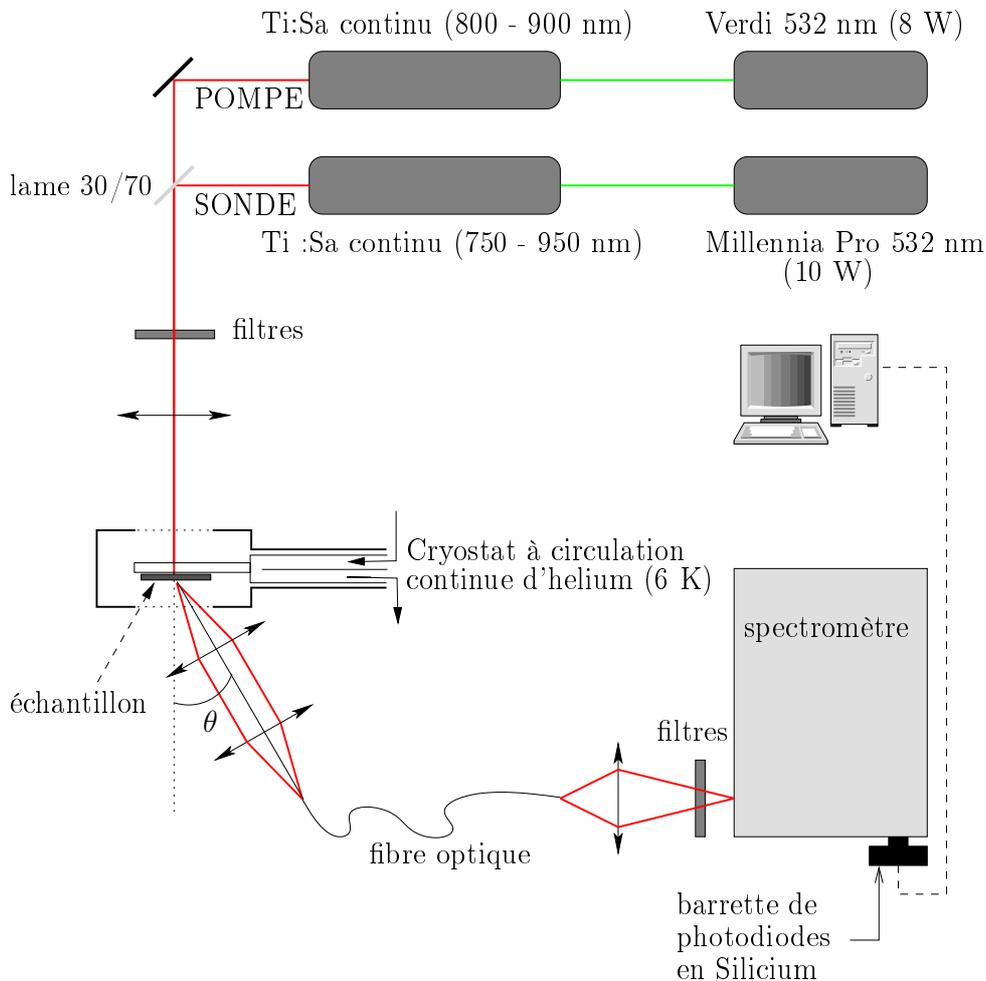


FIG. B.3 – Schéma du montage expérimental pour les expériences de pompe-sonde en continu.

## B.2 Amplification paramétrique optique

L'objet de cette partie est de vérifier si, comme le prévoit la théorie, un gain paramétrique est présent dans le système pour des désaccords exciton-photon négatifs.

**Expérience de pompe-sonde en continu :** Nous réalisons une expérience de pompe-sonde analogue à celles faites dans les microcavités simples par Savvidis *et al.* en excitation pulsée [28] et par Sanvitto *et al.* en excitation continue [148], pour mettre en évidence un effet d'amplification paramétrique optique dans le système. Le montage expérimental, quasi-identique à celui utilisé jusqu'ici, est présenté sur la figure B.3. Le faisceau continu de pompe excite le deuxième mode photonique couplé à  $0^\circ$  ( $\hbar\omega_p = 1.4555$  eV), pendant qu'un autre faisceau continu, issu d'un deuxième laser Ti :Sa accordable, sonde en incidence normale le mode de plus basse énergie ( $\hbar\omega_s = 1.4514$  eV). Nous travaillons à un désaccord légèrement négatif pour lequel l'effet laser n'est plus observé. Nous choisissons de plus un point de l'échantillon pour lequel les trois modes photoniques couplés sont également espacés en énergie afin de respecter la condition de conservation de l'énergie. S'il existe un gain paramétrique aux désaccords négatifs, on observera alors une amplification de la sonde en présence de la pompe.

**Amplification paramétrique de la sonde :** La figure B.4(a) présente un spectre d'émission à  $0^\circ$  lorsque seule la pompe excite la microcavité triple. On observe alors l'émission du premier mode dans le régime linéaire de l'échantillon. La figure B.4(b) montre le même spectre lorsque seule la sonde excite le premier mode. Aucune émission, exceptée la transmission de la sonde par l'échantillon, n'est alors mise en évidence. Lorsque les deux faisceaux excitent simultanément l'échantillon (cf. figure B.4(c)), une forte amplification de la sonde est obtenue.

Le gain de la sonde est défini par la relation :

$$G = \frac{I_s^{pompe+sonde} - I_s^{pompe}}{I_s^{sonde}} \quad (\text{B.1})$$

où  $I_s^i$  est l'intensité de l'émission à l'énergie du signal en présence du faisceau  $i$ .

Le gain de la sonde correspondant à la figure B.4(c) est égal à 105. Le processus de diffusion paramétrique vertical est donc stimulé par la sonde résonante avec le signal. Cependant, aucune émission à l'énergie du complémentaire n'a pu être observée. Comme nous l'avons vu précédemment, le complémentaire est 100 voire 1000 fois moins intense que le signal dans la configuration du processus paramétrique "vertical". Compte tenu de la faible intensité du signal en régime d'amplification paramétrique optique, l'émission du complémentaire est donc difficile à mettre en évidence.

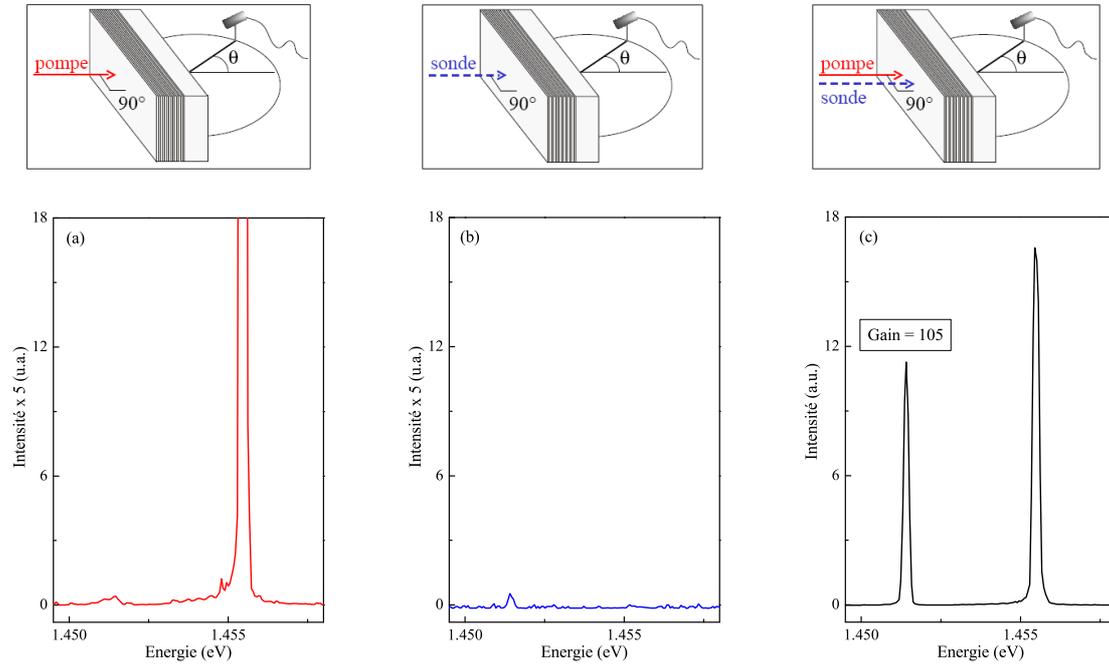


FIG. B.4 – Spectre d'émission à  $0^\circ$  de l'échantillon MT1 en régime de couplage faible lorsque (a) la pompe excite le deuxième mode photonique couplé, (b) la sonde excite le mode fondamental et (c) la pompe et la sonde excitent respectivement le deuxième mode photonique couplé et le mode fondamental.  $P_{sonde} = 21 \text{ kW/cm}^2$  et  $P_{pompe} = 24 \text{ kW/cm}^2$ .

**Etude en fonction de la puissance de sonde :** Sur la figure B.5(a) est représentée l'intensité de la sonde transmise en fonction de la puissance de sonde injectée dans le système, pour une puissance de pompe fixée  $P_{pompe} = 10 \text{ kW/cm}^2$ . L'intensité de la sonde transmise dépend quasi-linéairement de l'intensité de la sonde incidente :  $I_{sonde}^{transmise} \propto (I_{sonde}^{incidente})^{0.76}$ , ce qui montre que la présence de la sonde n'est pas à l'origine de l'émission non-linéaire à l'énergie du signal.

Sur la figure B.5(b) est présentée la variation du gain de la sonde avec la puissance de sonde incidente. L'allure générale de la courbe montre une diminution du gain qui s'interprète comme la déplétion du mode de pompe lorsque l'intensité de la sonde tend vers celle de la pompe. L'intensité moyenne de la pompe baissant lorsque celle du signal augmente, il en est de même pour le gain paramétrique [137].

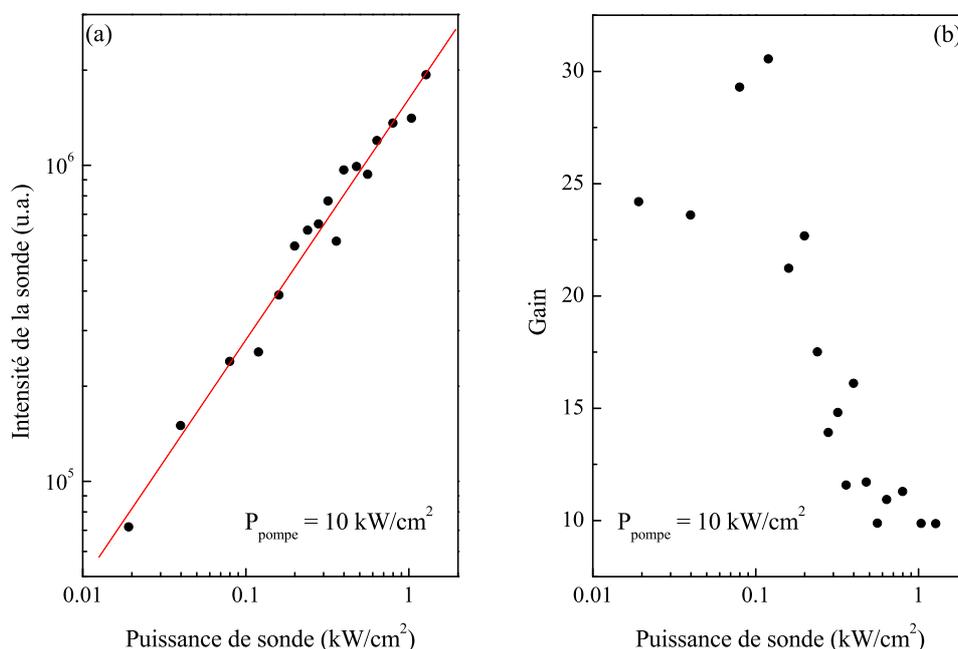


FIG. B.5 – (a) Intensité de la sonde transmise (symboles) en fonction de la puissance incidente de sonde, pour une puissance de pompe fixée  $P_{\text{pompe}} = 10 \text{ kW/cm}^2$ . Régression linéaire de la mesure en continu telle que  $I_{\text{sonde}}^{\text{transmise}} \propto (I_{\text{sonde}}^{\text{incidente}})^{0.76}$ . (b) Gain de la sonde en fonction de la puissance incidente de sonde.

**Etude en fonction de la puissance de pompe :** Sur la figure B.6 est représenté le gain de la sonde en fonction de la puissance de pompe, pour une puissance de sonde fixée  $P_{\text{sonde}} = 0.02 \text{ kW/cm}^2$ . Nous choisissons intentionnellement une puissance de sonde très faible pour ne pas masquer l'effet d'amplification de la sonde.

Le gain de la sonde présente un seuil vers  $2.5 \text{ kW/cm}^2$  qui est associé à l'amplification paramétrique de la sonde dans le système. Au-delà de  $10 \text{ kW/cm}^2$ , le gain de la sonde sature puis diminue de façon importante. Ce phénomène est général et traduit encore une fois la déplétion de la pompe et de la saturation du gain paramétrique au-dessus du seuil [137]. La décroissance du gain, parallèlement à celle de l'intensité de sonde transmise, peut s'expliquer également par un effet de renormalisation des énergies des modes signal, pompe et complémentaire. Ceux-ci ne sont plus parfaitement également espacés en énergie lorsque la puissance de pompe augmente et l'efficacité du processus diminue.

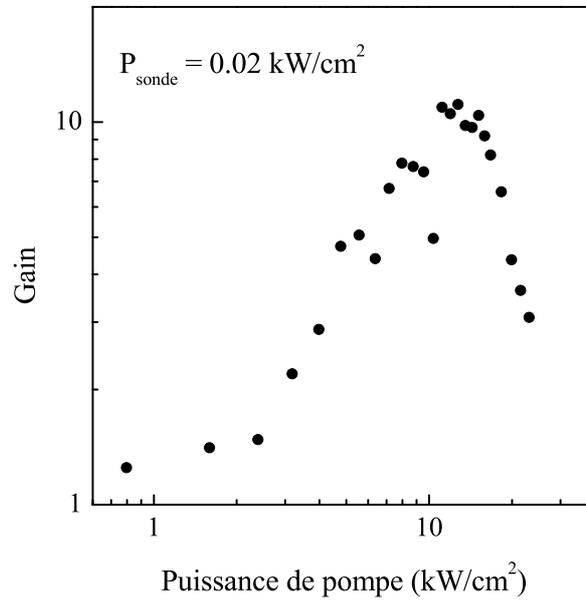


FIG. B.6 – Gain de la sonde en fonction de la puissance de pompe, pour une puissance de sonde fixée  $P_{\text{sonde}} = 0.02 \text{ kW/cm}^2$ .

### B.3 Conclusion

Dans ce paragraphe, nous avons confirmé expérimentalement que le régime d'oscillation paramétrique intracavité ne peut exister sans une oscillation laser préalable à l'énergie du signal. A l'instar des VCSEL, le gain laser possède une dépendance spectrale particulière dans la microcavité triple. Il disparaît aux désaccords exciton-photon négatifs et l'oscillation laser ainsi que l'oscillation paramétrique sont alors perdues.

Par une expérience de pompe-sonde sous excitation continue, nous avons mis en évidence une amplification paramétrique optique à l'énergie du signal pour ces désaccords négatifs. Ce résultat montre qu'il existe un gain paramétrique aux désaccords négatifs et valide ainsi le résultat du modèle théorique du chapitre 3. La dépendance spectrale du gain paramétrique est donc différente de celle du gain laser dans le micro-OPO.

# Annexe C

## Effet Hall optique de spin

Nous étudions de manière qualitative la polarisation de la lumière émise sur l'anneau Rayleigh, en régime de couplage fort exciton-photon. On se place dans la même configuration expérimentale que celle de la figure 4.19 : échantillon MT1,  $\delta = -10$  meV et  $P_{exc} = 1$  kW/cm<sup>2</sup>.

Comme nous l'avons déjà mentionné, la polarisation de l'anneau Rayleigh n'est pas tout à fait identique à celle de l'excitation. La lumière émise par l'échantillon dans le régime linéaire est en fait polarisée elliptiquement : le degré d'ellipticité de la polarisation est faible ( $\simeq 0.07$ ) et le grand axe de l'ellipse est confondu avec la polarisation rectiligne de la pompe. En d'autres termes, un faible degré de polarisation circulaire apparaît dans l'émission Rayleigh.

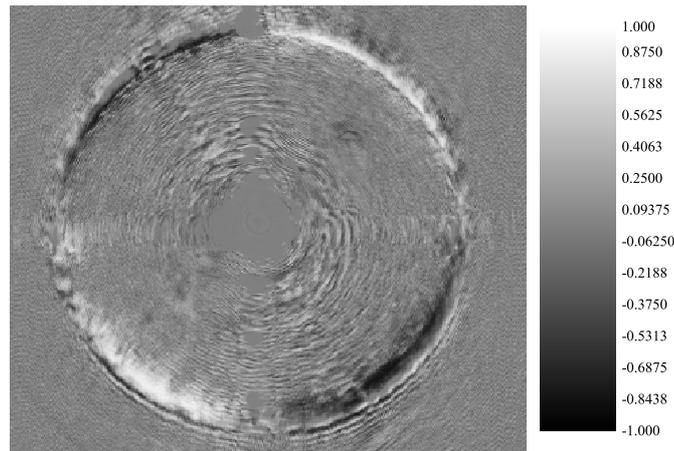


FIG. C.1 – Degré de polarisation elliptique  $P_{ell}$  de l'émission Rayleigh en fonction de l'angle d'émission dans le plan  $(k_x, k_y)$ .  $\delta = -10$  meV et  $P_{exc} = 1$  kW/cm<sup>2</sup>.

Une étude complémentaire montre que ce degré de polarisation circulaire varie en fonction de l'angle d'émission. En effet, nous observons une polarisation elliptique gauche ou droite selon la position sur l'anneau Rayleigh. Ces propos sont illustrés sur la figure C.1 qui présente, en fonction de l'angle d'émission, le degré de polarisation elliptique :

$$P_{ell} = \frac{I_g - I_d}{I_g + I_d}, \quad (\text{C.1})$$

où  $I_g$  ( $I_d$ ) est l'intensité de la lumière polarisée elliptiquement gauche (droite). Le degré de polarisation elliptique gauche ou droite est de 70% en moyenne. Deux points de l'anneau Rayleigh diamétralement opposés ont la même polarisation tandis que deux points situés aux angles  $\phi$  et  $-\phi$  ont des polarisations de sens opposés.

Nos observations confirment les prévisions théoriques de Kavokin *et al.* [122]. Dans ce travail, la distribution angulaire du degré de polarisation circulaire de l'émission est expliquée en terme d'*effet Hall optique de spin* dans les microcavités simples. Soulignons également qu'une étude de Leyder *et al.*, précédent la nôtre, a déjà mis expérimentalement en évidence ce phénomène [149].

Nous exposons ici rapidement les travaux théoriques de Kavokin *et al.* sur la dynamique de spin des polaritons dans les microcavités simples [85, 122] permettant d'interpréter notre résultat. Les auteurs utilisent le formalisme du pseudospin [50] qui donne l'état de polarisation de la lumière émise.

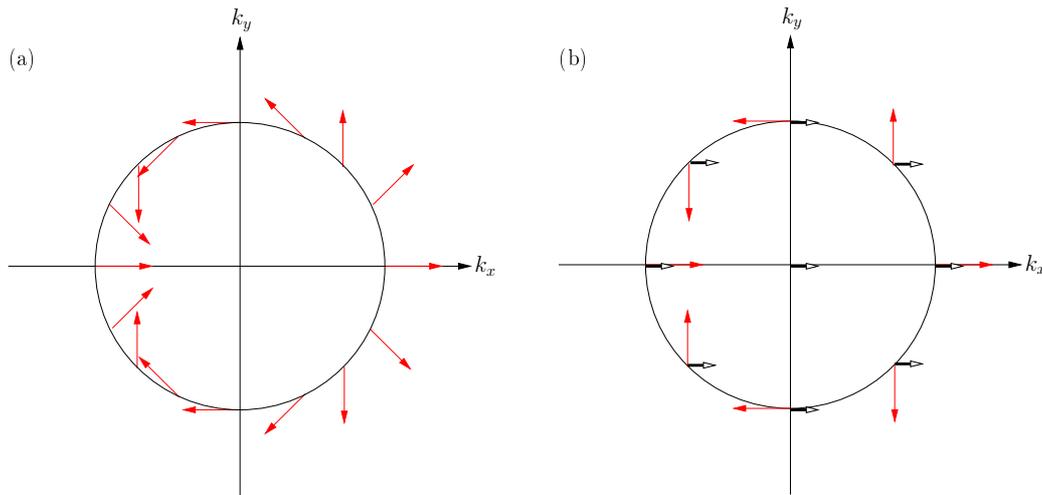


FIG. C.2 – (a) Distribution du champ magnétique effectif induit par la levée de dégénérescence TE-TM le long de l'anneau Rayleigh. Le champ est nul en  $(0, 0)$ . (b) Distribution du pseudospin des modes de polaritons suite à la diffusion Rayleigh (petites flèches), superposée à la distribution du champ magnétique effectif (grandes flèches).

Tout d'abord, la levée de dégénérescence longitudinal-transverse entre les polarisations TE (orthogonale au vecteur d'onde) et TM (parallèle au vecteur d'onde) des modes de polaritons de vecteur d'onde non nul induit un champ magnétique effectif dans le plan de la structure. Une représentation de ce champ est donnée en chaque point de l'anneau Rayleigh sur la figure C.2(a). Il est nul au point  $(0, 0)$  du plan  $(k_x, k_y)$ .

Dans notre configuration expérimentale, le faisceau de pompe polarisé rectilignement excite des modes de polaritons de vecteur d'onde nul et de pseudospin orienté selon l'axe  $x$ . Puisque la diffusion Rayleigh résonante conserve la polarisation, les modes de polaritons situés sur l'anneau Rayleigh ont le même pseudospin. Ces états sont représentés avec leur pseudospin sur la figure C.2(b). Le champ magnétique effectif y a également été représenté.

A l'issue de la diffusion élastique des polaritons sur l'anneau Rayleigh, les pseudospins des polaritons qui ne sont pas parallèles au champ magnétique effectif précessent. Le sens de précession dépend de la position sur l'anneau : il est par exemple opposé pour deux angles d'émission  $\phi$  et  $-\phi$ . Le degré de polarisation circulaire qui en découle est donc différent selon "le quart de cercle" considéré.

Ce résultat peut être interprété en terme de spin de polariton. Ce que nous observons résulte de la séparation des populations de polaritons de spin haut et de spin bas par l'intermédiaire de la diffusion Rayleigh de la lumière. Une analogie est faite avec l'effet Hall de spin où un champ magnétique, généré par un courant de charges, induit un courant de spins [150]. Dans le cadre de cette étude, on parle d'effet Hall optique de spin [122].



# Bibliographie

- [1] H. YOKOYAMA. Physics and device applications of optical microcavities. *Science*, 256 :66, 1992.
- [2] K. IGA. Surface-emitting laser-its birth and generation of new optoelectronics field. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6 :1201, 2000.
- [3] Y. R. SHEN. *The Principles of Nonlinear Optics*. John Wiley and Sons, New York, 1984.
- [4] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING, and P. S. PERSHAN. Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Physical Review*, 127 :1918, 1962.
- [5] T. JENNEWAIN, C. SIMON, G. WEIHS, H. WEINFURTER, and A. ZEILINGER. Quantum Cryptography with Entangled Photons. *Physical Review Letters*, 84 :4729, 2000.
- [6] N. GISIN, G. RIBORDY, W. TITTEL, and H. ZBINDEN. Quantum cryptography. *Reviews of Modern Physics*, 74 :145, 2002.
- [7] C. SANTORI, D. FATTAL, J. VUCKOVIC, G. S. SOLOMON, and Y. YAMAMOTO. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, 419 :594, 2002.
- [8] E. MOREAU, I. ROBERT, J. M. GÉRARD, I. ABRAM, L. MANIN, and V. THIERRY-MIEG. Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Applied Physics Letters*, 79 :2865, 2001.
- [9] S. TANZILLI, H. DE RIEDMATTEN, W. TITTEL, H. ZBINDEN, P. BALDI, M. DE MICHELI, D. B. OSTROWSKY, and N. GISIN. Highly efficient photon-pair source using a Periodically Poled Lithium Niobate Waveguide. *Electronics Letters*, 37 :26, 2001.
- [10] L. LANCO, S. DUCCI, J.-P. LIKFORMAN, X. MARCADET, J. A. W. VAN HOUWELINGEN, H. ZBINDEN, G. LEO, and V. BERGER. Semiconductor Waveguide Source of Counterpropagating Twin Photons. *Physical Review Letters*, 97 :173901, 2006.

- [11] R. HAÏDAR, N. FORGET, and E. ROSENCHER. Optical parametric oscillation in microcavities based on isotropic semiconductors : a theoretical study. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39 :569, 2003.
- [12] K. L. VODOPYANOV, O. LEVI, P. S. KUO, T. J. PINGUET, J. S. HARRIS, M. M. FEJER, B. GERARD, L. BECOUARN, and E. LALLIER. Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs. *Optics Letters*, 29 :1912, 2004.
- [13] P. D. MAKER, R. W. TERHUNE, M. NISENOFF, and C. M. SAVAGE. Effects of dispersion and focusing on the production of optical harmonics. *Physical Review Letters*, 8 :21, 1962.
- [14] L. E. MYERS, G. D. MILLER, R. C. ECKARDT, M. M. FEJER, R. L. BYER, and W. R. BOSENBERG. Quasi-phase-matched 1.064- $\mu\text{m}$ -pumped optical parametric oscillator in bulk periodically poled LiNbO<sub>3</sub>. *Optics Letters*, 20 :52, 1995.
- [15] A. FIORE, V. BERGER, E. ROSENCHER, P. BRAVETTI, and J. NAGLE. Phase matching using an isotropic nonlinear optical material. *Nature*, 391 :463, 1998.
- [16] M. BAUDRIER-RAYBAUT, R. HAÏDAR, Ph. KUPECEK, Ph. LEMASSON, and E. ROSENCHER. Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials. *Nature*, 432 :374, 2004.
- [17] J. MERTZ, A. HEIDMANN, C. FABRE, E. GIACOBINO, and S. REYNAUD. Observation of high-intensity sub-Poissonian light using an optical parametric oscillator. *Physical Review Letters*, 64 :2897, 1990.
- [18] J. MERTZ, T. DEBUSSCHERT, A. HEIDMANN, C. FABRE, and E. GIACOBINO. Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams. *Optics Letters*, 16 :1234, 1991.
- [19] J. TEJA and N. C. WONG. Twin-beam generation in a triply resonant dual-cavity optical parametric oscillator. *Optics Express*, 2 :65, 1998.
- [20] C. WEISBUCH, M. NISHIOKA, A. ISHIKAWA, and Y. ARAKAWA. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Physical Review Letters*, 69 :3314, 1992.
- [21] R. HOUDRÉ, C. WEISBUCH, R. P. STANLEY, U. OESTERLE, P. PELLANDINI, and M. ILEGEMS. Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle resolved photoluminescence experiments. *Physical Review Letters*, 112 :2043, 1994.
- [22] R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, C. WEISBUCH, U. OESTERLE, and M. ILEGEMS. Cavity-polariton photoluminescence in semiconductor microcavities : Experimental evidence. *Physical Review B*, 53 :10995, 1996.
- [23] B. SERMAGE, S. LONG, I. ABRAM, J. Y. MARZIN, J. BLOCH, R. PLANEL, and V. THIERRY-MIEG. Time-resolved spontaneous emission of excitons

- in a microcavity : Behavior of the individual exciton-photon mixed states. *Physical Review B*, 53 :16516, 1996.
- [24] J. BLOCH and J. Y. MARZIN. Photoluminescence dynamics of cavity polaritons under resonant excitation in the picosecond range. *Physical Review B*, 56 :2103, 1997.
- [25] F. TASSONE, C. PERMAROCCHI, V. SAVONA, A. QUATTROPANI, and P. SCHWENDIMANN. Bottleneck effects in the relaxation and photoluminescence of microcavity polaritons. *Physical Review B*, 56 :7554, 1997.
- [26] M. MÜLLER, J. BLEUSE, and R. ANDRÉ. Dynamics of the cavity polariton in CdTe-based semiconductor microcavities : evidence for a relaxation edge. *Physical Review B*, 62 :16886, 2000.
- [27] D. LE SI DANG, D. HEGER, R. ANDRÉ, F. BŒUF, and R. ROMESTAIN. Stimulation of polariton photoluminescence in semiconductor microcavity. *Physical Review Letters*, 81 :3920, 1998.
- [28] P. G. SAVVIDIS, J. J. BAUMBERG, R. M. STEVENSON, M. S. SKOLNICK, D. M. WHITTAKER, and J. S. ROBERTS. Angle-resonant stimulated polariton amplifier. *Physical Review Letters*, 84 :1547, 2000.
- [29] R. M. STEVENSON, V. N. ASTRATOV, M. S. SKOLNICK, D. M. WHITTAKER, M. EMAM-ISMAIL, A. I. TARTAKOVSKII, P. G. SAVVIDIS, J. J. BAUMBERG, and J. S. ROBERTS. Continuous wave observation of massive polariton redistribution by stimulated scattering in semiconductor microcavities. *Physical Review Letters*, 85 :3680, 2000.
- [30] J. KASPRZAK, M. RICHARD, S. KUNDERMANN, A. BAAS, P. JEAMBRUN, J. M. J. KEELING, F. M. MARCHETTI, M. H. SZYMAŃSKA, R. ANDRÉ, J. L. STAEHLI, V. SAVONA, P. B. LITTLEWOOD, B. DEVEAUD, and D. LE SI DANG. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 443 :409, 2006.
- [31] D. M. WHITTAKER. Classical treatment of parametric processes in a strong-coupling planar microcavity. *Physical Review B*, 63 :193305, 2001.
- [32] C. CIUTI, P. SCHWENDIMANN, B. DEVEAUD, and A. QUATTROPANI. Theory of the angle-resonant polariton amplifier. *Physical Review B*, 62 :R4825, 2000.
- [33] C. CIUTI, P. SCHWENDIMANN, and A. QUATTROPANI. Theory of polariton parametric interactions in semiconductor microcavities. *Semiconductor Science and Technology*, 18 :279, 2003.
- [34] A. I. TARTAKOVSKII, D. N. KRIZHANOVSKII, and V. D. KULAKOVSKII. Polariton-polariton scattering in semiconductor microcavities : Distinctive features and similarities to the three-dimensional case. *Physical Review B*, 62 :R13298, 2000.

- [35] J. J. BAUMBERG, P. G. SAVVIDIS, R. M. STEVENSON, A. I. TARTAKOVSKII, M. S. SKOLNICK, D. M. WHITTAKER, and J. S. ROBERTS. Parametric oscillation in a vertical microcavity : A polariton condensate or micro-optical parametric oscillation. *Physical Review B*, 62 :R16247, 2000.
- [36] M. SABA, C. CIUTI, J. BLOCH, V. THIERRY-MIEG, R. ANDRÉ, D. LE SI DANG, S. KUNDERMANN, A. MURA, G. BONGIOVANNI, J. L. STAEHLI, and B. DEVAUD. High-temperature ultrafast polariton parametric amplification in semiconductor microcavities. *Nature*, 414 :731, 2001.
- [37] S. REYNAUD. Introduction à la réduction du bruit quantique. *Annales de Physique*, 15 :63, 1990.
- [38] N. TREPS and C. FABRE. Criteria of quantum correlation in the measurement of continuous variables in optics. *Laser Physics*, 15 :187, 2005.
- [39] A. HEIDMANN, R. J. HOROWICZ, S. REYNAUD, E. GIACOBINO, C. FABRE, and G. CAMY. Observation of quantum noise reduction on twin laser beams. *Physical Review Letters*, 59 :2555, 1987.
- [40] M. BORN and E. WOLF. *Principles of Optics*. Pergamon Press, 1964.
- [41] V. SAVONA. Linear optical properties of semiconductor microcavities with embedded quantum wells. In H. BENISTY, J.-M. GÉRARD, R. HOUDRÉ, J. RARITY, and C. WEISBUCH, editors, *Confined Photon Systems, Fundamentals and Applications*. Summerschool of Cargèse, Corsica, 1998.
- [42] A. YARIV. *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, 1989.
- [43] G. H. WANNIER. The structure of electronic excitation levels in insulating crystals. *Physical Review*, 52 :191, 1937.
- [44] P. Y. YU and M. CARDONA. *Fundamentals of Semiconductors, Physics and Materials Properties*. Springer-Verlag, 1999.
- [45] G. BASTARD. *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*. Les éditions de physique, 1988.
- [46] L. C. ANDREANI. Exciton-polaritons in confined systems. In B. DEVEAUD and A. QUATTROPANI, editors, *Electron and Photon Confinement in Semiconductor Nanostructures*. International school of physics "Enrico Fermi", 2003.
- [47] R. HOUDRÉ. Early stages of continuous wave experiments on cavity-polaritons. *Physica Status Solidi (b)*, 242 :2167, 2003.
- [48] J. J. HOPFIELD. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Physical Review*, 112 :1555, 1958.
- [49] D. D. SELL, S. E. STOKOWSKI, R. DINGLE, and J. V. DILORENZO. Polariton Reflectance and Photoluminescence in High-Purity GaAs. *Physical Review B*, 7 :4568, 1973.
- [50] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU, and F. LALOË. *Mécanique quantique*. Hermann, 1977.

- [51] J. LEE, E. S. KOTELES, and M. O. VASSELL. Luminescence linewidths of excitons in GaAs quantum wells below 150 K. *Physical Review B*, 33 :5512, 1986.
- [52] C. PIERMAROCCHI, F. TASSONE, V. SAVONA, A. QUATTROPANI, and P. SCHWENDIMANN. Nonequilibrium dynamics of free quantum-well excitons in time-resolved photoluminescence. *Physical Review B*, 53 :15834, 1996.
- [53] H. HAUG and S. SCHMITT-RINK. Basic mechanisms of the optical nonlinearities of semiconductor near the band edge. *Journal of the optical society of America B*, 2 :1135, 1985.
- [54] S. SCHMITT-RINK, D. S. CHEMLA, and D. A. B. MILLER. Theory of transient excitonic optical nonlinearities in semiconductor quantum-well structures. *Physical Review B*, 32 :6601, 1985.
- [55] D. HUANG, J. I. CHYI, and H. MORKOÇ. Carrier effects on the excitonic absorption in GaAs quantum-well structures : Phase-space filling. *Physical Review B*, 42(8) :5147, 1990.
- [56] C. CIUTI, V. SAVONA, C. PIERMAROCCHI, A. QUATTROPANI, and P. SCHWENDIMANN. Threshold behavior in the collision broadening of microcavity polaritons. *Physical Review B*, 58 :R10123, 1998.
- [57] A. HUYNH, J. TIGNON, G. KELLER, Ph. ROUSSIGNOL, C. DELALANDE, R. ANDRÉ, R. ROMESTAIN, and D. LE SI DANG. Collision broadening in II-VI semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 68 :165340, 2003.
- [58] A. HUYNH, J. TIGNON, O. LARSSON, Ph. ROUSSIGNOL, C. DELALANDE, R. ANDRÉ, R. ROMESTAIN, and D. LE SI DANG. Polariton Parametric Amplifier Pump Dynamics in the Coherent Regime. *Physical Review Letters*, 90 :106401, 2003.
- [59] G. ROCHAT, C. CIUTI, V. SAVONA, C. PIERMAROCCHI, A. QUATTROPANI, and P. SCHWENDIMANN. Excitonic Bloch equations for a two-dimensional system of interacting excitons. *Physical Review B*, 61 :13856, 2000.
- [60] V. SAVONA, C. PIERMAROCCHI, A. QUATTROPANI, F. TASSONE, and P. SCHWENDIMANN. Microscopic Theory of Motional Narrowing of Microcavity Polaritons in a Disordered Potential. *Physical Review Letters*, 78 :4470, 1997.
- [61] D. M. WHITTAKER. What Determines Inhomogeneous Linewidths in Semiconductor Microcavities? *Physical Review Letters*, 80 :4791, 1998.
- [62] R. HOUDRÉ, J. L. GIBERNON, P. PELLANDINI, R. P. STANLEY, U. OESTERLE, C. WEISBUCH, J. O'GORMAN, B. ROYCROFT, and M. ILEGEMS. Saturation of the strong-coupling regime in a semiconductor microcavity : Free-carrier bleaching of cavity polaritons. *Physical Review B*, 52 :7810, 1995.

- [63] C. K. HONG, Z. Y. OU, and L. MANDEL. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physical Review Letters*, 59 :2044, 1987.
- [64] E. ROSENCHER and C. FABRE. Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators : beyond the mean-field approximation. *Journal of the Optical Society of America B*, 19 :1107, 2002.
- [65] W. R. BOSENBERG, A. DROBSHOFF, J. I. ALEXANDER, L. E. MYERS, and R. L. BYER. 93 pourcents pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 21 :1336, 1996.
- [66] R. C. ECKARDT, C. D. NABORS, W. J. KOZLOVSKY, and R. L. BYER. Optical parametric oscillator frequency tuning and control. *Journal of the Optical Society of America B*, 8 :646, 1991.
- [67] I. D. LINDSAY, G. A. TURNBULL, M. H. DUNN, and M. EBRAHIMZADEH. Doubly resonant continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a single-mode diode laser. *Optics Letters*, 23 :1889, 1998.
- [68] M. SCHEIDT, B. BEIER, R. KNAPPE, K. J. BOLLER, and R. WALLENSTEIN. Diode-laser-pumped continuous-wave KTP optical parametric oscillator. *Journal of the Optical Society of America B*, 12 :2087, 1995.
- [69] J. B. KHURGIN, E. ROSENCHER, and Y. J. DING. Analysis of all-semiconductor intracavity optical parametric oscillators. *Journal of the Optical Society of America B*, 15 :1726, 1998.
- [70] I. B. ZOTOVA, Y. J. DING, X. MU, and J. B. KHURGIN. Reductions of threshold for a mid-infrared optical parametric oscillator by an intracavity optical amplifier. *Optics Letters*, 28 :552, 2003.
- [71] B. SCHERRER, I. RIBET, A. GODARD, E. ROSENCHER, and M. LEFEBVRE. Dual-cavity doubly resonant optical parametric oscillators : demonstration of pulsed single-mode operation. *Journal of the Optical Society of America B*, 17 :1716, 2000.
- [72] I. RIBET, C. DRAG, M. LEFEBVRE, and E. ROSENCHER. Widely tunable single-frequency pulsed optical parametric oscillator. *Optics Letters*, 27 :255, 2002.
- [73] P. A. FRANKEN, A. E. HILL, C. W. PETERS, and G. WEINREICH. Generation of Optical Harmonics. *Physical Review Letters*, 7 :118, 1961.
- [74] C. H. BENNETT, G. BRASSARD, and N. D. MERMIN. Quantum cryptography without Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 68 :557, 1992.
- [75] D. BOUWMEESTER, J. W. PAN, K. MATTLE, M. EIBL, H. WEINFURTER, and A. ZEILINGER. Experimental quantum teleportation. *Nature*, 390 :575, 1997.
- [76] S. L. BRAUNSTEIN and H. J. KIMBLE. Teleportation of Continuous Quantum Variables. *Physical Review Letters*, 80 :869, 1998.

- [77] B. JULSGAARD, J. SHERSON, J. I. CIRAC, J. FIURASEK, and E. S. POLZIK. Experimental demonstration of quantum memory for light. *Nature*, 432 :482, 2004.
- [78] T. BAARS, M. BAYER, A. FORCHEL, F. SCHÄFER, and J. P. REITHMAIER. Polariton-polariton scattering in semiconductor microcavities : experimental observation of thresholdlike density dependance. *Physical Review B*, 61 :R2409, 2000.
- [79] A. HUYNH. *Dynamique cohérente des polaritons de microcavité de semi-conducteurs*. PhD thesis, Université Paris VI, 2002.
- [80] M. D. MARTÍN, G. AICHMAYR, L. VIÑA, and R. ANDRÉ. Polarization Control of the Nonlinear Emission of Semiconductor Microcavities. *Physical Review Letters*, 89 :077402, 2002.
- [81] I. SHELYKH, K. V. KAVOKIN, A. V. KAVOKIN, G. MALPUECH, P. BIGENWALD, H. DENG, G. WEIHS, and Y. YAMAMOTO. Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device. *Physical Review B*, 70 :035320, 2004.
- [82] G. PANZARINI, L. C. ANDREANI, A. ARMITAGE, D. BAXTER, M. S. SKOLNICK, V. N. ASTRATOV, J. S. ROBERTS, A. V. KAVOKIN, M. R. VLADIMIROVA, and M. A. KALITEEVSKI. Exciton-light coupling in single and coupled semiconductor microcavities : Polariton dispersion and polarization splitting. *Physical Review B*, 59 :5082, 1999.
- [83] P. G. LAGOUDAKIS, P. G. SAVVIDIS, J. J. BAUMBERG, D. M. WHITTAKER, P. R. EASTHAM, M. S. SKOLNICK, and J. S. ROBERTS. Stimulated spin dynamics of polaritons in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 65 :161310, 2002.
- [84] A. KAVOKIN, P. G. LAGOUDAKIS, G. MALPUECH, and J. J. BAUMBERG. Polarization rotation in parametric scattering of polaritons in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 67 :195321, 2003.
- [85] K. V. KAVOKIN, I. A. SHELYKH, A. V. KAVOKIN, G. MALPUECH, and P. BIGENWALD. Quantum Theory of Spin Dynamics of Exciton-Polaritons in Microcavities. *Physical Review Letters*, 92 :017401, 2004.
- [86] I. SHELYKH, G. MALPUECH, K. V. KAVOKIN, A. V. KAVOKIN, and P. BIGENWALD. Spin dynamics of interacting exciton polaritons in microcavities. *Physical Review B*, 70 :115301, 2004.
- [87] G. DASBACH. *Spectroscopy of Polaritonic Excitations in Semiconductors*. PhD thesis, University of Dortmund, 2003.
- [88] G. DASBACH, M. SCHWAB, M. BAYER, D. N. KRIZHANOVSKII, and A. FORCHEL. Tailoring the polariton dispersion by optical confinement : access to a manifold of elastic polariton pair scattering channels. *Physical Review B*, 66 :201201, 2002.

- [89] A. I. TARTAKOVSKII, V. D. KULAKOVSKII, A. FORCHEL, and J. P. REITHMAIER. Exciton-photon coupling in photonic wires. *Physical Review B*, 57 :R6807, 1998.
- [90] G. DASBACH, C. DIEDERICHS, J. TIGNON, C. CIUTI, Ph. ROUSSIGNOL, C. DELALANDE, M. BAYER, and A. FORCHEL. Polarization inversion via parametric scattering in quasi-one-dimensional microcavities. *Physical Review B*, 71 :161308, 2005.
- [91] G. DASBACH, A. A. DREMIN, M. BAYER, V. D. KULAKOVSKII, N. A. GIPPIUS, and A. FORCHEL. Oscillations in the differential transmission of a semiconductor microcavity with reduced symmetry. *Physical Review B*, 65 :245316, 2002.
- [92] A. KUTHER, M. BAYER, T. GUTBROD, A. FORCHEL, P. A. KNIPP, T. L. REINECKE, and R. WERNER. Confined optical modes in photonic wires. *Physical Review B*, 58 :15744, 1998.
- [93] E. L. IVCHENKO and G. E. PIKUS. *Superlattices and Other Heterostructures*. Springer-Verlag, 1995.
- [94] A. R. GONI, K. SYASSEN, and M. CARDONA. Effect of pressure on the refractive index of Ge and GaAs. *Physical Review B*, 41 :10104, 1990.
- [95] *AIP Handbook of Physics*. McGraw-Hill, 1982.
- [96] T. SOMA, J. SATOH, and H. MATSUO. Thermal expansion coefficient of GaAs and InP. *Solid State Communications*, 42 :889, 1982.
- [97] C. DIEDERICHS and J. TIGNON. Design for a triply resonant vertical-emitting micro-optical parametric oscillator. *Applied Physics Letters*, 87 :251107, 2005.
- [98] A. HUYNH, C. DIEDERICHS, K. M. DANI, R. ANDRÉ, D. LE SI DANG, and J. TIGNON. Parametric scattering in semiconductor microcavities probed by four-wave-mixing. *Chemical Physics*, 318 :147, 2005.
- [99] R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, M. ILEGEMS, and C. WEISBUCH. Coupled semiconductor microcavities. *Applied Physics Letters*, 65 :2093, 1994.
- [100] P. PELLANDINI, R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, M. ILEGEMS, and C. WEISBUCH. Dual-wavelength laser emission from a coupled semiconductor microcavity. *Applied Physics Letters*, 71 :864, 1997.
- [101] P. MICHLER, M. HILPERT, and G. REINER. Dynamics of dual-wavelength emission from a coupled semiconductor microcavity laser. *Applied Physics Letters*, 70 :2073, 1997.
- [102] A. ARMITAGE, M. S. SKOLNICK, V. N. ASTRATOV, D. M. WHITTAKER, G. PANZARINI, L. C. ANDREANI, T. A. FISHER, J. S. ROBERTS, A. V. KAVOKIN, M. A. KALITEEVSKI, and M. R. VLADIMIROVA. Optically induced splitting of bright excitonic states in coupled quantum microcavities. *Physical Review B*, 57 :14877, 1998.

- [103] C. DIEDERICHS, J. TIGNON, G. DASBACH, C. CIUTI, A. LEMAÎTRE, J. BLOCH, Ph. ROUSSIGNOL, and C. DELALANDE. Parametric oscillation in vertical triple microcavities. *Nature*, 440 :904, 2006.
- [104] J. SZCZYTKO, L. KAPPEL, J. BERNEY, F. MORIER-GENOUD, M. T. PORTELLA-OBERLI, and B. DEVEAUD. Determination of the exciton formation in quantum wells from time-resolved interband luminescence. *Physical Review Letters*, 93 :137401, 2004.
- [105] R. WINKLER. Excitons and fundamental absorption in quantum wells. *Physical Review B*, 51 :14395, 1995.
- [106] A. BAAS, J.-Ph. KARR, M. ROMANELLI, A. BRAMATI, and E. GIACOBINO. Optical bistability in semiconductor microcavities in the nondegenerate parametric oscillation regime : Analogy with the optical parametric oscillator. *Physical Review B*, 70 :161307, 2004.
- [107] J. Ph. KARR, A. BAAS, and E. GIACOBINO. Twin polaritons in semiconductor microcavities. *Physical Review A*, 69 :063807, 2004.
- [108] I. CARUSOTTO and C. CIUTI. Spontaneous microcavity-polariton coherence across the parametric threshold : Quantum Monte Carlo studies. *Physical Review B*, 72 :125335, 2005.
- [109] M. WOUTERS and I. CARUSOTTO. Parametric oscillation threshold of semiconductor microcavities in the strong coupling regime. *Physical Review B*, 75 :075332, 2007.
- [110] E. ROSENCHER and B. VINTER. *Optoélectronique*. Masson, 1997.
- [111] S. L. CHUANG. *Physics of optoelectronic devices*. Wiley Interscience, 1995.
- [112] M. SABA, C. CIUTI, S. KUNDERMANN, J. L. STAEHLI, B. DEVAUD, J. BLOCH, V. THIERRY-MIEG, R. ANDRÉ, D. LE SI DANG, A. MURA, and G. BONGIOVANNI. Polariton parametric amplification in semiconductor microcavities. *Journal of Modern Optics*, 49 :2437, 2002.
- [113] G. R. HAYES, S. HAACKE, M. KAUER, R. P. STANLEY, R. HOUDRÉ, U. OESTERLE, and B. DEVEAUD. Resonant Rayleigh scattering versus incoherent luminescence in semiconductor microcavities. *Physical Review B*, 58 :R10175, 1998.
- [114] T. FREIXANET, B. SERMAGE, J. BLOCH, J. Y. MARZIN, and R. PLANEL. Annular resonant Rayleigh scattering in the picosecond dynamics of cavity polaritons. *Physical Review B*, 60 :R8509, 1999.
- [115] G. CASSABOIS. *Relaxation de cohérence dans des hétérostructures de semi-conducteurs*. PhD thesis, Université Paris VI, 1999.
- [116] D. M. WHITTAKER. Resonant Rayleigh scattering from a disordered microcavity. *Physical Review B*, 61 :R2433, 2000.
- [117] A. V. SHCHEGROV, J. BLOCH, D. BIRKEDAL, and J. SHAH. Theory of Resonant Rayleigh Scattering from Semiconductor Microcavities : Signatures of Disorder. *Physical Review Letters*, 84 :3478, 2000.

- [118] R. HOUDRÉ, C. WEISBUCH, R. P. STANLEY, U. OESTERLE, and M. ILEGEMS. Coherence effects in light scattering of two-dimensional photonic disordered systems : Elastic scattering of cavity polaritons. *Physical Review B*, 61 :R13333, 2000.
- [119] M. GURIOLI, F. BOGANI, D. S. WIERSMA, Ph. ROUSSIGNOL, G. CASSABOIS, G. KHITROVA, and H. GIBBS. Experimental study of disorder in a semiconductor microcavity. *Physical Review B*, 64 :165309, 2001.
- [120] W. LANGBEIN and J. HVAM. Elastic Scattering Dynamics of Cavity Polaritons : Evidence for Time-Energy Uncertainty and Polariton Localization. *Physical Review Letters*, 88 :047401, 2002.
- [121] K. H. CHANG, R. GILBALA, D. J. SROLOVITZ, P. K. BHATTACHARYA, and J. F. MANSFIELD. Crosshatched surface morphology in strained III-V semiconductor films. *Journal of Applied Physics*, 67 :4093, 1990.
- [122] A. KAVOKIN, G. MALPUECH, and M. GLAZOV. Optical spin hall effect. *Physical Review Letters*, 95 :136601, 2005.
- [123] E. PRINCE, editor. *International Tables for Crystallography*, volume C : Mathematical, physical and chemical tables.
- [124] P. F. FEWSTER and N. L. ANDREW. Determining the lattice relaxation in semiconductor layer systems by x-ray diffraction. *Journal of Applied Physics*, 74 :3121, 1993.
- [125] M. A. SCHMIDT. Wafer-to-wafer bonding for microstructure formation. *Proceedings of the IEEE*, 86 :1575, 1998.
- [126] J. TIGNON, G. DASBACH, C. CIUTI, and C. DIEDERICHS. Micro-oscillateur paramétrique optique à cavités couplées. *Brevet*, FR 2886745, 2006.
- [127] P. MICHLER, A. KIRAZ, C. BECHER, W. V. SCHOENFELD, P. M. PETROFF, L. ZHANG, E. HU, and A. IMAMOGLU. A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. *Science*, 290 :2282, 2000.
- [128] Z. YUAN, B. E. KARDYNAL, R. M. STEVENSON, A. J. SHIELDS, C. J. LOBO, K. COOPER, N. S. BEATTIE, D. A. RITCHIE, and M. PEPPER. Electrically Driven Single-Photon Source. *Science*, 295 :102, 2002.
- [129] R. M. STEVENSON, R. J. YOUNG, P. ATKINSON, K. COOPER, D. A. RITCHIE, and A. J. SHIELDS. A semiconductor source of triggered entangled photon pairs. *Nature*, 439 :179, 2006.
- [130] L. VAIDMAN. Teleportation of quantum states. *Physical Review A*, 49 :1473, 1994.
- [131] J. Ph. KARR, A. BAAS, R. HOUDRÉ, and E. GIACOBINO. Squeezing in semiconductor microcavities in the strong-coupling regime. *Physical Review A*, 69 :031802, 2004.
- [132] M. ROMANELLI. *Mélange à quatre ondes de polaritons dans des microcavités semi-conductrices*. PhD thesis, Université Paris VI, 2005.

- [133] M. ROMANELLI, C. LEYDER, J. Ph. KARR, E. GIACOBINO, and A. BRAMATI. Four Wave Mixing Oscillation in a Semiconductor Microcavity : Generation of Two Correlated Polariton Populations. *Physical Review Letters*, 98 :106401, 2007.
- [134] C. DIEDERICHS, C. LEYDER, J. TIGNON, D. TAJ, T. LECOMTE, A. LEMAITRE, J. BLOCH, L. LARGEAU, O. MAUGUIN, C. CIUTI, Ph. ROUSSIGNOL, C. DELALANDE, E. GIACOBINO, and A. BRAMATI. Quantum Correlated Photon Beams from a Semiconductor Triple Microcavity. *soumis*.
- [135] J. -Ph. KARR. *Effets non linéaires et quantiques dans les microcavités semi-conductrices*. PhD thesis, Université Paris VI, 2001.
- [136] C. COHEN-TANNOUDJI, J. DUPONT-ROC, and G. GRYNBERG. *Photons et atomes. Introduction à l'électrodynamique quantique*. InterEditions/Éditions du CNRS, Paris, 1987.
- [137] G. GRYNBERG, A. ASPECT, and C. FABRE. *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Ellipses, 1997.
- [138] R. E. SLUSHER, L. W. HOLLBERG, B. YURKE, J. C. MERTZ, and J. F. VALLEY. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity. *Physical Review Letters*, 55 :2409, 1985.
- [139] J. LAURAT, T. COUDREAU, G. KELLER, N. TREPS, and C. FABRE. Compact source of Einstein-Podolsky-Rosen entanglement and squeezing at very low noise frequencies. *Physical Review A*, 70 :042315, 2004.
- [140] Y. TAKENO, M. YUKAWA, H. YONEZAWA, and A. FURUSAWA. Observation of -9 db quadrature squeezing with improvement of phase stability in homodyne measurement. *Optics Express*, 15 :4321, 2007.
- [141] S. REYNAUD, C. FABRE, and E. GIACOBINO. Quantum fluctuations in a two-mode parametric oscillator. *Journal of the Optical Society of America B*, 4 :1520, 1987.
- [142] A. VERGER, I. CARUSOTTO, and C. CIUTI. Quantum Monte Carlo study of ring-shaped polariton parametric luminescence in a semiconductor microcavity. *cond-mat*, /0704.3423, 2007.
- [143] C. CIUTI, V. SAVONA, C. PIERMAROCCHI, A. QUATTROPANI, and P. SCHWENDIMANN. Role of the exchange of carriers in elastic exciton-exciton scattering in quantum wells. *Physical Review B*, 58 :7926, 1998.
- [144] P. RENUCCI, T. AMAND, X. MARIE, P. SENELLART, J. BLOCH, B. SERMAGE, and K. V. KAVOKIN. Microcavity polariton spin quantum beats without a magnetic field : A manifestation of coulomb exchange in dense and polarized polariton systems. *Physical Review B*, 72 :075317, 2005.
- [145] B. TELL, K. F. BROWN-GOEBELER, R. E. LEIBENGUTH, F. M. BAEZ, and Y. H. LEE. Temperature dependence of GaAs-AlGaAs vertical cavity surface emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 60 :683, 1992.

- 
- [146] C. DEGEN, I. FISCHER, W. ELSÄSSER, L. FRATTA, P. DEBERNARDI, G. P. BAVA, M. BRUNNER, R. HÖVEL, M. MOSER, and K. GULDEN. Transverse modes in thermally detuned oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *Physical Review A*, 63 :023817, 2001.
- [147] C. H. MCMAHON, J. W. BAE, C. S. MENONI, D. PATEL, H. TEMKIN, P. BRUSENBACH, and R. LEIBENGUTH. Detuning of the gain and reflectivity spectra and its effect on the output characteristics of vertical cavity surface emitting lasers. *Applied Physics Letters*, 66 :2171, 1995.
- [148] D. SANVITTO, D. M. WHITTAKER, M. S. SKOLNICK, and J. S. ROBERTS. Continuous wave pump-probe experiment on a planar microcavity. *Physica Status Solidi a*, 202 :353, 2005.
- [149] C. LEYDER, M. ROMANELLI, J. Ph. KARR, E. GIACOBONO, T. C. H. LIEW, M. M. GLAZOV, A. V. KAVOKIN, G. MALPUECH, and A. BRAMATI. Observation of the optical spin Hall effect. *Nature Physics*, 3 :628, 2007.
- [150] Y. K. KATO, R. C. MYERS, A. C. GOSSARD, and D. D. AWSCHALOM. Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors. *Science*, 306 :1910, 2004.

**Carole DIEDERICHS**

**Optical parametric oscillation and twin photons generation in semiconductor microcavities.**

**Abstract :**

This work is devoted to the study of optical parametric oscillation and quantum correlations in planar semiconductor microcavities. In these systems, a strong light-matter coupling results in new eigenstates, which are mixed exciton-photon states, the microcavity polaritons. Nonlinear effects such as optical parametric oscillation become possible. However, important drawbacks prevent potential applications in quantum optics : the strong coupling condition (limited operating temperature) and the pump injection at a specific angle (impossible electrical injection).

We are interested in structures which circumvent these difficulties :

- wire-shaped microcavities, where the electric field quantization gives rise to a multiplet of polariton modes ;
- original triple microcavities structures, where the optical coupling between the three cavities naturally provides a triple resonance for the parametric frequencies.

By angle resolved spectroscopy experiments, we observe interbranches parametric processes well adapted to an electrical injection. The pump is at 0 degree and the signal and idler beams can be collected at 0 degree or at opposite angles. The strong coupling constraint disappears in the triple microcavity, allowing an increase of the operating temperature. Finally, we study a configuration in which the signal and idler beams are spatially separated with equal intensities. By quantum noise measurements, we show that these beams are quantum correlated.

**Keywords :**

Microcavity	Optical parametric oscillation
Semiconductor	Quantum correlations
Polariton	Twin photons

**Carole DIEDERICHS**

**Oscillation paramétrique optique et génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs.**

**Résumé :**

Cette thèse est consacrée à l'étude de l'oscillation paramétrique optique et des corrélations quantiques dans des microcavités planaires de semiconducteurs. Dans ces systèmes, un couplage fort lumière-matière conduit à l'apparition de nouveaux états propres qui sont des états mixtes exciton-photon, les polaritons de microcavité. Des effets non-linéaires comme l'oscillation paramétrique optique deviennent possibles. Cependant, certaines limitations existent pour d'éventuelles applications en optique quantique : la nécessité du couplage fort (température de fonctionnement limitée) et l'injection de la pompe à un angle particulier (injection électrique impossible).

Nous nous intéressons à des structures qui contournent ces difficultés :

- microcavités gravées en fils photoniques où la quantification du champ électrique conduit à un multiplet de modes de polaritons en couplage fort ;
- structures originales de microcavités triples où le couplage optique intercavités fournit naturellement une résonance triple pour les fréquences paramétriques.

Nous mettons en évidence par des expériences de spectroscopie résolue en angle des processus paramétriques interbranches adaptés à une injection électrique. La pompe excite sous incidence normale les échantillons et les faisceaux signal et complémentaire peuvent être collectés à 0 degré ou à des angles opposés. La contrainte du couplage fort, i.e. de la température, disparaît dans la microcavité triple. Enfin, nous étudions la configuration où signal et complémentaire sont séparés spatialement et équilibrés en intensité. Nous démontrons par des mesures de bruit quantique que ces deux faisceaux sont corrélés quantiquement.

**Mots clefs :**

Microcavité	Oscillation paramétrique optique
Semiconducteur	Corrélations quantiques
Polariton	Photons jumeaux