Diffusion paramétrique dans les microcavités de semiconducteurs : cohérence du second ordre et formation de motifs transverses

Vincenzo Ardizzone

▶ **To cite this version:**

Vincenzo Ardizzone. Diffusion paramétrique dans les microcavités de semiconducteurs : cohérence du second ordre et formation de motifs transverses. Physique Quantique [quant-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2013. Français. NNT : . tel-00933528

HAL Id: tel-00933528

https://theses.hal.science/tel-00933528

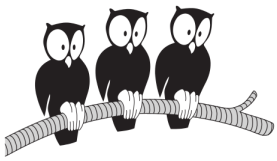
Submitted on 20 Jan 2014

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 6
Pierre et Marie Curie

Spécialité : Physique
École Doctorale de Physique de la Région Parisienne

présentée par

Vincenzo ARDIZZONE

pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université Paris 6

Sujet de la thèse :

Diffusion paramétrique dans les microcavités de semiconducteurs : cohérence du second ordre et formation de motifs transverses

Jury composé de :

Bernard GIL ..... *Rapporteur*

Jean-Sébastien LAURET ..... *Examinateur*

Aristide LEMAÎTRE ..... *Examinateur*

Agnès MAÎTRE ..... *Président du jury*

Philippe ROUSSIGNOL ..... *Membre invité*

Jérôme TIGNON ..... *Directeur de thèse*

Fabrice VALLÉE ..... *Rapporteur*

Remerciements

Ces trois années de thèse ont été une expérience absolument formidable. Si j'ai eu la possibilité de vivre ces moments c'est grâce à plusieurs personnes, que je souhaite remercier ici.

Merci donc à Jean-Marc Berroir, directeur du laboratoire à l'époque de mon arrivé, pour m'avoir accueilli au LPA.

Merci beaucoup à mon directeur de thèse, Jérôme Tignon. Merci Jérôme pour m'avoir donné la possibilité précieuse de travailler avec toi. Pendant ces années tu m'as montré "sur le terrain" qu'est-ce que ça veut dire être un scientifique d'exception, et j'essaierai pour toujours de garder en moi un peu de cet esprit. Je n'oublierai jamais ton infinie disponibilité et ta gentillesse. Tes efforts pour trouver toujours la bonne façon de dialoguer avec moi, surtout dans les moments où je pensais de passer vraiment à coté des choses, ont été pour moi très importants.

Un très grand merci à Philippe Roussignol, directeur du groupe d'Optique cohérente et non-linéaire. Merci Philippe pour m'avoir accueilli au sein du groupe ainsi que pour la qualité de ton encadrement. J'ai beaucoup apprécié comment t'as toujours trouvé le temps pour discuter des manip avec moi, avec enthousiasme quand c'était le cas et avec encouragement quand c'était nécessaire ("Action !"). Merci aussi pour les nombreux conseils à propos de ce qu'il y aura après la thèse.

Je voudrais remercier maintenant les membres du jury qui a évalué ce travail. Merci beaucoup à Bernard Gil et Fabrice Vallée, qui ont accepté d'être rapporteurs : votre intérêt et votre travail ont été très appréciés. Merci à Agnès Maître, qui a accepté d'être président du jury. Pour finir merci aussi à Jean-Sébastien Lauret et Aristide Lemaître, qui on participé en tant qu'examinateurs.

Un remerciement spécial à Marco Abbarchi, postdoc pendant ma première année de thèse. Les mois passés à travailler au quotidien avec toi ont été très agréables et m'ont beaucoup

aidé à démarrer avec confiance. Ma pensée va aussi à Timothée Lecomte qui m'a précédé sur la manip et qui m'a formé pendant mes premières semaines de thèse. Ton travail a été un guide précieux pendant ces trois années.
Heureusement, pour une thèse qui finit il y en a (souvent) une qui commence : bon courage à Ombline Lafont pour sa thèse, je suis sur que les résultats arriveront nombreux. J'en profite aussi pour remercier Emmanuel Baudin, avec qui j'ai pu travailler vers la fin de la thèse. Merci pour le debug des manip dans l'espace réel et pour ta passion pour la physique absolument contagieuse !
Pendant ma thèse j'ai pu bénéficier de nombreuses et importantes collaborations, qui ont toutes contribué au développement de ce travail. Tout d'abord je veux remercier le réseau Clermont4, qui a financé ce travail avec une bourse "Marie Curie - ITN", et qui, grâce aux fréquents meetings, m'a permis de rencontrer beaucoup de chercheurs et de doctorants européens. Il serait impossible ici de citer tous, je vais donc me limiter à qui a toujours animé le réseau : Alexey Kavokin. Merci aussi aux collaborateurs "historiques" du groupe : Jacqueline Bloch du LPN et Alberto Bramati du LKB. En particulier merci Jacqueline et Aristide (que j'avais cité plus haut) pour la collaboration sur la réalisation des échantillons, sans lesquels rien de ce qui suit n'existerait. Une partie importante des résultats présentés dans ce manuscrit sont arrivés dans le cadre de la collaboration avec le groupe de théoriciens de Stefan Schumacher, de l'Université de Paderborn. Je voudrais ici remercier Stefan pour son intérêt et sa disponibilité, qui nous ont permis d'avancer de façon importante sur un sujet nouveau et intéressant. Enfin je remercie aussi Daniele Sanvitto qui m'a accueilli pendant un mois à l'IIT de Lecce, en Italie. Ces quelques semaines de travail avec toi, Fabrice Laussy et Dario Ballarini ont été très agréables et m'ont permis d'apprendre énormément de choses.
Pour finir je souhaite remercier les nombreuses personnes que j'ai croisé au labo pendant ces trois ans, même si je n'ai pas eu la chance de travailler avec eux. Je ne vais sûrement pas oublier les autres membres du groupe : Christos Flytzanis (merci pour les nombreux conseils sir les post-docs !), Christophe Voisin et Carole Diederichs, qui ont rendu les groupe meetings toujours intéressants. Un grand merci à mes copains d'aventure Benjamin Langlois et Fabien Vialla avec qui j'ai partagé bureau et une bonne partie de la journée pendant presque trois ans. Merci aussi aux autres thésard : Jean, Pierrick, Hai Son, Trung, Michele, Antoine, Erwann, Camille, et tous les autres que je suis sûrement en train d'oublier. Cher lecteur, je te souhaite une très bonne lecture ! !

Table des matières

Introduction **1**

1 Les polaritons de microcavité pour la génération paramétrique **7**

1.1 Microcavités de Semiconducteurs 8

1.1.1 Etats excitoniques dans un semiconducteur 8

1.1.2 La microcavité 16

1.1.3 Le couplage fort exciton-photon 20

1.2 Rappels d'optique non-linéaire et d'optique quantique 26

1.2.1 Quelques phénomènes non-linéaires en optique 26

1.2.2 Optique quantique et génération de faisceaux jumeaux 35

1.3 μ-OPO à polaritons 48

1.3.1 Etat de l'art 48

1.4 Conclusion 50

2 Dispositif experimental et échantillons **53**

2.1 Dispositif expérimental 54

2.1.1 Faisceau d'excitation 54

2.1.2 Dispositif optique 55

2.1.3 Dispositif Hanbury-Brown et Twiss 58

2.2 Presentation des échantillons 63
2.2.1 Eléments sur la fabrication des échantillons 63
2.2.2 Microcavités multiples 64
2.2.3 Microcavités unidimensionnelles ou fils photoniques 65
2.2.4 Corrélations signal-complémentaire : état de l'art 71
2.3 Etude de la levée de dégénérescence en polarisation 72
2.3.1 Relation avec le dédoublement de Rabi 76
2.3.2 Explication de l'effet 78
2.4 Processus OPO multiples 79
2.5 Conclusions 83

3 Oscillation paramétrique optique dans les fils photoniques 85

3.1 Introduction 86
3.2 Generation paramétrique sous excitation pulsée picoseconde 87
3.3 Fonction d'autocorrélation $g^2(0)$ 91
3.3.1 Traitement des donnés et opérations préliminaires 91
3.3.2 Statistique de photons en fonction de la puissance d'excitation . . . 96
3.4 Fonction de corrélation croisée $g^2_{S,I}(0)$ 99
3.5 Opo dans l'espace réel 101
3.5.1 Etude préliminaire : redistribution des polaritons à l'intérieur du spot de pompe 101
3.5.2 Mesures de $g^2(0)$ et de $g^2_{S,I}(0)$ résolues dans l'espace réel 105
3.6 Conclusions 109
3.6.1 Comparaison avec d'autres systèmes qui montrent des corrélations quantiques 111
3.6.2 Perspectives 113

4 OPO et formation de motifs transverses dans les microcavités planaires couplées 115

4.1 Introduction 116

4.1.1 Formation de motifs en optique non-linéaire 117

4.2 Echantillon 120

4.3 Excitation non-résonnante 124

4.4 Excitation résonnante : le régime d'oscillation paramétrique optique 126

4.4.1 Contrôle optique des motifs 130

4.5 Théorie 136

4.5.1 Modèle pour la formation de motifs dans les microcavités de semi-conducteurs 136

4.6 Conclusions et perspectives 140

Conclusion générale 143

A Effets de propagation des polaritons en excitation résonnante 145

B Mesure de corrélation du second ordre en excitation non-resonnante 147

Introduction

Les dispositifs à base de semiconducteurs, qui constituent désormais une part importante de la technologie qui nous environne, restent au centre d'un vif intérêt en recherche fondamentale. C'est notamment le cas des nanostructures appelées **microcavités de semiconducteurs** qui sont étudiées au cours de ce travail de thèse. Ces structures, composées d'un empilement de couches minces de compositions différentes, permettent de confiner le champ électromagnétique sur des épaisseurs proches de sa longueur d'onde λ, dans les domaines du visible et du proche infrarouge, en obtenant ainsi des résonateurs de type Fabry-Perot de taille micrométrique. L'insertion d'un milieu actif, constitué par un ou plusieurs puits quantiques au centre du résonateur, permet de modifier le couplage matière-rayonnement et d'obtenir des effets nouveaux dans l'interaction entre l'excitation fondamentale du puits, l'exciton, et l'excitation fondamentale du champ électromagnétique, le photon.

Historiquement, les premières microcavités de semiconducteurs étaient caractérisées par un régime d'interaction matière-rayonnement, dit de couplage faible, décrit par la règle d'or de Fermi [1]. Dans ces dispositifs, un effet d'émission stimulée (ou effet laser) a été observé pour la première fois en 1979, à basse température, puis à température ambiante [2]. Leur émission se faisant par les miroirs de la cavité, ces dispositifs sont appelés Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL). Ces dispositifs sont aujourd'hui commercialisés et utilisés par exemple dans les réseaux à fibres optiques.

L'amélioration des techniques de croissance des échantillons (permettant en particulier d'augmenter la réflectivité des miroirs) a permis l'observation, en 1992, par C. Weisbuch et collaborateurs [3] d'un nouveau régime de couplage exciton-photon au sein des microcavités de semiconducteurs : le régime de couplage fort. Dans ce cas, l'interaction matière-rayonnement n'est plus décrite par un traitement perturbatif, et des nouveaux

états propres du système sont créés : les **polaritons de microcavité**. Ces excitations hybrides lumière-matière héritent leurs propriétés en partie des excitons de puits quantique et en partie des photons de microcavité. Le résultat en est une variation de l'énergie des polaritons avec l'impulsion (ou dispersion) très caractéristique [4], et la possibilité d'interagir entre eux [5], assurée par la composante excitonique. De plus, pour des faibles densités d'occupation, les polaritons se comportent comme des bosons. Toutes ces propriétés se manifestent dans une variété d'effets de physique non-linéaire qui anime aujourd'hui une communauté de chercheurs très active [6, 7].

En raison de leurs nature bosonique, des effets relatifs à la condensation de Bose-Einstein ont été observés sous excitation non-résonnante [8, 9]. La masse extrêmement faible des polaritons permet d'observer ces effets à des températures plus élevées qu'en physique atomique, ce qui rend notamment les expériences plus accessibles. En outre, un choix judicieux des matériaux permet d'envisager l'observation de ces phénomènes jusqu'à température ambiante.

D'autres propriétés spectaculaires apparaissent lorsque l'on excite les polaritons de façon résonnante. Les expériences de Savvidis et collaborateurs en 2000 [10, 11] ont montré qu'en excitant de façon adéquate une microcavité de semiconducteurs, un régime d'oscillation paramétrique optique (OPO) est accessible grâce aux non-linéarités dues aux interactions polariton-polariton. Ces observations ont ouvert de nombreuses possibilités, qui portent principalement sur l'observation de phénomènes caractéristiques de la génération paramétrique en optique non-linéaire dans des échantillons de taille micrométrique, les μ-**OPO**.

Les **OPO macroscopiques**, constitués par un cristal non-linéaire inséré dans une cavité, sont souvent utilisés comme sources cohérentes accordables (surtout dans le visible et dans le proche infrarouge). Ils sont aussi fréquemment employés comme sources **d'états non-classiques de la lumière** (pour des puissances au delà du seuil d'oscillation) [12, 13]. Ils peuvent produire notamment des faisceaux comprimés (avec un bruit d'intensité inférieur à la limite quantique standard) ou des faisceaux jumeaux. Ces derniers (souvent appelés signal et complémentaire) sont produits dans le même processus paramétrique et montrent des corrélations en intensité qui sont au delà de celles attendues dans le cas de faisceaux classiques [14]. Ces OPO macroscopiques sont donc des sources très utilisées pour l'optique quantique.

Citons un troisième domaine d'intérêt dans l'exploitation des OPO : la physique des brisures spontanées de symétrie et de la **formation de motifs** [15]. En effet, il a été observé que la lumière paramétrique produite par un cristal non-linéaire en cavité peut former des motifs transverses par rapport à la direction de propagation de la pompe dans le système [16].

L'intérêt général de l'étude des μ-OPO à polaritons est alors d'essayer de comprendre quelles caractéristiques des OPO macroscopiques sont observables dans ces systèmes micrométriques parfaitement intégrables avec les autres technologies à semiconducteurs. Cette question devient particulièrement intéressante si nous considérons que dans un μ-OPO à polaritons des excitations réelles du matériau sont créées, ce qui constitue une différence majeure par rapport aux processus paramétriques dans les cristaux non-linéaires, fonctionnant dans le domaine de transparence.

Les premières réalisations des μ-OPO dans les microcavités produisaient deux faisceaux paramétriques signal et complémentaire avec des intensités très déséquilibrées, difficulté majeure pour l'étude de leurs corrélations. De plus, elles demandaient l'utilisation d'un faisceau de pompe ayant un angle d'incidence assez important, caractéristique qui rend difficile l'intégration d'un μ-OPO avec d'autres éléments électro-optiques. Dans la recherche de solutions à ces problèmes notre groupe a proposé de "structurer" les microcavités afin d'obtenir plusieurs branches de polaritons et d'exploiter les processus inter-branches qui deviennent possibles sur ces échantillons [17]. En particulier, *un processus paramétrique qui produit des faisceaux signal et complémentaire équilibrés en intensité et sous incidence normale du faisceau de pompe* a été observé à la fois sur les microcavités planaires couplées [18,19] et sur les microcavités gravées en fils (microcavités unidimensionnelles ou fils photoniques) [20,21].

Des informations importantes sur le fonctionnement des μ-OPO peuvent venir de l'étude des corrélations d'intensité de la lumière paramétrique produite par ces systèmes. Ces études fournissent des informations sur les fluctuations d'intensité et donc sur la statistique des photons émis en régime paramétrique. De plus, des mesures de corrélation d'intensité entre les deux faisceaux signal et complémentaire sont envisageables et elles peuvent fournir des informations sur le caractère jumeaux des faisceaux émis [12,13]. La statistique d'émission, les corrélations signal-complémentaire et la possibilité de générer des états non-classiques de la lumière dans les μ-OPO ont été abordées du point de vue théorique [22–24] et (plus rarement) expérimental [25]. Des résultats récents obtenus par notre

groupe [18] ont montré l'existence de fortes corrélations classiques signal-complémentaire au voisinage du seuil d'oscillation paramétrique dans les fils photoniques. Ces expériences nous poussent donc à vouloir explorer le régime de production paramétrique pour de plus faibles puissances du faisceau de pompe. Nous proposons dans ce travail des mesures de *corrélations d'intensité en régime de comptage de photons (ou fonction de corrélation du second ordre, $g^{(2)}$)*. Ces mesures sont réalisées à l'aide d'un interféromètre de type Hanbury Brown et Twiss et sont présentées au chapitre 3. Elles nous permettent en premier lieu d'étudier les fluctuations d'intensité de chacun des faisceaux paramétriques produits, puis d'étudier les corrélations croisées signal-complémentaire. Ces résultats peuvent ensuite être comparés aux comportements attendus pour des OPO macroscopiques.

La formation de motifs dans les μ-OPO a été récemment prévue théoriquement [26–28]. L'observation de ces motifs dans un dispositif à semiconducteur a un intérêt fondamental : ces systèmes peuvent apporter une nouvelle perspective sur la physique des brisures de symétrie dans des systèmes complexes comme les polaritons, possédant plusieurs degrés de liberté (vecteur d'onde, énergie, spin ...). Il a été aussi proposé que les motifs dans les μ-OPO soient contrôlables de façon optique. Plus particulièrement, la possibilité de contrôler l'orientation des motifs à l'aide d'un deuxième faisceau laser a été proposée, ce qui permettrait notamment d'envisager des applications pour un interrupteur tout-optique. Au chapitre 4 *nous observons la formations de motifs transverses en régime OPO sur un échantillon de cavité double*, et nous étudions les méthodes pour contrôler optiquement ces motifs.

L'étude des propriétés de cohérence du second ordre de l'émission et la formation de motifs transverses dans les OPO de taille microscopique sont donc les deux sujets principaux de ce travail de thèse.

Le **chapitre 1** est dédié à l'introduction des outils théoriques nécessaires à la compréhension des expériences réalisées au cours de ce travail. Après avoir donné des éléments de physique des semiconducteurs, d'optique quantique et d'optique non-linéaire, nous décrivons comment des mesures de fonction de corrélation du second ordre peuvent donner des informations sur la statistique de photons et sur la production d'états non-classiques de la lumière par un OPO.

Le **chapitre 2** est divisé en deux parties. Dans la première partie nous présentons les dispositifs expérimentaux utilisés. Après avoir décrit les technique d'imagerie de l'espace réel et de l'espace réciproque nous donnons des détails sur l'interféromètre de type Hanbury

Brown et Twiss que nous avons réalisé pour mesurer les corrélations d'intensités.
Dans la deuxième partie de ce chapitre nous présentons l'état de l'art sur la génération paramétrique dans les microcavités doubles et dans les microcavités unidimensionnelles (ou fils photoniques). Ensuite, nous présentons des résultats originaux concernant les fils photoniques : une étude systématique de la levée de dégénérescence en polarisation observée pour les dispersions des polaritons dans cet échantillon et une description des processus OPO multiples (ou en cascade).
Le **chapitre 3** est dédié à l'étude des propriétés de cohérence du second ordre de l'émission OPO en excitation pulsée dans les fils photoniques. Après avoir étudié la statistique d'émission de chacun des deux faisceaux signal et complémentaire [29], nous mesurons les corrélations croisées entre ces deux faisceaux, à la recherche d'une éventuelle manifestation de corrélations quantiques. Après avoir mis en place une expérience de double sélection dans l'espace réel et dans l'espace réciproque, l'absence de corrélations quantiques signal-complémentaire est constatée. Nous poursuivons en faisant une comparaison avec d'autres systèmes décrits dans la littérature et qui produisent des états non-classiques de la lumière. Nous concluons par une comparaison critique des différents systèmes et nous identifions les possibles facteurs limitant dans nos expériences.
Au **chapitre 4** nous présentons un échantillon de cavité double spécialement conçu pour chercher à mettre en évidence la formation de motifs transverses. Nous observons effectivement des motifs de forme hexagonale en régime d'oscillation paramétrique et ces observations sont comparées à une théorie microscopique pour la réponse d'un puits quantique inséré en cavité [30]. Ensuite, nous décrivons plusieurs méthodes de contrôle optique de ces motifs et la réalisation d'un mécanisme de type interrupteur tout optique avec une expérience de type pompe-sonde.

CHAPITRE 1

Les polaritons de microcavité

Dans ce chapitre nous introduisons quelques concepts fondamentaux sur les microcavités de semiconducteurs, en commençant par les excitons de puits quantique et les résonateurs à miroirs interférentiels. Nous verrons que, sous certaines conditions, les excitations élémentaires de ces systèmes sont des états mixtes lumière-matière, appelés polaritons de microcavités. Après avoir discuté les paramètres fondamentaux qui décrivent les états polaritoniques nous nous intéressons aux interactions polariton-polariton qui sont responsables de la génération paramétrique en microcavité. Avec l'introduction de quelques éléments d'optique non-linéaire nous serons à même d'identifier clairement le régime OPO dans les microcavités. La possibilité de générer des états non-classiques de la lumière et, en particulier, la production de faisceaux jumeaux est abordée.

Sommaire

1.1 Microcavités de Semiconducteurs 8
1.1.1 Etats excitoniques dans un semiconducteur 8
1.1.2 La microcavité 16
1.1.3 Le couplage fort exciton-photon 20
1.2 Rappels d'optique non-linéaire et d'optique quantique 26
1.2.1 Quelques phénomènes non-linéaires en optique 26
1.2.2 Optique quantique et génération de faisceaux jumeaux 35
1.3 μ-OPO à polaritons 48
1.3.1 Etat de l'art 48
1.4 Conclusion 50

1.1 Microcavités de Semiconducteurs

Les deux éléments constitutifs d'une microcavité de semiconducteur sont : les miroirs, nécessaires au confinement du champ électromagnétique et les puits quantiques, nécessaires au confinement des porteurs et donc des excitations de la matière. Sous certaines conditions, que nous allons décrire un peu plus loin dans ce chapitre, les excitations élémentaires de ces systèmes sont des états mixtes exciton-photon appelés polaritons de microcavité. Ces excitations ont des propriétés remarquables, essentiellement dues au fait qu'ils héritent en partie des propriétés des excitons et en partie celles des photons. En tant qu'excitons il peuvent par exemple interagir entre eux, en tant que photons ils vont acquérir un certain nombre de caractéristiques du faisceau lumineux qui les a créés. Dans la suite nous allons motiver ces affirmations en décrivant la physique de ces dispositifs et nous allons voir comment mettre à profit cette nature mixte des polaritons de microcavité, en développant notamment des systèmes adaptés à l'étude des effets non-linéaires en optique.

1.1.1 Etats excitoniques dans un semiconducteur

Les nanostructures étudiées au cours de cette thèse sont constituées par une alternance de $GaAs$ et d'un matériau ternaire dont la composition est $Al_xGa_{1-x}As$. Pour des raisons qui seront expliquées ensuite la fraction x de Al est proche de 1, et le matériau ternaire a des propriétés assimilables à l'$AlAs$. Ces matériaux sont souvent appelés semiconducteurs III-V, en référence au positionnement sur la table périodique de leurs éléments constitutifs. En général, la détermination des états électroniques dans un solide est un problème de difficulté extrême, à cause du grand nombre d'atomes $\sim 10^{23}/cm^3$ à considérer. Toutefois dans le cas des matériaux cristallins, comme ceux considérés ici, les propriétés de symétrie permettent de simplifier notablement la tâche. Par exemple le $GaAs$ cristallise selon la structure de la blende de zinc. Les atomes de Ga occupent les nœuds d'un réseau cubique à faces centrées et les atomes de As occupent un réseau du même type mais translaté par rapport au premier (comme montré sur la figure 1.1). Autrement dit, la structure est formée par la répétition d'un tétraèdre avec un atome de As au centre et dont les sommets sont occupés par des atomes de Ga. La structure ainsi définie aura donc une périodicité bien précise dans l'espace réel. Ces fréquences spatiales caractéristiques du cristal sont convenablement représentées par le réseau réciproque, dont la cellule élémentaire est appelée première zone

de Brillouin [31, 32]. Dans le cas du $GaAs$ elle a la forme d'un octaèdre tronqué. [1]
Nous introduisons ensuite de façon intuitive le lien entre ces propriétés de symétrie et les états électroniques dans les matériaux. La détermination des fonctions d'onde électroniques est faite en résolvant l'équation de Schrödinger avec l'hamiltonien complet [31] :

$$H = \sum_I \frac{\mathbf{P}_I^2}{2M_I} + \sum_i \frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{I<J} \frac{z_I z_J e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{R}_I - \mathbf{R}_J|} + \sum_{i<j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} - \sum_{I<j} \frac{z_I e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{R}_I - \mathbf{r}_j|} \tag{1.1.1}$$

où nous avons indiqué avec les lettres majuscules les quantités relatives aux noyaux atomiques et en minuscule celle relatives aux électrons. Les différents termes de l'hamiltonien correspondent donc respectivement à l'énergie cinétique des noyaux, celle des électrons, et aux interactions coulombiennes entre noyaux, entre électrons et noyaux-électrons. Les noyaux atomiques et les électrons ont des masses très différentes, ainsi les fréquences caractéristiques des vibrations atomiques sont beaucoup plus petites des celles des électrons [31, 33]. Ceci permet d'adopter l'approximation dite de Born-Oppenheimer et de séparer le problème du mouvement des noyaux et du mouvement des électrons : pour les électrons les noyaux deviennent immobiles et nous pouvons écrire l'Hamiltonien pour les degrés de liberté électronique comme :

$$H_e = \sum_i \left(\frac{\mathbf{p}_i^2}{2m_i} + U(\mathbf{r}_i) \right) + \sum_{i<j} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \tag{1.1.2}$$

où U est le potentiel dû à la présence des noyaux. Une approximation ultérieure est celle de champ moyen (ou Hartree-Fock) : chaque électron est considéré comme sujet à un potentiel moyen, $V(r)$, et le problème des N électrons corrélés est remplacés par N problèmes à un électron. L'équation de Schrödinger pour chaque électron aura la forme :

$$H_{1e}\Psi_{n,\mathbf{k}} = \left(\frac{\mathbf{p}^2}{2m} + V(\mathbf{r}) \right) \Psi_{n,\mathbf{k}} = E_{n,\mathbf{k}} \Psi_{n,\mathbf{k}} \tag{1.1.3}$$

Les états $\Psi_{n,\mathbf{k}}$ sont des états dits de Bloch et ont la forme $\Psi_{n,\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{V}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{n,\mathbf{k}}$. L'indice n est le nombre quantique qui indique la *bande* à laquelle l'état appartient et $\mathbf{k}$ est un vecteur du réseau réciproque. La fonction $u_{n,\mathbf{k}}$ est appelée fonction atomique et contient les informations sur la forme spécifique de chaque bande. La possibilité de trouver des

1. Si la cellule élémentaire du réseau dans l'espace réel est décrite par les vecteurs $(\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3)$, le réseau réciproque est décrit par les vecteurs $\mathbf{b}_i = 2\pi \frac{\mathbf{a}_j \times \mathbf{a}_k}{(\mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2)\cdot\mathbf{a}_3}$, avec permutations cycliques des index i, j, k.

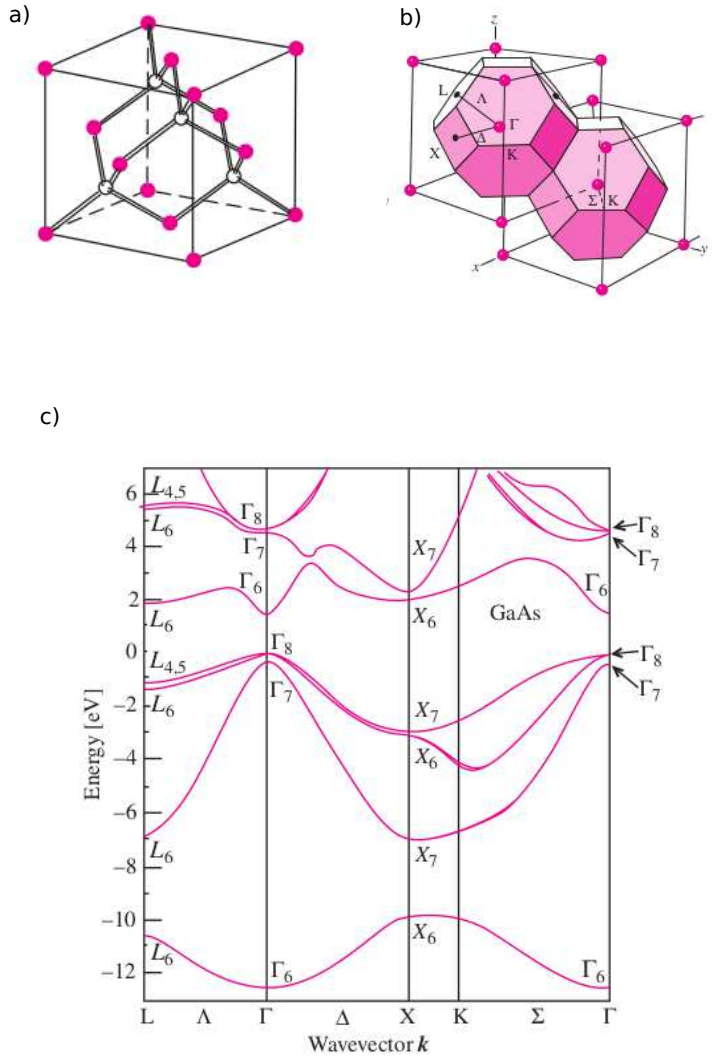


Figure 1.1 : a) Structure cristalline du GaAs. Les cercles pleins correspondent aux atomes de Ga, les cercles ouverts aux atomes d'As. b) Première zone de Brillouin pour le réseau réciproque du GaAs. c) Structure des bandes selon les axes qui relient des points de haute symétrie dans la première zone de Brillouin.

solutions de l'équation de Schrödinger en champ moyen sous cette forme vient du fait que

l'hamiltonien à un seul électron est invariant par rapport aux opérations de symétrie du réseau cristallin (le potentiel effectif $V(\mathbf{r})$ ayant la périodicité du cristal) [31]. L'apparition de bandes d'énergie se comprend simplement en considérant la formation des liaisons chimiques entre les molecules. Les atomes de Ga ont une configuration électronique pour les électrons externes de type $4s^2 4p^1$, ceux de As de type $4s^2 4p^3$. Dans les deux cas les états de ces électrons sont décrits par quatre orbitales hybrides sp^3. Comme nous l'avons vu plus haut la cellule élémentaire du GaAs est un tétraèdre contenant en moyenne un atome de Ga et un atome de As. Pour chacune de ces unités il y aura quatre orbitales moléculaires liantes (occupées par les huit électrons) et quatre orbitales moléculaires antiliantes. Dans le matériau massif le tétraèdre est répété N fois et les liens présents sur chaque cellule sont en réalité couplés. Ce couplage entraîne une levée de dégénérescence, avec la production de huit niveaux énergétiques, chacun contenant N états électroniques. N étant très grand, ces niveaux sont considérés comme un quasi-continuum d'états, appelé bande. La bande issue de l'orbitale moléculaire liante d'énergie la plus élevée est appelée bande de valence, celle issue de l'orbitale antiliante d'énergie la plus faible est appelée bande de conduction. Cette dernière bande est en effet la première bande vide quand le cristal est dans son état fondamental. La reconstruction des formes spécifiques des bandes, c'est-à-dire les relations entre énergie et position dans l'espace réciproque $\mathbf{k}$, dites aussi dispersions, requiert la connaissance de la forme de $V(\mathbf{r})$. La structure des bandes de GaAs est montrée figure 1.1. La distance minimale en énergie entre la bande de conduction et celle de valence est un paramètre très important en optique et elle est appelée énergie du gap, E_{gap}, ou énergie de bande interdite. Il s'agit de l'énergie à laquelle le matériau devient optiquement actif, c'est à dire l'énergie minimale pour laquelle des électrons peuvent passer de la bande de valence à celle de conduction en absorbant un photon. Dans le cas du GaAs le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouvent au point Γ de la première zone de Brillouin : le matériau est dit à gap direct. Les propriétés optiques du GaAs au voisinage du point Γ peuvent être décrites en considérant des expressions simplifiées pour les dispersions des bandes de valence et de conduction :

$$\begin{aligned} E_c(\mathbf{k}) &= E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \\ E_v(\mathbf{k}) &= -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} \end{aligned} \tag{1.1.4}$$

Dans le cadre de ce modèle nous exploitons le fait que quand un photon est absorbé

un électron passe de la bande de valence à celle de conduction. Il est possible de décrire les N-1 électrons dans la bande de valence en introduisant le concept de trou, qui se comporte comme une particule de charge électrique positive $+e$ et masse m_h. L'état excité du semiconducteur est donc souvent représente en assignant un électron à la bande de conduction et un trou à la bande de valence. Nous remarquons aussi qu'en correspondance de $k = 0$ deux bandes de valence sont présentes avec deux courbures différentes (et donc deux masses effectives différentes, d'où les noms souvent adoptés de trou lourd et trou léger).

1.1.1.1 Excitons

En mesurant l'absorption optique du GaAs massif en fonction de l'énergie du faisceau incident des résonances pour des énergies plus petites de E_g apparaissent [31,34]. La description du processus d'absorption d'un photon comme création d'un couple électron-trou n'est pas complète. En effet il faut considérer aussi l'interaction coulombienne électron-trou, qui peut former des états liés, appelés *excitons*, en analogie avec un système hydrogénoïde. A cause de l'interaction attractive entre les deux quasi-particules les états excitoniques ont une énergie plus faible que celle de bande interdite. Ici réside l'importance des états excitoniques qui sont en effet les premiers états excités dans un semiconducteur. La relation de dispersion des excitons a la forme :

$$E_{ex}(n, \mathbf{k}_{ex}) = E_g - \frac{E_l}{n^2} + \frac{\hbar^2 k_{ex}^2}{2M} \tag{1.1.5}$$

avec $M = m_e + m_h$. Le nombre quantique n désigne le nombre quantique principal pour l'état lié. Pour n grand les états liés électron-trou forment un continuum. Deux paramètres importants sont donc l'énergie de liaison et le rayon de Bohr de l'exciton :

$$\begin{aligned} E_l &= \frac{4\pi\hbar^2\epsilon_0\epsilon_r}{\mu e^2} \\ a_{ex} &= \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_r a_{ex}} \end{aligned} \tag{1.1.6}$$

Dans le cas du $GaAs$ massif $E_l \sim 4meV$ et $a_{ex} \sim 100$ Åpour un exciton dans son état "fondamental" $1S$. Donc nous voyons que l'exciton est effectivement délocalisée sur

plusieurs mailles atomiques (exciton de Wannier) [2]. De plus l'énergie de liaison est faible par rapport à kT_{amb}, ce qui explique pourquoi les résonances excitonique dans un semiconducteur massif ne s'observent, en général, qu'aux basses températures (quelques dizaines de K).

1.1.1.2 Excitons dans les puits quantiques

Les caractéristiques des excitons introduits dans la section précédente peuvent être sensiblement modifiées si les porteurs sont confinés sur des distances comparables à l'extension spatiale des fonctions d'onde qui les décrivent. Dans la suite nous allons décrire la structure représentée de façon schématique en figure 1.2. Elle est formée par une couche de semiconducteur, épaisse d'une dizaine de nanomètres, avec énergie de bande interdite E'_g. Cette couche est entourée par un semiconducteur d'énergie de bande interdite $E_g > E'_g$. Le résultat de cette différence d'énergie est le confinement des porteurs dans la couche de semiconducteur d'énergie de gap plus faible. Cette structure est appelée puits quantique et sera un des éléments constitutifs des échantillons étudiés au cours de cette thèse. Le résultat de ce confinement est de quantifier selon l'axe de croissance les énergie des électrons et des trous, qui maintenant ont une dispersion seulement dans le plan de couches. En faisant l'hypothèse de barrières de potentiel infinies, les énergie des porteurs sont données par les expressions :

$$\begin{aligned} E_{e,n} &= E'_g + n^2\Delta_e + \frac{\hbar^2 k_\parallel}{2m_e} \\ E_{hh,n} &= -n^2\Delta_{hh} - \frac{\hbar^2 k_\parallel}{2m_{hh}} \\ E_{lh,n} &= -n^2\Delta_{lh} - \frac{\hbar^2 k_\parallel}{2m_{lh}} \end{aligned} \tag{1.1.7}$$

avec l'énergie de confinement donnée par l'expression $\Delta_j = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_j^z L^2}$. Pour un puits de largeur $10nm$ les énergies de confinement sont : $\Delta_e = 56meV, \Delta_{lh} = 41meV, \Delta_{hh} = 10meV$. Un premier effet de ce confinement est donc la levée de dégénérescence entre les trous lourds et les trous légers. Néanmoins d'autre effets, comme ceux considérés au chapitre 2 peuvent réduire cette levée de dégénérescence et éventuellement favoriser un mélange des états de trou lourd et de trou léger. Dans la suite nous allons faire l'hypothèse

2. Le pas réticulaire dans le GaAs est de 5.64 Å [31].

que les excitons sont constitués par les électrons et les trous lourds (les états de trous lourds sont les plus proches de la bande de conduction). Toujours dans l'hypothèse de puits à barrières infinies les énergies des excitons sont alors données par l'expression

$$E_{ex}(p, k_{\|}) = E_g + \Delta_e + \Delta_{hh} - \frac{E_l}{(p-1/2)^2} + \frac{\hbar^2 k_{\|ex}^2}{2M} \tag{1.1.8}$$

avec $M = m_e + m_{hh}$. Nous retrouvons ici une autre conséquence du confinement des porteurs dans le puits quantique : l'état excitonique $1S$ a une énergie de liaison quatre fois plus grande par rapport au cas du matériau massif.

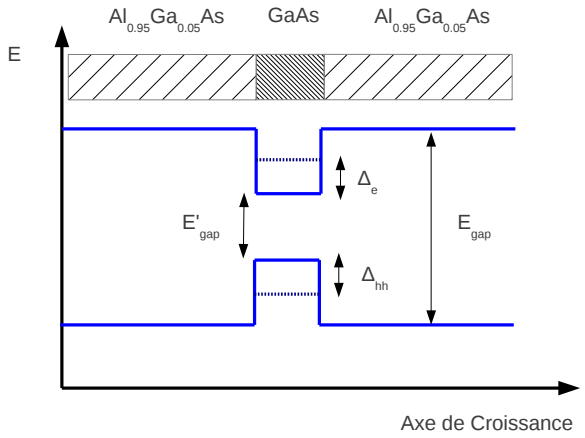


Figure 1.2 : Représentation schématique d'un puits quantique, obtenu en insérant une couche de $GaAs$ dans un alliage $Al_{0.95}Ga_{0.05}As$. La différence entre les énergies de bande interdite pour les deux matériaux se traduit dans un confinement des porteurs dans le puits, selon l'axe de croissance de la structure.

1.1.1.3 Couplage des excitons à la lumière

En général, l'interaction entre les électrons du puits quantique et le champ électromagnétique peut être décrite dans le cadre de l'approximation dipolaire. En utilisant un

approche (dit semi-classique) qui décrit le champ comme classique, le terme d'interaction entre ce champ et une charge q d'impulsion $\mathbf{p}$ est donné par l'expression

$$H_{dip} = \frac{q}{m}\mathbf{p}\cdot\mathbf{A} \tag{1.1.9}$$

avec $\mathbf{A}$ le potentiel vecteur du champ. La probabilité d'absorption d'un photon (et la création d'un exciton) est proportionnelle à l'élément de matrice $< 0|H_{dip}|1S >$, où nous avons noté $|0>$ l'état fondamental du puits, en absence d'excitons et donc avec tous les électrons dans la bande de valence. En utilisant les expressions pour les fonctions d'onde excitoniques, il est possible de trouver les règles de sélection pour cette interaction [35] :

- Les fonctions d'onde d'électron et trou doivent avoir la même symétrie dans le plan des couches.
- A cause de l'invariance par translation dans le plan des couches, la composante du vecteur d'onde dans ce plan doit se conserver. L'exciton sera donc couplé à un continuum d'états du champ (ces états ont la même composante $\mathbf{k}_{\|}$ de l'exciton mais diffèrent entre eux pour la composante k_z).
- Les excitons de trou lourd peuvent avoir moment angulaire total $J_{exc} = 1$ ou $J_{exc} = 2$. Seules les états avec $J_{exc} = 1$ sont optiquement actifs. Les deux projections de moment angulaire totale $m_J = \pm 1$ seront couplées à la lumière polarisée circulairement gauche ou droite. [3]

Le puits quantique est donc couplé à un continuum de modes du champ électromagnétique libre. Dans cette condition l'interaction rayonnement-matière peut être traité de façon perturbative et la recombinaison des excitons est décrite par la règle d'or de Fermi [1].

3. Souvent en littérature ce moment angulaire totale est simplement appelé "spin" des excitons (ou des polaritons que nous verrons plus loin) [36].

1.1.2 La microcavité

Nous avons brièvement décrit au paragraphe précédent le mécanisme de couplage entre rayonnement et matière, et en particulier sous quelles conditions la création d'un exciton suite à l'absorption d'un photon peut avoir lieu. En général cette interaction peut être modifiée en changeant la densité des états du champ électromagnétique au voisinage de la fréquence caractéristique de l'émetteur. Une des méthodes couramment utilisée est l'insertion du milieu actif, dans notre cas un puits quantique, dans une cavité optique par exemple une cavité de type Fabry-Perot. Les techniques d'épitaxie par jets moléculaires (qui seront brièvement décrites au cours du chapitre 2) permettent aujourd'hui de réaliser le puits quantique et les miroirs qui confinent le champ en n'utilisant que des couches de semiconducteur. Avant d'introduire les microcavités des semiconducteur proprement dites nous allons rappeler quelques propriétés importantes des cavités Fabry-Perot.

1.1.2.1 Propriétés des cavités Fabry-Perot

Une cavité Fabry-Perot est formée de deux miroirs, de réflectivité respectivement r_1 et r_2 espacés par un milieu d'épaisseur L et d'indice n_{cav}. Un champ incident E_i génère un champ transmis E_t et un champ réfléchi E_r. Le champ E_t et la transmittivité de la structure sont donnés par les expressions [37] :

$$\begin{aligned} E_t &= E_i e^{i\omega t}\left(\frac{1}{1-r_1 r_2 e^{i\phi}}\right) \\ T &= |\frac{E_t}{E_i}|^2 = \frac{t_1 t_2}{1+(r_1 r_2)^2 - 2r_1 r_2 \cos\phi} \end{aligned} \tag{1.1.10}$$

où nous avons noté $\phi = \frac{4\pi}{\lambda}(L n_{cav}\cos\theta)$, θ étant l'angle d'incidence du faisceau lumineux sur la structure. Cette structure possède donc des résonances pour $\phi = 2n\pi$. A l'incidence normale, cette condition se vérifie pour un espacement bien précis des deux miroirs, donné par $L = n\lambda/2n_{cav}$. Une cavité ainsi faite sélectionne certains modes du champ électromagnétique qui sont visibles à la fois comme des pics dans la transmission et dans l'intensité du champ intracavité et comme des creux dans la réflexion. La qualité d'un résonateur Fabry-Perot dépend essentiellement de la réflectivité de ses miroirs (en absence d'autres mécanismes de perte comme l'absorption) et est évaluée à l'aide des deux grandeurs suivantes (δE est l'écart en énergie entre deux modes successifs de la cavité, γ_c

la largeur du mode)

$$\begin{aligned} \mathcal{F} &= \frac{\delta E}{\gamma_c} = \pi \frac{\sqrt{r_1 r_2}}{1 - r_1 r_2} \\ Q &= \frac{E}{\gamma_c} = n\mathcal{F} \end{aligned} \tag{1.1.11}$$

appelées respectivement finesse et facteur de qualité de la cavité. En particulier la finesse correspond au nombre moyen d'aller-retour accomplis par un photon avant de s'échapper de la cavité. Nous remarquons aussi que dans le cas des cavités avec $n = 1$, où cavités $\lambda/2$, ces deux quantités coïncident. Pour conclure cette section nous allons rappeler la relation entre l'énergie des photons de cavité et leur vecteur d'onde dans le plan des miroirs :

$$E(n, k_\parallel) = \frac{\hbar c}{n_{cav}} \sqrt{\left(\frac{n\pi}{L_{cav}}\right)^2 + k_\parallel^2} = \sqrt{E_c^n + \left(\frac{\hbar c}{n_{cav}}\right)^2 k_\parallel^2} \tag{1.1.12}$$

Cette relation hyperbolique entre énergie et vecteur d'onde du photon dans le plan des miroirs est souvent approchée par une forme parabolique au voisinage de $k_\parallel \sim 0$.

1.1.2.2 Les miroirs de Bragg

Nous allons utiliser ici des miroirs qui sont formés en empilant plusieurs couches de semiconducteurs d'indices de réfraction différents. En contrôlant l'épaisseur de chaque couche, il est possible de régler les différences de phases entre les fractions de faisceaux réfléchis et transmis à chaque interface, pour obtenir des interférences constructives en réflexion : nous obtenons ainsi une structure qui se comporte comme un miroir pour une longueur d'onde donnée (ces structures sont appelées aussi miroirs interférentiels ou *Distributed Bragg Reflectors*, *DBR*, en anglais). Pour obtenir un miroir réfléchissant autour de la longueur d'onde λ_0, il faut avoir des couches d'épaisseur optique égale à $\lambda_0/4n_i$, avec n_i indice de réfraction du matériau. Sur la partie a) de la figure 1.3 nous avons représenté un schéma de miroir de Bragg. Ce miroir est constitué par N paires de couche d'indice n_1 et n_2 respectivement, épitaxiées sur un substrat d'indice n_{int}. Le graphe (figure 1.3 partie b)) représente la réflectivité autour de l'énergie choisie (dans ce cas $E_0 = 1.485eV$) respectivement pour 7 et 30 paires de couches de $GaAs/AlGaAs$. Les calculs de réflectivité présentés au cours de cette thèse sont réalisés avec la méthode des matrices de transfert,

qui permet de modéliser la propagation du champ électromagnétique à travers un milieu stratifié, en connaissant les indices de réfraction (éventuellement complexes pour tenir compte de l'absorption) des matériaux présents [37]. Nous observons très clairement que la réflectivité augmente avec le nombre N de paires dans les miroirs, avec la dépendance suivante :

$$R = 1 - 4\frac{n_{ext}}{n_{int}}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2N} \tag{1.1.13}$$

Ce même spectre de réflectivité montre aussi qu'il existe une région spectrale bien définie pour laquelle la structure se comporte comme un miroir. Cette plage spectrale est appelée bande d'arrêt du miroir et son extension dépend essentiellement de la différence d'indice $(n_1 - n_2)$.

$$\Delta E = \frac{4E_0}{\pi}\frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} \tag{1.1.14}$$

Une propriété caractéristique des miroirs interférentiels est le fait que le champ pénètre à l'intérieur du miroir même avec longueur caractéristique donnée (à l'incidence normale) par

$$L_{DBR} = \frac{\lambda_0}{2}\frac{n_1 n_2}{n_{int}(n_2 - n_1)} \tag{1.1.15}$$

Cet effet de pénétration du champ à l'intérieur du miroir aura un rôle important dans nos structures contenant plusieurs cavités.

1.1.2.3 Cavité à miroirs interférentiels

Maintenant nous pouvons nous intéresser à la structure représentée sur la figure 1.3 c) et formée par deux DBR séparés par une distance égale à λ_0/n. Cette structure est en effet notre microcavité proprement dite. Son spectre de réflectivité est montré en figure 1.3 d) : la résonance à une énergie d'environ 1.4eV est évidente. Nous notons aussi que la longueur de pénétration du champ à l'intérieur des DBR, L_{DBR}, dépend de l'angle d'incidence sur les miroirs [38]. De plus, cette dépendance angulaire est différente selon la polarisation de la lumière. Cet effet se traduit par une levée de dégénérescence entre les

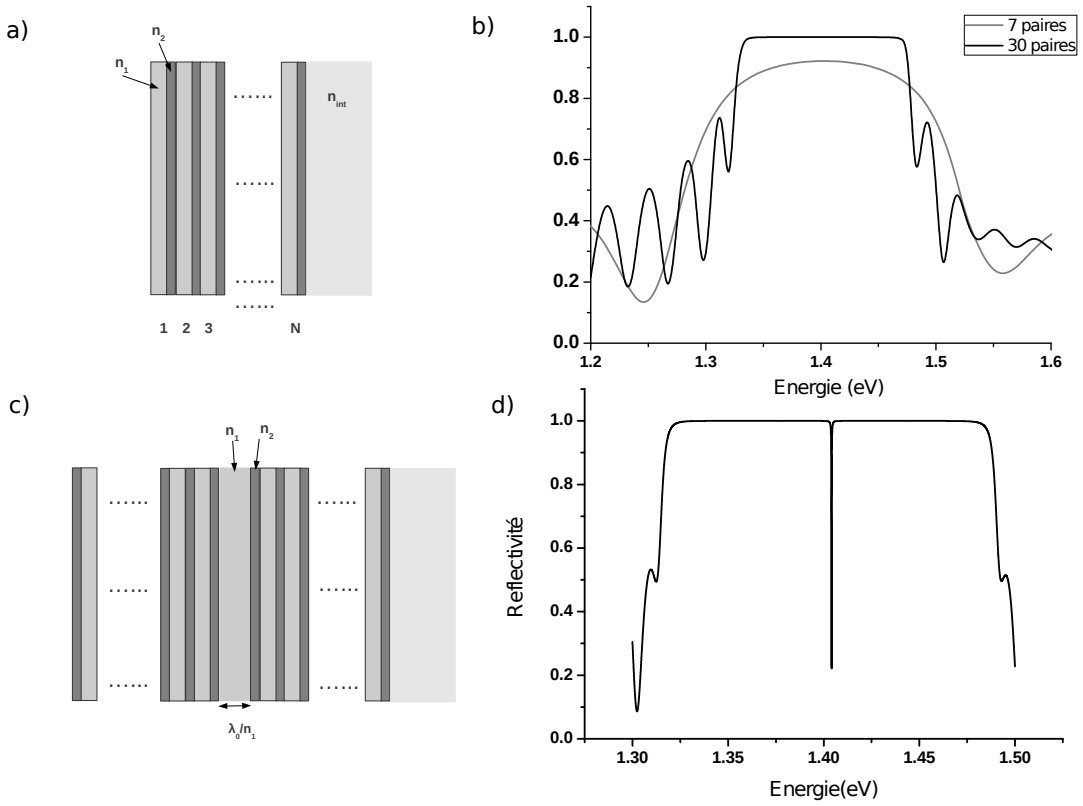


Figure 1.3 : a) Un miroir de Bragg est composé par une alternance de couches de semiconducteur d'index de réfraction n_1, n_2 et épaisseur $\lambda_0/4n_1$ et $\lambda_0/4n_2$. b) Reflectivité du miroir en fonction de l'énergie du faisceau incident pour N = 7 et 30 paires de couches. c) Structure d'une cavité de semiconducteur. L'espace entre les deux miroirs est égal à λ_0/n correspondant à un chemin optique de λ_0.

composantes transverse électrique (TE) et transverse magnétique (TM). Ce dédoublement est nul à l'incidence normale et augmente avec l'angle d'incidence sur la cavité. Nous allons retrouver ces effets au chapitre 4, où les angles d'émission en jeu dans les expériences sont importants (environ 20 degrés).

Nous allons maintenant modifier la structure montrée figure 1.3 c) en insérant un puits quantique à un ventre du champ électromagnétique. Nous appelons dans la suite microcavité l'ensemble formé du résonateur Fabry-Perot et du puits quantique.

1.1.3 Le couplage fort exciton-photon

Nous avons vu comment une cavité à miroirs interférentiels peut confiner le champ électromagnétique dans la direction de son axe de croissance. Quand un puits est inséré dans la cavité, les excitons ne seront plus couplé à un continuum de modes, mais au contraire à proximité de l'énergie de l'exciton $1S$ il y aura un seul mode de cavité avec lequel le couplage sera réalisé. Nous allons voir que quand certaines conditions (notamment en fonction de la qualité des miroirs) sont réalisées, un nouveau régime d'interaction matière-rayonnement est accessible, le régime dit de *couplage fort*. Une méthode pour décrire ce nouvel effet est la seconde quantification en écrivant l'hamiltonien du système comme :

$$H = \sum_{\mathbf{k}} E^C(\mathbf{k}) a^\dagger_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} E^X(\mathbf{k}) b^\dagger_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} \frac{\hbar\Omega}{2} \left(a^\dagger_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} + b^\dagger_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} \right) \tag{1.1.16}$$

où nous avons introduit les opérateurs de création (annihilation) $a^\dagger_{\mathbf{k}}$ ($a_{\mathbf{k}}$) pour le photon et les opérateurs de création (annihilation) $b^\dagger_{\mathbf{k}}$ ($b_{\mathbf{k}}$) pour l'exciton. $E^C(\mathbf{k})$ et $E^X(\mathbf{k})$ sont les dispersions des énergies photonique et excitonique en fonction du vecteur d'onde dans le plan des couches $\mathbf{k}$. Les premiers deux termes de l'hamiltonien sont donc les énergies cinétiques des photons et des excitons. Le troisième terme décrit le couplage entre les deux par l'introduction du paramètre Ω, appelé fréquence de Rabi. Cette quantité est en effet proportionnelle à la force d'oscillateur pour la transition excitonique et représente l'intensité du couplage lumière-matière. Elle peut être exprimée comme [39] :

$$\hbar\Omega = \sqrt{\frac{f e^2}{2 n_c^2 L M \epsilon_0}} \tag{1.1.17}$$

avec L, la longueur de la cavité, et M la masse des excitons. Si dans la cavité sont insérés N puits quantiques, le dédoublement de Rabi sera multiplié par un facteur $\sqrt{N}$.
Cet hamiltonien décrit un système de deux oscillateurs couplés. Ses états propres sont appelés polaritons de microcavité (dans la suite simplement polaritons). [4] Les valeurs propres de l'énergie sont :

4. Le concept de polariton est plutôt général [33] en physique. En effet, il est évoqué à chaque fois que l'interaction entre la lumière et la matière peut être décrite en termes d'interaction entre photons et d'autre quasi-particules représentant les excitation élémentaires de la matière. Nous pouvons rencontrer donc des excitons-polaritons, mais aussi des phonons-polaritons, etc.

$$\begin{aligned} E^{+}(\mathbf{k}) &= \frac{1}{2}\left(E^{C}(\mathbf{k}) + E^{X}(\mathbf{k}) + \sqrt{\left(E^{C}(\mathbf{k}) - E^{X}(\mathbf{k})\right)^{2} + (\hbar\Omega)^{2}}\right) \\ E^{-}(\mathbf{k}) &= \frac{1}{2}\left(E^{C}(\mathbf{k}) + E^{X}(\mathbf{k}) - \sqrt{\left(E^{C}(\mathbf{k}) - E^{X}(\mathbf{k})\right)^{2} + (\hbar\Omega)^{2}}\right) \end{aligned} \tag{1.1.18}$$

Les deux opérateurs qui diagonalisent l'hamiltonien sont deux combinaisons linéaires des opérateurs photons et excitons données par :

$$\begin{aligned} p_{\mathbf{k}}^{(+)} &= C_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + X_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} \\ p_{\mathbf{k}}^{(-)} &= X_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} - C_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}} \end{aligned} \tag{1.1.19}$$

Le mode $p_{\mathbf{k}}^{(+)}$ prend le nom de "polariton haut", le mode $p_{\mathbf{k}}^{(-)}$ celui de "polariton bas". [5] Les deux facteurs $C_{\mathbf{k}}$ et $X_{\mathbf{k}}$ représentent les composantes respectivement photon et exciton du polariton et sont appelés coefficients de Hopfield [40] :

$$\begin{aligned} X_{\mathbf{k}}^{(-)} &= \frac{1}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{E^{-}(\mathbf{k}) - E^{X}(\mathbf{k})}{\hbar\Omega}\right)^{2}}} \\ C_{\mathbf{k}}^{(-)} &= \frac{1}{\sqrt{1 + 4\left(\frac{\hbar\Omega}{E^{-}(\mathbf{k}) - E^{X}(\mathbf{k})}\right)^{2}}} \end{aligned} \tag{1.1.20}$$

La première observation des polaritons de microcavité est due à C. Weisbuch et collaborateurs en 1992 [3]. Il peut être instructif de regarder comment l'existence des ces nouveaux états propres à été révélée pour la première fois. La figure 1.4 représente les mesures de réflectivité sur une cavité contenant 7 puits quantique à basse température. Chaque graphe représente une mesure effectuée pour un désaccord exciton-photon différent. L'apparition de deux creux de réflectivité correspondant aux deux modes polaritoniques est clairement visible, avec un dédoublement de Rabi correspondant à environ 8 meV.

Néanmoins l'histoire des microcavités de semiconducteur ne commence pas avec l'observation des polaritons de microcavités. En effet les structure formées par deux miroirs

5. La seconde quantification n'est pas nécessaire pour décrire l'apparition des modes polaritoniques, qui peuvent être décrits classiquement simplement comme les deux modes propres d'un système formé par deux oscillateurs couplés. Ici nous choisissons d'introduire du début le formalisme quantique, qui nous sera nécessaire dans le paragraphe 1.2.2.1 et dans les suivants pour décrire le propriétés du système en optique quantique.

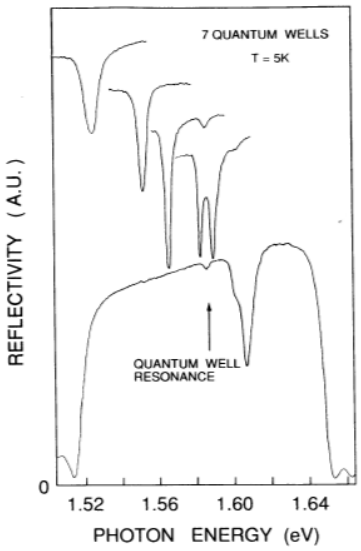


Figure 1.4 : Première observation expérimentale des polaritons de microcavité, qui sont révélés par l'apparition de deux creux de reflectivité, respectivement le polariton du bas et celui du haut. Figure reproduite de [3].

interférentiels et un puits quantique comme milieu actif sont étudiées depuis longtemps et largement utilisées en *couplage faible* exciton-photon. Autrement dit, l'effet de la cavité sur les propriétés de l'exciton peut être décrit en mode perturbatif : la présence de la cavité modifie les propriétés d'émission spontanée des excitons de puits quantique. En particulier ces structures sont utilisées pour la réalisation de dispositifs appelés *Vertical Surface Emitting Lasers* ou *VCSEL* [2, 41]. Nous devons donc préciser la condition d'observation du couplage fort avec l'apparition des deux modes de polariton. Pour le faire, il est nécessaire de considérer que le mode d'exciton et le mode de photon ont des largeurs spectrales finies, γ_C et γ_X, ce qui traduit le fait que les temps de vie de ces excitations sont finis dans un système réel. Nous pouvons en tenir compte de façon quantitative en introduisant les énergies complexes [42]

$$\begin{aligned} E_{Cav} &= E^C - i\gamma_C \\ E_{Exc} &= E^X - i\gamma_X \\ E^{\pm} &= \frac{1}{2}\left(E^C + E^X - i\left(\gamma_C + \gamma_X\right) \pm \sqrt{(\delta - i(\gamma_c - \gamma_x))^2) + (\hbar\Omega)^2}\right) \end{aligned} \tag{1.1.21}$$

Pour un désaccord exciton-photon nul ($\delta = 0$), la levée de dégénérescence des deux

modes de polaritons est donnée par $\sqrt{(\hbar\Omega)^2 - (\gamma_c - \gamma_x)^2}$. Si l'écart entre les largeurs de raies est trop grand devant le dédoublement de Rabi, la présence des deux polaritons n'est plus appréciable. Le paramètre $\hbar\Omega$ peut être aussi comparé directement à la largeur du mode de polariton, égale à $\frac{\gamma_X+\gamma_C}{2}$ pour $\delta = 0$. Nous retenons donc que si le dédoublement de Rabi est faible devant les largeurs de raie des composantes photoniques et excitoniques le système demeure en couplage faible. Ceci explique d'ailleurs pourquoi l'observation des polaritons de microcavités a eu lieu plutôt récemment : il a fallu attendre que les techniques de croissance des échantillons s'améliorent au point d'obtenir des miroirs particulièrement réfléchissants (et donc une très bonne finesse de la cavité) et des puits particulièrement peu désordonnés (et donc une réduction de l'élargissement du mode excitonique).

A présent nous pouvons représenter (figure1.5) un exemple de dispersion des modes de polariton pour un désaccord $\delta = E^C(0) - E^X(0) = 0$. En régime de couplage fort, les états propres du système, les polaritons, n'ont plus les énergies des modes de cavité et d'exciton. De plus, en choisissant des points différents sur les dispersions il est possible d'observer soit des polaritons avec une forte composante photonique, soit avec une forte composante excitonique, ou des polaritons mi-photons mi-excitons.

Du point de vue expérimental, les dispersions de polaritons sont directement observables en enregistrant l'émission en champ lointain d'une microcavité planaire (ce montage expérimental sera expliqué au chapitre 2) et en faisant des mesures résolues en angle et en énergie [4]. La figure 1.6 montre trois exemples de dispersions de polaritons obtenus pour des désaccords cavité-exciton différents.

Les techniques de croissance par épitaxie des couches minces à base de semiconducteurs III-V ont atteint aujourd'hui un niveau de précision qui confère aux microcavités une énorme flexibilité à la fois en termes de qualités et de structuration des échantillons.

1.1.3.1 Les polaritons comme système non-linéaire

L'approche fondée sur l'hamiltonien 1.1.16 est valable dans le régime linéaire (faibles excitations). En effet à plus forte excitation plusieurs porteurs sont crées et il est nécessaire de considérer les interactions entre ces porteurs. La méthode la plus générale pour décrire ces effets est basée sur la considération des interactions coulombiennes électrons-électrons, trous-trous, et électrons-trous [44,45]. Ici nous préférons considérer les excitons comme les

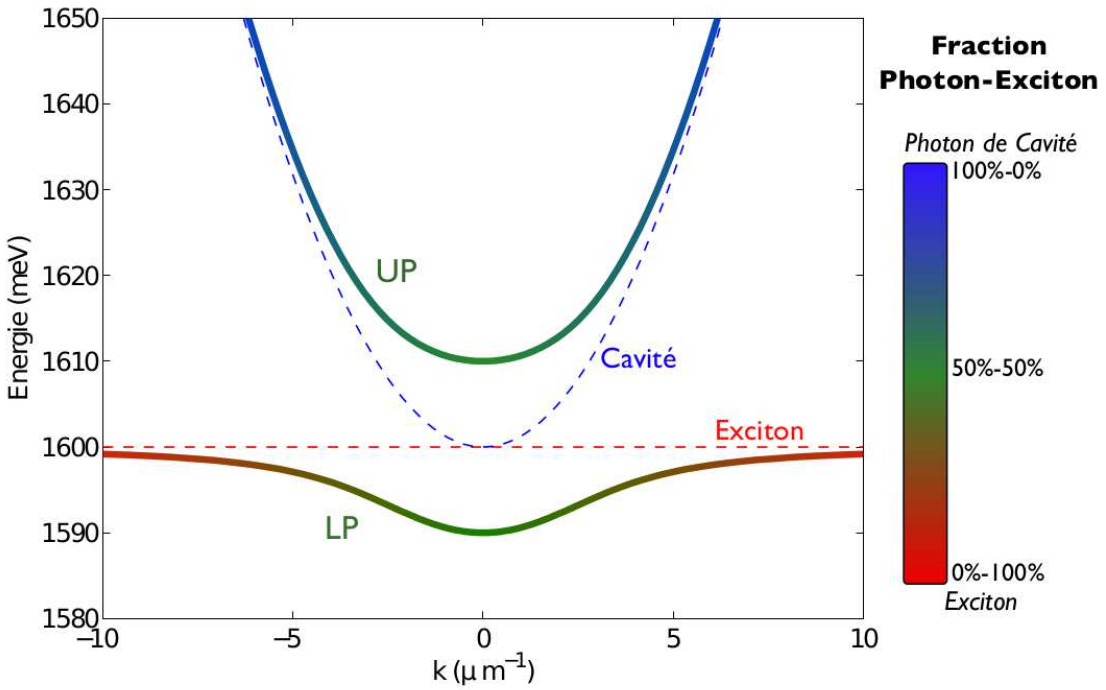


Figure 1.5 : Dispersion des modes de polaritons pour un désaccord $\delta = 0$. L'anticroisement dû au couplage fort entre photons et excitons est évident avec l'apparition des deux branches de polaritons haut et bas. La fraction photon-exciton est représentée en fausse couleurs. Figure reprise de [43].

excitations élémentaires du milieu [6], et nous décrivons les interactions coulombiennes entre porteurs comme interactions effectives entre excitons. En faisant l'hypothèse de tronquer l'hamiltonien au second ordre en densité d'exciton, deux termes d'interaction apparaissent [5] :

– Les interactions exciton-exciton, avec un terme de la forme :

$$H_{X-X} = \frac{1}{2} \sum_{k,k',q} V_0 b_k^\dagger b_{k'}^\dagger b_{k+q} b_{k'-q} \tag{1.1.22}$$

où b est l'opérateur d'annihilation pour l'exciton. La quantité $V_0 \sim \frac{6e^2 a_0}{\epsilon_0 A}$ est le terme effectif d'interaction. La quantité A est la surface sur laquelle les polaritons sont créés.

6. La transformation qui permet de passer d'une base fermionique d'états d'électrons et de trous à une base d'états d'excitons (et donc des bosons) est la transformation d'Usui [46].

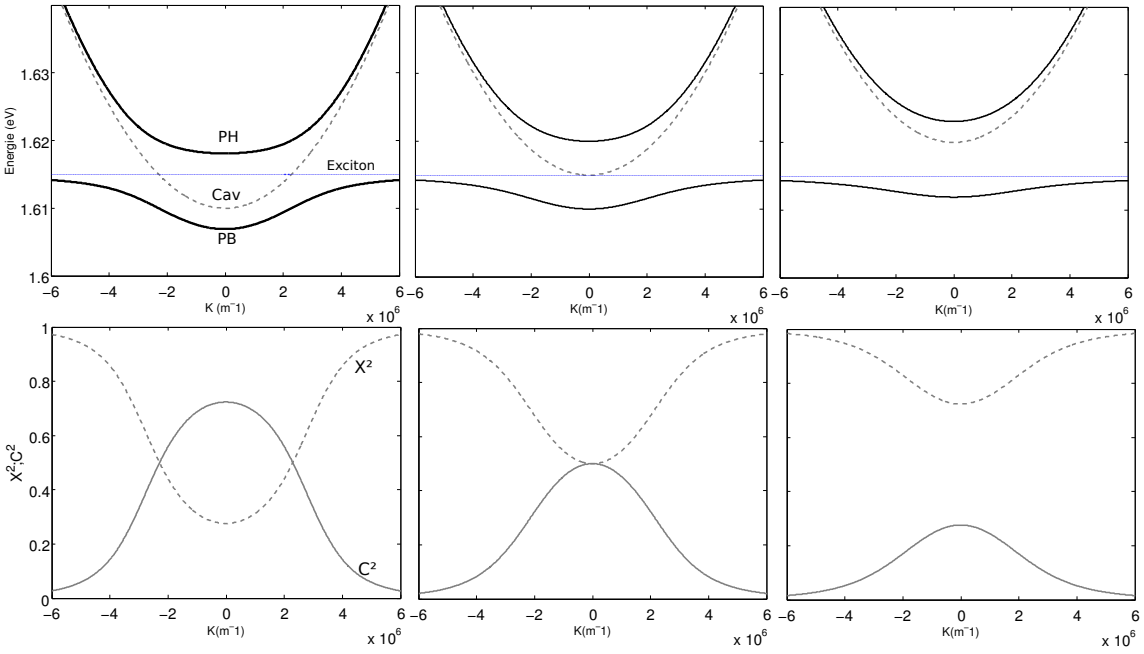


Figure 1.6 : En haut : dispersions des modes des polaritons pour trois désaccord $\delta = -5meV$ et $\delta = 0meV$ et $\delta = +5meV$. En bas poids exciton (X^2) et (C^2) de la branche basse de polariton.

– La saturation du couplage exciton-photon. Cet effet est une conséquence indirecte de la nature fermionique des porteurs et donc du principe de Pauli. Au fur et à mesure que des porteurs sont créés par la lumière, l'espace de phases se remplit et la créations de nouveaux excitons est de moins en moins efficace : le couplage exciton-photon sature.

$$H_{sat} = -\sum_{k,k',q} V_{sat}\left(a_k^\dagger b_{k'}^\dagger b_{k+q} b_{k'-q} + a_k b_{k'} b_{k+q}^\dagger b_{k'-q}^\dagger\right) \tag{1.1.23}$$

où $V_{sat} \sim \frac{\Omega_R}{2n_{sat}A}$, avec $n_{sat} \sim 1/a_0^2$ la densité de saturation.

Ces termes peuvent être exprimés dans la base des états des polaritons, et l'hamiltonien décrivant la microcavité en couplage fort devient [5] :

$$H = \sum_k \hbar\omega_{LP} p_k^\dagger p_k + \frac{1}{2}\sum_{k,k',q} V_{k,k',q} p_{k+q}^\dagger p_{k'-q}^\dagger p_k p_{k'} \tag{1.1.24}$$

où $V_{k,k',q}$ est le potentiel d'interaction polariton-polariton, contenant les interactions coulombiennes et le terme de saturation du couplage exciton-photon [7]

$$V_{k,k',q} = V_0 X_{k+q} X_{k'-q} X_{k'} X_k + 2V_{sat} \left(X_{k+q} X_{k'-q} C_k X_{k'} + C_{k+q} X_{k'-q} X_{k'} X_k \right) \quad (1.1.25)$$

A cause de ces non-linéarités d'origine excitonique une microcavité se comporte donc comme un milieu non-linéaire au sein duquel les faisceaux optiques peuvent se propager. Un certain nombre des effets qui nous intéressent peut donc être décrit avec le formalisme de l'optique non-linéaire, que nous introduisons au paragraphe suivant.

1.2 Rappels d'optique non-linéaire et d'optique quantique

1.2.1 Quelques phénomènes non-linéaires en optique

1.2.1.1 Polarisation induite et susceptibilité non-linéaire

Une onde électromagnétique incidente sur un matériau crée une polarisation, dite induite, au sein du matériau même. Si le champ électrique E associé à cette onde est beaucoup plus petit que le champ caractéristique du matériau E_{at}, c'est à dire du champ responsable des liens électron - noyau, le module de la polarisation induite peut être écrite sous forme d'un développement limité [47] :

$$P = \epsilon_0 \left(\alpha \frac{E}{E_{at}} + \beta \left(\frac{E}{E_{at}} \right)^2 + \gamma \left(\frac{E}{E_{at}} \right)^3 + ... \right) \quad (1.2.1)$$

Les différents termes qui apparaissent dans ce développement limité peuvent être réécrits en termes de polarisations non-linéaires (nous considérons ici la $i$éme composante du vecteur polaeisation) :

7. Dans cette expression (et dans les deux précédentes pour les excitons) le moment angulaire n'apparaît pas, ce qui revient à considérer que seulement les polaritons avec une certaine projection du moment angulaire totale le long de l'axe de croissance de la structure ($m_J = \pm 1$) sont présents. Cette condition se vérifie en excitant la structure avec un faisceau polarisé circulairement (cf paragraphe 1.1.1.3). Au contraire une excitation avec un faisceau polarisé linéairement produira une superpositions cohérente de populations $m_J = \pm 1$ et il faudra distinguer dans 1.1.24 les interactions qui conservent la polarisation circulaire et celles qui l'inversent.

$$P_i(\bar{r},t) = P_i^{(1)}(\bar{r},t) + P_i^{(2)}(\bar{r},t) + ... \tag{1.2.2}$$

Chaque composante non linéaire de la polarisation est fonction du champ appliquée :

$$P_i^{(n)}(t) = \epsilon_0 \int \frac{d\omega_1}{2\pi} ... \int \frac{d\omega_2}{2\pi} \chi^{(n)}_{ii_1...i_n}(\omega_1,...,\omega_n) E_{i_1}(\bar{r},\omega_1)...E_{i_n}(\bar{r},\omega_n) exp\left[-i(\omega_1+...+\omega_n)t\right] \tag{1.2.3}$$

Dans l'équation 1.2.3 nous avons introduit le tenseur susceptibilité $\chi^{(n)}$ d'ordre $n+1$, qui est formellement définie comme la transformée de Fourier de la réponse temporelle. Ce tenseur décrit la réponse du matériau au champ appliqué, en tenant compte aussi de son anisotropie. Cette expression se simplifie si nous considérons un champ monochromatique incident et un matériau isotrope (c'est à dire décrit par un $\chi^{(n)}$ scalaire). [8] Elle devient dans l'espace des fréquences :

$$P_i^{(n)} = \epsilon_0 \chi^{(n)} E_i^n(\omega) \tag{1.2.4}$$

1.2.1.2 Equation de propagation en régime non-linéaire

Nous allons maintenant décrire la propagation d'une onde électromagnétique au sein d'un matériau caractérisé par une susceptibilité non-linéaire introduite au paragraphe précédent. Nous verrons ainsi que ces non-linéarités dans la réponse du matériau produisent un certain nombre d'effets, comme l'apparition de champs se propageant à des fréquences différentes de celles des champs incidents. L'équation de propagation tenant compte des termes de polarisation non-linéaire induite est :

$$\nabla^2 E_i - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_i}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}\frac{\partial^2 P_i^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{1}{\epsilon_0 c^2}\frac{\partial^2 P_i^{(2)}}{\partial t^2} + ... \tag{1.2.5}$$

Les termes contenant la polarisation non-linéaire dans 1.2.5 agissent comme des termes

8. En général la susceptibilité est un nombre complexe, qui tient aussi compte des phénomènes d'absorption des photons dans les matériaux. Toutefois par souci de clarté nous allons considérer dans la suite des susceptibilités réelles, le but de cette introduction étant celui de construire un inventaire des effets non-linéaires optiques. Un modèle plus réaliste pour la réponse non-linéaire des microcavités de semiconducteurs sera présenté au chapitre 4.

sources et sont donc responsables de l'apparition des effets non-linéaires. Néanmoins cette forme de l'équation de propagation n'est pas la plus adaptée pour décrire les différents effets non-linéaire. En suivant donc la référence [47] nous allons introduire dans le cadre de l'approximation paraxiale le champ complexe $\mathcal{E}$:

$$\mathcal{E}(x,y,z,\omega) = \mathcal{A}(x,y,z,\omega)exp(ik(\omega)z) \tag{1.2.6}$$

avec $\mathcal{A}$, la fonction enveloppe lentement variable selon z et $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ le vecteur d'onde du champ. En faisant aussi l'hypothèse que le champ est une onde plane et qu'il est composé par une série discrète de fréquences ω_i l'équation de propagation 1.2.5 peut être réécrite comme un système d'équations différentielles donné par :

$$\frac{d\mathcal{A}_i}{dz} = \frac{i\omega_i}{2n_i\epsilon_0 c}\mathcal{P}_i^{(NL)}exp(-ik_i z) \tag{1.2.7}$$

où nous avons introduit la polarisation non-linéaire complexe $\mathcal{P}_i$. L'importance de ce système d'équations est de relier chaque fréquence ω_i du champ à l'intérieur du matériau à la composante correspondante de la polarisation non-linéaire $\mathcal{P}_i$ à la même fréquence. Nous pourrons donc, à l'aide de l'équation 1.2.4, en connaissant le système de faisceaux incidents sur un certain matériau et l'ordre de ses non-linéarités ($\chi^{(n)}$) déterminer quels sont les effets non-linéaires effectivement observables [47, 48].

1.2.1.3 Effets non-linéaires du deuxième ordre

Les effets non-linéaires du deuxième ordre sont les effets non-linéaires à l'ordre le plus bas, et donc aussi les plus simples à décrire et à observer. Leur étude nous permettra d'introduire les concepts d'accord de phase et de conservation de l'énergie ("phase-matching conditions" en anglais) qui sont des concepts fondamentaux dans la compréhension et dans l'exploitation des effets non-linéaires. Considérons un champ monochromatique (de fréquence ω_1) polarisé linéairement incident, par exemple, sur un cristal non-linéaire et qui induit une polarisation non-linéaire d'ordre deux donnée par l'expression :

$$P^{(2)} = \epsilon_0\chi^{(2)}\left(\frac{\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_1^*}{2}\right)^2 = \frac{\epsilon_0\chi^{(2)}}{4}\left(\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_1^{*2} + 2\mathcal{E}_1\mathcal{E}_1^*\right) \tag{1.2.8}$$

Nous gardons seulement la polarisation non-linéaire oscillante à fréquence $\omega_2 = 2\omega_1$, qui en notation complexe sera :

$$\mathcal{P}_2^{(2)} = \frac{\epsilon_0 \chi^2}{2} \mathcal{A}_1(z)^2 exp(2ik_1 z) \tag{1.2.9}$$

ce terme de polarisation induite donnera naissance à un champ oscillant à la même fréquence dont la fonction enveloppe complexe sera d'après 1.2.7

$$\frac{d\mathcal{A}_2}{dz} = \frac{i\omega_2 \chi^{(2)}}{4n_2 c} \mathcal{A}_1^2 exp(i\Delta k z) \tag{1.2.10}$$

avec $\Delta k = 2k_1 - k_2$. Cet effet prend le nom de doublage de fréquence ou génération de deuxième harmonique.
L'évolution temporelle du champ de deuxième harmonique est liée aux variations du champs incident sur le cristal $\mathcal{A}_1$, à fréquence ω_1. En supposant que ce champ reste constant pour toute la propagation dans le cristal, nous trouvons que :

$$\mathcal{A}_2(z) = \frac{i\omega_2 \chi^{(2)}}{4n_2 c} \mathcal{A}_1^2 \frac{exp(i\Delta k z) - 1}{i\Delta k} \tag{1.2.11}$$

l'intensité de ce champ sera donc :

$$I_2(z) \propto |A_2(z)|^2 \propto \sin^2(\Delta k z/2) \tag{1.2.12}$$

Cette équation nous donne une information importante : l'intensité du champ de deuxième harmonique est périodique, à l'intérieur du cristal non-linéaire, avec une période $2\pi/\Delta k = 2L_C$. La distance L_C est appelée longueur de cohérence. Pour des distances de propagation supérieures à L_C, une décroissance du signal en ω_2 est attendue. Cet effet est dû aux interférences destructives entre le signal créé en z par la polarisation non-linéaire, donc avec phase $2k_1 z$ et le signal à la même fréquence créé précédemment et se propageant avec une phase $k_2 z$. Ce phénomène est la limitation fondamentale à la production de faisceaux en exploitant les cristaux non-linéaires. L'efficacité de conversion augmente si la longueur de cohérence devient grande et, idéalement pour $\Delta k = 0$ l'efficacité maximale est obtenue. Cette condition prend le nom d'accord de phase parfait. Dans le cas que nous examinons ici cette condition implique $2k_1 = k_2$ et donc $n_1 = n_2$, ce qui n'est pas évident en tenant compte de la dispersion chromatique naturellement présente

dans les matériaux diélectriques (l'indice de réfraction n diminue en allant vers les longueurs d'onde plus grandes). Pour obtenir des conditions d'accord de phase satisfaisantes plusieurs méthodes ont été développés. Nous citons ici la méthode de l'accord de phase par biréfringence (utilisée dans les cristaux biréfringents) et la méthode dit quasi-accord de phase [47, 48]. Nous reviendrons sur le problème de l'accord de phase pour expliquer comment il a été résolu dans nos hétérostructures pour la génération paramétrique en microcavité. Avant de passer aux phénomènes non-linéaires du troisième ordre, considérons la situation ou deux faisceaux sont incidents sur le cristal non-linéaire, respectivement aux fréquences ω_1 et ω_2. Nous allons nous intéresser au processus qui produit un faisceau à la fréquence $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, donc aux processus qui respectent la condition d'accord de phase $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3 = 0$. Les termes de polarisation non-linéaire pertinents sont

$$\mathcal{P}^{(\mathcal{NL})} = \frac{\epsilon_0 \chi^2}{4} (\mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_1^* + \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_2^* + \mathcal{E}_3 + \mathcal{E}_3^*)^2 = \frac{\epsilon_0 \chi^2}{4} (\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2^* + \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^* + \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_3) \tag{1.2.13}$$

En suivant la méthode détaillée plus haut, nous pouvons écrire les équations pour les fonctions enveloppe des champs aux fréquences $\omega_1, \omega_2, \omega_3$:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{A}_1}{dz} &= \frac{i\omega_1 \chi^{(2)}}{2n_1 c} \mathcal{A}_2 \mathcal{A}_3 exp(-i\Delta k z) \\ \frac{d\mathcal{A}_2}{dz} &= \frac{i\omega_1 \chi^{(2)}}{2n_2 c} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_3^* exp(i\Delta k z) \\ \frac{d\mathcal{A}_3}{dz} &= \frac{i\omega_1 \chi^{(2)}}{2n_1 c} \mathcal{A}_1 \mathcal{A}_2^* exp(i\Delta k z) \end{aligned} \tag{1.2.14}$$

avec $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$. Ces équations nous permettent de comprendre les processus en jeu du point de vue du nombre de photons échangés entre les champs considérés. A cette fin nous introduisons les variables réduites

$$\alpha_i(z) = \sqrt{\frac{n_i c \epsilon_0}{2\hbar\omega_i}} \mathcal{A}_i(z) \tag{1.2.15}$$

Ces variables sont liées aux flux de photons $\Phi_i(z) = |\alpha_i|^2$, $|\alpha_i|^2$ étant le rapport entre le vecteur de Poynting et l'énergie $\hbar\omega_i$ d'un photon. Les équations 1.2.14 peuvent être exprimées en termes des variables réduites :

$$\begin{aligned}\frac{d\alpha_1}{dz} &= i\xi\alpha_2\alpha_3 \exp^{-i\Delta kz} \\ \frac{d\alpha_2}{dz} &= i\xi\alpha_1\alpha_3^* \exp^{i\Delta kz} \\ \frac{d\alpha_3}{dz} &= i\xi\alpha_1\alpha_2^* \exp^{i\Delta kz}\end{aligned} \tag{1.2.16}$$

où nous avons noté $\xi = \chi^{(2)}\sqrt{\frac{\hbar\omega_1\omega_2\omega_3}{2\epsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_3}}$. Ensuite la relation suivante peut être calculée à partir de 1.2.16 :

$$-\frac{d\Phi_1}{dz} = \frac{d\Phi_2}{dz} = \frac{d\Phi_3}{dz} \tag{1.2.17}$$

Cette relation, dite de Manley-Rowe, indique que la variation du flux de photons sur le faisceau ω_2 est identique à la variation du flux sur le faisceau ω_3. Nous pouvons aussi déduire que :

$$\frac{d}{dz}\left(\hbar\omega_1\Phi_1 + \hbar\omega_2\Phi_2 + \hbar\omega_3\Phi_3\right) = 0 \tag{1.2.18}$$

Donc lors de la propagation des faisceaux dans le matériau non-linéaire la puissance est conservée : aucune absorption d'énergie de la partie du matériau n'est observée. Nous pouvons interpréter ce phénomène en termes de photons : le processus paramétrique transforme un photon d'énergie $\hbar\omega_1$ en un photon d'énergie $\hbar\omega_2$ plus un photon d'énergie $\hbar\omega_3$ comme montré sur la figure 1.7. Dorénavant nous adopterons la terminologie souvent utilisée dans le traitement des processus non-linéaires, en appelant le faisceau à ω_1 *pompe* et les deux faisceaux produits lors du processus paramétrique respectivement *signal* et *complémentaire* (ou *idler*).

En supposant le faisceau pompe beaucoup plus intense que les faisceaux signal et complémentaire (et donc que son intensité reste constante tout au long de la propagation) les équations pour le signal et le complémentaire deviennent :

$$\begin{aligned}\frac{d\alpha_s}{dz} &= i\xi\alpha_p\alpha_c^*(z) \\ \frac{d\alpha_c}{dz} &= i\xi\alpha_p\alpha_s^*(z)\end{aligned} \tag{1.2.19}$$

En décrivant les processus de génération de deuxième harmonique et celui de conversion paramétrique nous avons introduit le concept de condition de conservation de l'impulsion

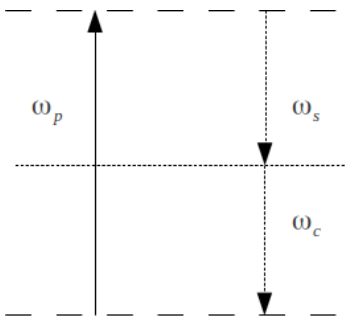


Figure 1.7 : Représentation schématique d'un processus de conversion paramétrique en χ^2 : un photon de pompe est converti en un photon signal plus un photon complémentaire. L'énergie des trois faisceaux est conservé dans le processus. Ces processus prennent aussi le nom de mélange à trois ondes.

($\Delta k = 0$) et celui de conservation de l'énergie lors d'un processus paramétrique. Ces deux concepts nous accompagneront tout au long de ce travail de thèse sous le nom de conditions d'accord de phase.

1.2.1.4 Effets non-linéaires du troisième ordre

Nous allons maintenant introduire des effets paramétriques du troisième ordre ($\chi^{(3)}$) qui sont très proches des effets étudiés dans les microcavités de semiconducteur. L'ensemble des phénomènes observables sera naturellement plus ample par rapport au cas du paragraphe précédent. Nous commençons avec l'hypothèse d'un seul faisceau incident sur le matériau. En particulier, à la différence du cas en χ^2, nous pouvons trouver des termes de polarisation non-linéaire oscillants à la même fréquence que le champ incident. Si nous supposons que seuls les processus correspondant à ces termes respectent les conditions d'accord de phase, la polarisation induite sera :

$$P^{(3)} = \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} \left(3\mathcal{E}^* \mathcal{E}^2 + 3\mathcal{E}^2 \mathcal{E}^*\right) = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} |\mathcal{E}|^2 \mathcal{E} \tag{1.2.20}$$

L'équation pour la fonction enveloppe sera

$$\frac{d\mathcal{A}}{dz} = \frac{3i\omega\chi^{(3)}}{8nc} |\mathcal{A}|^2 \mathcal{A}(z) \tag{1.2.21}$$

et, en supposant χ^3 réel[9], nous trouvons que l'intensité du faisceau ne varie pas lors

9. Si on considère le cas plus général de susceptibilité complexe on obtient par exemple la description

de sa propagation à l'intérieur du milieu non-linéaire :

$$\frac{d|\mathcal{A}|^2}{dz} = \mathcal{A}^* \frac{d\mathcal{A}}{dz} + \frac{d\mathcal{A}^*}{dz}\mathcal{A} = 0 \tag{1.2.22}$$

En appelant $|\mathcal{A}(z)| = |\mathcal{A}(0)| = |\mathcal{E}_0|$ l'équation de propagation devient :

$$\frac{d\mathcal{A}}{dz} = \frac{3i\omega\chi^{(3)}}{8nc}|\mathcal{E}_0|^2\mathcal{A}(z) \tag{1.2.23}$$

Une solution est : $\mathcal{A}(z) = \mathcal{A}(0)\exp^{i\phi_{NL}(z)}$, avec $\phi_{NL}(z) = \frac{3\omega\chi^{(3)}}{8nc}|\mathcal{E}_0|^2 z$. L'effet de la non-linéarité en $\chi^{(3)}$ est l'introduction d'une phase non-linéaire, qui dépend de l'intensité incidente sur le milieu non-linéaire. Cet effet est connu sous le nom d'effet Kerr optique. Pour en avoir une compréhension plus directe nous revenons à l'expression du champ électrique : $\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}(0)\exp i\frac{\omega}{c}(n + n_2 I)z$ avec $n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{8n}$. L'effet Kerr peut être vu comme une modification de l'indice de réfraction du milieu due à la propagation du faisceau lui même. Cette modification peut se traduire dans des effets d'autofocalisation si le faisceau a un profil transversal en cloche. De plus, si le milieu non-linéaire est inséré dans un résonateur optique, la modification de l'indice de réfraction modifiera l'énergie de la résonance de la cavité : cet effet est observé dans les microcavités de semiconducteurs.
Maintenant nous analysons le cas de deux faisceaux (pompe et signal) incidents sur le matériau. Parmi les termes de polarisation non-linéaires le terme $\mathcal{E}_p\mathcal{E}_p\mathcal{E}_s^*$ est responsable de l'apparition d'un faisceau à énergie $2\omega_p - \omega_s$, le complémentaire (ou *idler* en anglais). Donc nous nous attendons à trouver un effet de conversion paramétrique en analogie avec celui vu dans le cas $\chi^{(2)}$, avec un transfert d'énergie entre les trois faisceaux pompe signal et complémentaires. En particulier en écrivant les équations de propagation pour les fonctions enveloppes et en considérant le faisceau pompe beaucoup plus intense que les faisceaux signal et complémentaire (et donc inaltéré au cours de sa propagation dans le milieu non-linéaire) nous obtenons le système d'équations couplées [18] :

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha_s}{dz} &= g\alpha_c^*(z) \\ \frac{d\alpha_c}{dz} &= g\alpha_s^*(z) \end{aligned} \tag{1.2.24}$$

avec les notations $\alpha_i = \mathcal{A}_i exp^{i\phi^{(3)}z}$, $\phi^{(3)}(z) = \frac{6i\omega\chi^2}{8nc}|\mathcal{A}_p|^2 z$ et $g = \frac{3i\omega\chi^{(3)}}{8nc}|\mathcal{A}_p|^2$.
Nous pouvons constater que les équations de propagation des faisceaux signal et complé-

des effets d'absorption à deux photons.

mentaire ont la même forme que celle décrivant la conversion paramétrique dans le cas $\chi^{(2)}$, mais le terme de couplage g contient cette fois l'intensité du faisceau pompe au carré. L'interprétation en termes de photons est la suivante : deux photons de pompe sont convertis en un photon signal plus un photon complémentaire (cf. figure 1.8). Ces processus sont aussi appelés processus de mélange à quatre ondes.

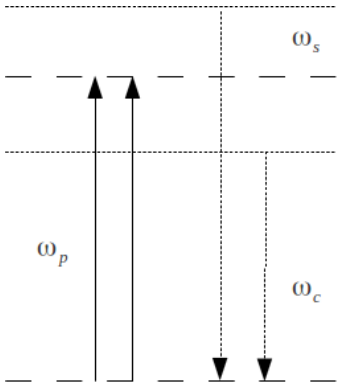


Figure 1.8 : Représentation schématique d'un processus de conversion paramétrique en χ^3 : cette fois deux photons de pompe sont convertis en un photon signal plus un photon complémentaire. L'énergie des trois faisceaux est conservée dans le processus.

1.2.1.5 Phénomènes paramétriques en cavité : l'oscillation paramétrique optique

Les effets paramétriques que nous venons de présenter sont exaltés si le milieu paramétrique est inséré à l'intérieur d'une cavité optique résonnante avec une ou plusieurs fréquences caractéristiques du système. Le rôle de la cavité sera celui de ré-injecter les faisceaux dans le milieu non-linéaire, de façon à augmenter les interactions entre les faisceaux et le milieu. En effet, dans les processus de conversion paramétrique le milieu non-linéaire a pour rôle de fournir le gain pour l'amplification des faisceaux signal et complémentaire : à chaque aller-retour dans la cavité une partie du faisceau de pompe est convertie en deux faisceaux paramétriques. Nous pouvons imaginer que pour des puissances du faisceau de pompe suffisamment élevées le gain dans la génération de signal et complémentaire soit plus élevé que les pertes dues à la cavité et nous nous attendons à trouver une condition d'oscillation en analogie avec ce qui se passe dans un laser. Une fois que la condition d'égalité du gain aux pertes est atteinte le système rentre dans le régime dit d'*Oscillation Paramétrique Optique*. La puissance de pompe minimale pour laquelle cette condition est réalisée prend le nom de seuil d'oscillation.

Selon que l'OPO soit résonnant avec une, deux ou trois des fréquences en jeu on parle d'OPO simplement résonnant, doublement résonnant et triplement résonnant (SR-OPO, DR-OPO ou TR-OPO). L'avantage dans la construction d'un TR-OPO est d'obtenir des intensités de seuil plus faibles par rapport aux DR-OPO ou aux SR-OPO, en pouvant passer de seuils de quelques W à quelques mW [49, 50].

1.2.2 Optique quantique et génération de faisceaux jumeaux

1.2.2.1 Propriétés de cohérence du second ordre de la radiation

Avant d'introduire quelques concepts d'optique quantique, nous introduisons ici la notion de mesure de corrélation d'intensité pour un faisceau lumineux. L'idée de mesurer comment l'intensité à un instant t est corrélée à l'intensité à l'instant $t + \tau$ remonte aux expériences de Hanbury Brown et Twiss [51] en 1956. L'idée clé de ces expériences est celle de mesurer le produit des intensités des deux parties d'un faisceau séparé préalablement par une lame (voir figure 1.9a)).

L'augmentation des corrélations quand les deux détecteurs se trouvent à la même distance de la lame a été interprétée comme la tendance des photons émis par certains types de sources à arriver au même instant, et donc *groupés* [52]. Bien que ces études fussent initialement appliquées à la caractérisation de la lumière des sources en astronomie, elles se sont bientôt répandues à d'autres champs de la physique. De plus le type d'interféromètre représenté sur la figure 1.9 est désormais appelé montage HBT, d'après les noms de ses créateurs. En particulier ce genre de mesure est devenu un outil d'analyse des propriétés d'une source lumineuse comme sa statistique d'émission, les mécanismes qui contribuent à sa largeur de raie ou encore son caractère proprement quantique : la tendance des photons à se grouper (où *bunching*) observée en [51] n'est pas une condition générale des faisceaux lumineux. Dans la suite nous allons considérer quelques exemples avec le but de montrer comment des mesures effectuées à l'aide d'un interféromètre de type HBT peuvent nous donner des informations sur les caractéristiques d'une source de photons.

Pour rendre ces considérations un peu plus quantitatives nous allons maintenant introduire une quantité appelée fonction de corrélation du second ordre, qui est définie par :

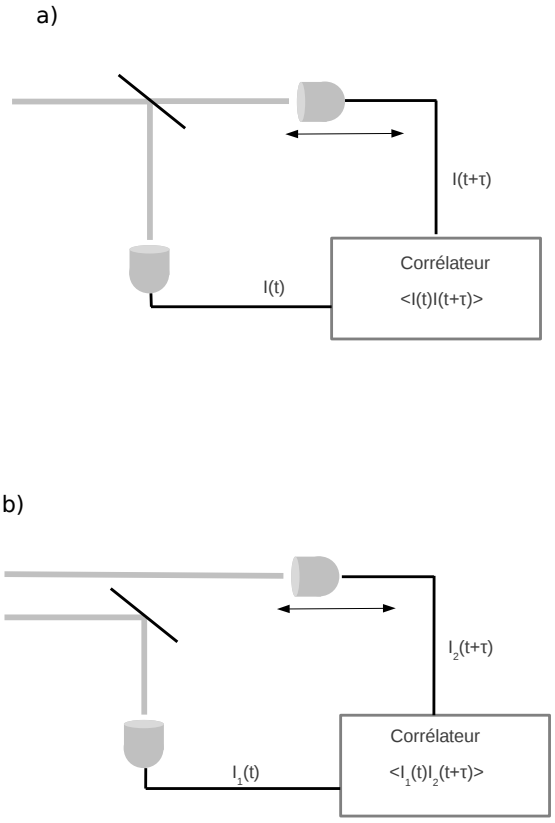


Figure 1.9 : Representation schématique des experiences de Hanbury Brown et Twiss.

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{< I(t)I(t+\tau) >}{< I(t) >< I(t+\tau) >} \tag{1.2.25}$$

Cette quantité est en effet directement mesurable avec le dispositif de la figure 1.9. Il est possible de démontrer, en utilisant une description classique de la lumière, que la fonction de corrélation du second ordre possède les propriétés suivantes [12, 52] :

- $g^{(2)}(0) \geq 1$
- $g^{(2)}(t) \geq g^{(2)}(t+\tau)$

– Quand $\tau \to \infty$, $g^2(\tau) \to 1$

Les sources utilisées dans les expériences de Hanbury Brown et Twiss étaient des lampes à décharge, dont l'émission était filtrée spectralement. Ces sources sont des exemples de sources "chaotiques", selon la définition de [12]. Cette définition est liée au fait que le champ électrique émis par chaque atome de la source possède une phase aléatoire, due par exemple aux collisions entre les atomes. Suivant les caractéristiques spectrales des sources chaotiques, leur fonction de corrélation du second ordre peut être calculée. Par exemple dans le cas d'une source avec un élargissement de raie lorentzien la fonction de corrélation $g^{(2)}(\tau)$ est donnée par l'expression :

$$g^{(2)\tau} = 1 + |\exp^{-i\omega_0\tau - \frac{\tau}{\tau_c}}|^2 \tag{1.2.26}$$

avec ω_0 la fréquence centrale de la source et $\tau_c \sim \frac{1}{\gamma}$, γ étant la largeur spectrale de la source même. Cette expression nous dit que $g^{(2)}(0) = 2$ pour une source chaotique.
Plus généralement les valeurs de $g^{(2)}(0)$ sont liées à la variance sur le nombre de photons, n, qui composent un faisceau (donc aux fluctuations d'intensité) [12, 52–54].

Une relation est donc établie entre la statistique d'émission d'une source classique et la valeur de $g^{(2)}(0)$ mesurée. Deux exemples significatifs sont les suivants :

Type de source	Statistique d'émission	Probabilité	Variance	$g^{(2)}(0)$
Thermique	Bose-Einstein	$P(n) = \frac{1}{\bar{n}+1}\left(\frac{\bar{n}}{\bar{n}+1}\right)^n$	$\sigma^2 = \bar{n} + \bar{n}^2$	$g^{(2)} = 2$
Cohérente	Poisson	$P(n) = \frac{\bar{n}^n \exp -\bar{n}}{n!}$	$\sigma^2 = \bar{n}$	$g^{(2)} = 1$

La quantité $P(n)$ représente la probabilité de mesurer n photons sur un interval temporel de mesure donné, la moyenne sur ce même interval étant $\bar{n}$. Pour cette raison les différents types de source sont souvent classifiés selon leur valeur de $g^{(2)}(0)$. Il existe aussi des cas qui ne sont pas décrits dans le tableau et qui se réfèrent à des états du rayonnement qui ne sont descriptibles que par un modèle quantique de la radiation. L'exemple probablement le plus connu (et aussi le plus simple à comprendre) est celui du dégroupement des photons (ou *antibunching*) qui est observé dans le cas des sources de photons uniques. Dans ce cas, idéalement, $g^{(2)}(0) = 0$: vu que l'émetteur produit un seul photon à la fois, ce photon se trouvera d'un coté ou de l'autre de la lame et le produit des intensités au même

instant sera nul (nous reviendrons brièvement sur ce type d'états au cours du paragraphe suivant). Bien que simplifiée, cette introduction du concept de g^2 reste fonctionnel à la description des expériences réalisées au cours de cette thèse.
Les mesures de corrélation d'intensité ont été généralisées aux systèmes formés par deux faisceaux séparables comme montré figure 1.9 b). Dans ce cas il est possible de définir une fonction de corrélation du second ordre pour les corrélations entre les deux faisceaux :

$$g^{(2)}_{1,2}(\tau) = \frac{< I_1(t) I_2(t+\tau) >}{< I(t) >_1 < I_2(t+\tau) >} \tag{1.2.27}$$

Toujours en supposant les faisceaux classiques une condition supplémentaire, de type inégalité de Cauchy-Schwartz, peut être trouvée [12, 13] :

$$\left[g^{(2)}_{1,2}(t)\right]^2 \leq g^{(2)}_1(t) g^{(2)}_2(t) \tag{1.2.28}$$

Nous retrouverons cette inégalité un peu plus loin dans la discussion de la génération de faisceaux jumeaux au paragraphe 1.2.2.4.

1.2.2.2 Quantification des champs

La procédure de quantification du champs électrique complexe $E^{(+)}$ [10], considéré jusqu'ici dans sa version classique, amène à des expressions pour les opérateurs correspondants [12, 55] :

$$\hat{E}^{(+)} = i\epsilon_l \hat{a}\ e^{-i\phi_l} \tag{1.2.29}$$

où $\phi_l = \omega t - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r}$ est la phase de propagation dans la direction indiquée par le vecteur $\mathbf{k}$ et la quantité $\epsilon_l = \sqrt{(\hbar\omega_l)/(2\epsilon_0 L^3)}$ est le facteur de normalisation introduit au cours de la procédure de quantification des champs. L'opérateur $\hat{a}$ possède les propriétés d'un opérateur annihilation : $\left[\hat{a}, \hat{a^\dagger}\right] = 1$.
L'opérateur $\hat{E}^{(+)}$ n'est pas hermitien et l'observable champ électrique peut être décrite en introduisant les opérateurs hermitiens :

$$\hat{E}_{ql} = i\epsilon_l(\hat{a}_l - \hat{a}^\dagger_l) \qquad \hat{E}_{ql} = \epsilon_l(\hat{a}_l + \hat{a}^\dagger_l) \tag{1.2.30}$$

10. Dans le formalisme des champs complexes l'exposant (+) indique que nous considérons la partie de la transformée de Fourier des champs mêmes contenant les fréquences positives.

L'équation 1.2.30 montre donc que les opérateurs $\hat{E}_{ql}$ et $\hat{E}_{pl}$ sont analogues aux opérateurs impulsion et position pour une particule en mécanique quantique. Nous pouvons alors écrire l'observable champ électrique (hermitien) comme :

$$\hat{E}_l = \hat{E}_{ql} \cos\phi_l + \hat{E}_{pl} \sin\phi_l \tag{1.2.31}$$

Ces opérateurs, qui prennent le nom d'"opérateurs quadratures" (le champ étant alternativement égal à $\hat{E}_{ql}$ ou $\hat{E}_{pl}$), obéissent aux règles de commutations :

$$\left[\hat{E}_{ql}, \hat{E}_{pl}\right] = 2i{\epsilon_l}^2 \tag{1.2.32}$$

L'équation 1.2.32 nous permet donc d'écrire une inégalité de type Heisenberg :

$$\Delta\hat{E}_{ql}\Delta\hat{E}_{pl} \geq \epsilon_l^2 \tag{1.2.33}$$

La relation 1.2.33 est une expression fondamentale pour l'optique quantique. Cette expression nous dit qu'il y a une incertitude minimale sur la connaissance d'un état de la radiation (autrement dit il n'existe pas d'états propres de l'opérateur champ électrique). Si nous représentons un champ dans le plan de Fresnel, la quantité ϵ_l constitue donc l'aire minimale d'incertitude sur l'état. Cette quantité représente aussi les fluctuations de l'état de vide et prend le rôle de quantité de référence à laquelle on rapporte les fluctuations des champs. La représentation d'un état sur la figure 1.10 nous suggère que la description du champ peut être faite en termes des quadratures E_q, E_p, mais aussi en lisant le graphe en cordonnés polaires, en termes de quadratures intensité I et phase α.

Il est intéressant d'explorer les valeurs des fluctuations des quadratures du champ électrique associées à quelques cas particulier [55] et associer à ces cas les valeurs correspondantes de $g^{(2)}(0)$:

– *Etats nombre de photons ou états de Fock* : ces états ont la forme

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \tag{1.2.34}$$

$|n\rangle$ est l'état qui contient exactement n photons. Pour ces états nous avons :

$$\Delta\hat{E}_{ql} = \Delta\hat{E}_{pl} = \sqrt{2n+1}\epsilon_l \tag{1.2.35}$$

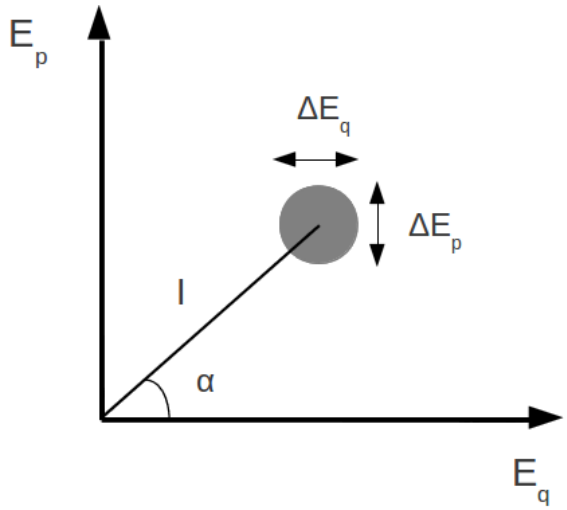


Figure 1.10 : Representation d'un état de la radiation sur le plan des quadratures. En lisant le graphe en cordonnées polaires les quadrature intensité et phase peuvent être introduites.

Nous observons que les fluctuations augmentent avec le nombre de photons et nous retrouvons les fluctuations du vide pour $n = 0$. Pour ces états la valeur de la fonction de corrélation du second ordre sera : $g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}$, avec $n \geq 1$. Nous retrouvons donc qu'une source de photons uniques ($n = 1$) aura bien $g^{(2)}(0) = 0$ dans le cas idéal.

– *Etats cohérents* : ces états sont défini par la relation

$$\hat{a}\,|\alpha\rangle = \alpha\,|\alpha\rangle \tag{1.2.36}$$

Il s'agit donc d'états propres de l'opérateur $\hat{a}$. Comme dans les cas des états cohérentes de l'oscillateur harmonique, ces états ont des valeurs moyennes des observables qui montrent une dépendance spatio-temporelle identique à celle des grandeurs classiques équivalentes. Par contre les variances sur la quadrature sont indépendantes du temps et de l'espace et sont égales aux fluctuations du vide ϵ_l. Il est intéressant aussi d'exprimer un état cohérent dans la base des états nombre de photons :

$$|\alpha\rangle = e^{-\frac{\alpha^2}{2}} \sum_{n=0}^{inf} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}}\,|n\rangle \tag{1.2.37}$$

La probabilité de trouver n photons est donc poissonnienne : un état cohérent est un état composé par des photons qui arrivent à des temps statistiquement indépendants mais avec un flux moyen donné par α^2 [52, 55]. Cette condition correspond à la

valeur $g^{(2)}(0) = 1$. Les états cohérentes et l'état du vide sont des états d'incertitude minimale.

1.2.2.3 Etats non-classiques de la lumière

La mise en évidence des propriétés quantiques de la lumière repose sur l'étude des fluctuations ou des corrélations entre mesures différentes [56, 57]. Un critère général, dit critère de Simon, nous dit [55] qu'un état du champ électromagnétique est non-classique si il existe une quadrature d'un de ses modes qui a une variance plus petite de la limite établie par les variances des quadratures des états cohérentes. Un état qui possède cette propriété est appelé état comprimé (ou *squeezed* en anglais). Il est évident donc qu'un état cohérent est un état qui marque la limite entre les états classiques et les états quantiques. Dans les expériences les quantités les plus facilement accessibles sont les intensités des champs étudiés. En particulier les fluctuations d'intensité sur un faisceau cohérent (et donc avec une statistique d'émission poissonienne) comme un laser monomode fonctionnant bien au delà du seuil prennent le nom de limite quantique standard (où bruit de grenaille où shot noise). Ce bruit signe donc la séparation entre un état classique et un état quantique dans les expériences qui mesurent la compression des fluctuations en intensités. Nous en présenterons brièvement un exemple au paragraphe 2.2.4.

1.2.2.4 Corrélations de faisceaux jumeaux

Reprenons maintenant le processus de conversion paramétrique en χ^2 dans le cadre de l'approche quantique mis en place dans les paragraphes précédents. Le processus auquel nous nous intéressons est celui qui prévoit la destruction d'un photon de pompe à l'énergie $\hbar\omega_1$ et la création de deux photons respectivement aux énergies $\hbar\omega_2$ et $\hbar\omega_3$, en assurant les conditions de conservation de l'énergie et de l'impulsion : $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3$, $k_1 = k_2 + k_3$. En considérant seulement les trois modes impliqués dans le processus paramétrique l'hamiltonien du système est [12, 13, 58, 59] :

$$H = \hbar\omega_p \left(\hat{a}_p^\dagger \hat{a}_p + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_s \left(\hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_c \left(\hat{a}_c^\dagger \hat{a}_c + \frac{1}{2}\right) + \hbar g \left(\hat{a}_p \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_c^\dagger + \hat{a}_p^\dagger a_s a_c\right) \tag{1.2.38}$$

En analogie avec ce que nous avons fait pour le traitement classique de ce phénomène, nous allons supposer dans la suite que le faisceau de pompe est beaucoup plus intense que les autres et qu'il peut être traité classiquement. Cette approximation nous permet de substituer à l'opérateur $\hat{a}_p$ l'amplitude du champ complexe $a_p = a_0 \exp^{-i\omega_p t}$. Encore une fois cette approximation n'est valable que si les intensités des faisceaux signal et complémentaire restent faibles devant l'intensité du faisceau de pompe : $< n_s >, < n_c > \ll |a_0|^2$. L'hamiltonien contiendra donc seulement deux modes quantiques :

$$\hat{H} = \hbar\omega_s \left(\hat{a}_s^\dagger \hat{a}_s + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_c \left(\hat{a}_c^\dagger \hat{a}_c + \frac{1}{2}\right) + \hbar g \left(a_s^\dagger a_c^\dagger a_0 \exp^{-i\omega_p t} + a_s a_c a_0 \exp^{i\omega_p t}\right) \quad (1.2.39)$$

En représentation de Heisenberg les équations qui régissent l'évolution temporelle des opérateurs $\hat{a}_i$ sont :

$$\frac{d\hat{a}_i}{dt} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{a}_i(t), \hat{H}\right] \quad (1.2.40)$$

et en explicitant pour l'opérateur signal

$$\frac{d\hat{a}_s}{dt} = -i\omega_s \hat{a}_s(t) - ig\hat{a}_c^\dagger a_0 e^{-i\omega_0 t} \quad (1.2.41)$$

En introduisant les opérateurs lentement variables $\hat{\mathcal{A}}_i = \hat{a}_i e^{i\omega_i t}$, les équations d'Heisenberg pour ces opérateurs se simplifient :

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\mathcal{A}}_s}{dt} &= -iga_0\hat{\mathcal{A}}_c^\dagger \\ \frac{d\hat{\mathcal{A}}_c}{dt} &= -iga_0\hat{\mathcal{A}}_s^\dagger \end{aligned} \quad (1.2.42)$$

En dérivant encore une fois par rapport à t les deux équations se découplent :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\hat{\mathcal{A}}_s}{dt^2} &= g^2|a_0|^2\hat{\mathcal{A}}_s \\ \frac{d^2\hat{\mathcal{A}}_c}{dt^2} &= g^2|a_0|^2\hat{\mathcal{A}}_c \end{aligned} \quad (1.2.43)$$

Les solutions des équations 1.2.43 peuvent être écrite comme

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{A}}_s(t) &= \hat{\mathcal{A}}_s(0)\cosh(g|a_0|t) - ie^{i\theta}\hat{\mathcal{A}}_c^{\dagger}(0)\sinh(g|a_0|t)\\ \hat{\mathcal{A}}_c(t) &= \hat{\mathcal{A}}_c(0)\cosh(g|a_0|t) - ie^{i\theta}\hat{\mathcal{A}}_s^{\dagger}(0)\sinh(g|a_0|t)\end{aligned} \tag{1.2.44}$$

$a_0 = |a_0|e^{i\theta}$, θ fixant la phase du faisceau pompe.

Le fait d'avoir trouvé des expressions exactes pour les opérateurs signal et complémentaire nous permet de calculer les valeurs moyennes des quantités qui nous intéressent, pour un état initial donné pour les deux faisceaux. Expérimentalement une situation assez commune est que seul le faisceau pompe est injecté depuis l'extérieur. Cette condition est équivalente à dire que les faisceaux signal et complémentaire se trouvent initialement dans leur état de vide, noté $|vide>_i$. En exploitant les propriétés des opérateurs $\hat{a}_i$ et $\hat{a}_i^{\dagger}$ nous pouvons calculer les nombres moyens de photons, $< n_i >$, présents sur chacun de modes :

$$< n_s >=< n_c >=< n_i >=_i < vide|\hat{\mathcal{A}}_i^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_i|vide >_i = \sinh^2(g|a_0|t) \tag{1.2.45}$$

ainsi que les valeurs moyennes

$$< n_s^2 >=< n_c^2 >=< n_i >=_i < vide|\hat{\mathcal{A}}_i^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_i^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_i\hat{\mathcal{A}}_i|vide >_i = 2\sinh^4(g|a_0|t) \tag{1.2.46}$$

Nous déduisons des équations 1.2.45 et 1.2.46 la valeur de la fonction d'autocorrélation d'ordre deux pour chacun des deux faisceaux :

$$g_S^{(2)} = g_C^{(2)} = \frac{_1 < vide|\hat{\mathcal{A}}_1^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_1^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_1\hat{\mathcal{A}}_1|vide >_1}{\left(_1 < vide|\hat{\mathcal{A}}_1^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_1|vide >_1\right)^2} = 2 \tag{1.2.47}$$

Ce résultat nous dit que pour des faibles flux de photons la statistique d'émission est assimilable à celle d'une source thermique. Le système d'équations décrit nous permet aussi de calculer les corrélations croisées entre les deux faisceaux signal et complémentaires :

$$\begin{aligned}< n_s n_c > &=_{s,c} < vide|\hat{\mathcal{A}}_s^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_c^{\dagger}\hat{\mathcal{A}}_s\hat{\mathcal{A}}_c|vide >_{s,c}\\ &= \sinh^2(g|a_0|t)\left[1 + 2\sinh^2(g|a_0|t)\right]\end{aligned} \tag{1.2.48}$$

Sur la base de ce résultat la fonction de corrélation du deuxième ordre s'écrit :

$$g^{(2)}_{S,C} = \frac{_{s,c} < vide|\hat{\mathcal{A}}^{\dagger}_s \hat{\mathcal{A}}^{\dagger}_c \hat{\mathcal{A}}_s \hat{\mathcal{A}}_c|vide >_{s,c}}{\left(_s < vide|\hat{\mathcal{A}}^{\dagger}_s \hat{\mathcal{A}}_s|vide >_s\right)\left(_c < vide|\hat{\mathcal{A}}^{\dagger}_c \hat{\mathcal{A}}_c|vide >_c\right)} = g^{(2)}_i + \frac{1}{< n_i >} \tag{1.2.49}$$

Nous arrivons donc à un résultat marquant : pour un système qui produit des faisceaux jumeaux l'inégalité suivante est vérifiée

$$\left[g^{(2)}_{S,C}\right]^2 > g^{(2)}_S g^{(2)}_C \tag{1.2.50}$$

Cette inégalité, de type Cauchy-Schwartz, représente une manifestation de la non-classicité du système [12, 56, 57], comme nous l'avions anticipé au paragraphe 1.2.2.1. De façon intuitive ce résultat peut être interprété en disant que la probabilité conjointe de photodétection d'un photon signal et d'un photon complémentaire est supérieure à la probabilité conjointe de photodétection de deux photons signal ou de deux photons complémentaire [13]. En se rappelant du fait que les deux faisceaux signal et complémentaire sont macroscopiquement séparés dans l'espace, le résultat que nous venons d'énoncer représente une manifestation "spectaculaire" du caractère jumeau des deux faisceaux produits par conversion paramétrique. Nous remarquons également que le caractère non-classique du système (selon ce critère) est particulièrement marqué aux faibles flux de photons. L'exaltation des corrélations croisées a été observée depuis longtemps dans les systèmes paramétriques standard comme les cristaux de ADP (ammonium-dihydrogen-phosphate) [60].
Il est intéressant d'analyser aussi le cas de la conversion paramétrique du troisième ordre, effet qui est en effet beaucoup plus proche des effets étudiés expérimentalement pendant cette thèse. L'opérateur Hamiltonian dans ce cas sera [12, 13] :

$$H = \hbar\omega_p\left(\hat{a}^{\dagger}_p\hat{a}_p + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_s\left(\hat{a}^{\dagger}_s\hat{a}_s + \frac{1}{2}\right) + \hbar\omega_c\left(\hat{a}^{\dagger}_c\hat{a}_c + \frac{1}{2}\right) + \hbar g\left(\hat{a}_p\hat{a}_p\hat{a}^{\dagger}_s\hat{a}^{\dagger}_i + \hat{a}^{\dagger}_p\hat{a}^{\dagger}_p\hat{a}_s\hat{a}_i\right) \tag{1.2.51}$$

En faisant encore l'hypothèse de faisceaux signal et complémentaire d'intensités beaucoup plus faibles que celle du faisceau pompe, ce dernier peut être considéré comme un champ classique d'amplitude complexe donnée par $a_p = a_0 e^{-i\omega_p t}$. En introduisant les opérateurs lentement variables $\hat{\mathcal{A}}_i = \hat{a}_i e^{i\omega_i t}$ les équations d'Heisenberg prennent la forme :

$$\begin{aligned}\frac{d\hat{\mathcal{A}}_s}{dt} &= -iga_0a_0\hat{\mathcal{A}}_c^\dagger \\ \frac{d\hat{\mathcal{A}}_c}{dt} &= -iga_0a_0\hat{\mathcal{A}}_s^\dagger\end{aligned} \tag{1.2.52}$$

L'analogie avec les équations 1.2.43 pour le cas en $\chi^{(2)}$ est évidente. Nous remarquons toutefois qu'ici le terme de couplage entre les deux opérateurs signal et complémentaire contient le carré de l'amplitude du faisceau pompe.
Nous allons donc retrouver les mêmes caractéristiques de gémellité des faisceaux signal et complémentaire avec une violation du critère 1.2.50 particulièrement évidente pour les faibles flux de photons. En particulier la dépendance des quantités $g_S^{(2)}$ et $g_C^{(2)}$ par rapport au nombre de photons paramétrique générés sera la même. Par contre la dépendance par rapport à l'intensité de pompe sera quantitativement différente dans les deux cas.

1.2.2.5 Génération de faisceaux jumeaux en cavité

Nous avons déjà discuté des effets de l'insertion du milieu non-linéaire à l'intérieur de la cavité et en particulier de l'apparition d'un seuil d'oscillation pour les faisceaux signal et complémentaire (OPO). Maintenant nous voulons comprendre quel est l'effet de la cavité sur les corrélations non-classiques signal-complémentaire. Clairement l'hypothèse de faisceaux signal et complémentaire beaucoup plus faibles par rapport au faisceau pompe n'est plus valable dès que le système s'approche de la condition de seuil d'oscillation. Il est alors nécessaire de traiter la pompe de façon quantique, chose qui rend la théorie forcément plus compliquée. Néanmoins le problème a été résolu en utilisant des méthodes de physique statistique [61] qui consistent à transformer l'équation d'évolution temporelle pour l'opérateur densité en une équation de Fokker-Planck pour une distribution de quasi-probabilité, la représentation P de Glauber. [11] Cette méthode a été appliquée à la fois pour un processus en $\chi^{(2)}$ [62] et pour un processus en $\chi^{(3)}$ [63]. La figure 1.11 représente les résultats obtenus dans la référence [62] pour un OPO basé sur des non-linéarités d'ordre deux. La présence de la cavité a donc deux effets principaux : la variation de la valeur du $g_S^{(2)}(0)$ aux faibles puissances d'excitation, qui n'est plus exactement égale à deux

11. En optique quantique les fonctions dites distribution de quasi-probabilité sont un outil fréquemment utilisé dans le calculs des valeurs moyens des observables [55]. La plus connue est la fonction de Wigner, la représentation P de Glauber étant souvent utilisé dans le calcul de produits d'opérateurs dans l'ordre normal, comme est le cas ici.

et une variation continue de cette valeur avec la puissance d'excitation avec le résultat $g_S^{(2)}(0) = g_C^{(2)}(0) \sim 1$, en analogie avec le comportement d'un laser [12]. Nous retenons donc que la statistique d'émission change avec la puissance d'excitation et en particulier au delà du seuil nous retrouvons la valeur caractéristique d'une source poissonienne. Pour ce qui concerne les corrélations croisées nous observons que la condition 1.2.50 est encore bien vérifiée, même si la violation est plus faible par rapport à celle que nous avons décrite dans le cas de la conversion paramétrique hors cavité (représentée sur la figure 1.11 par la courbe en pointillé.)

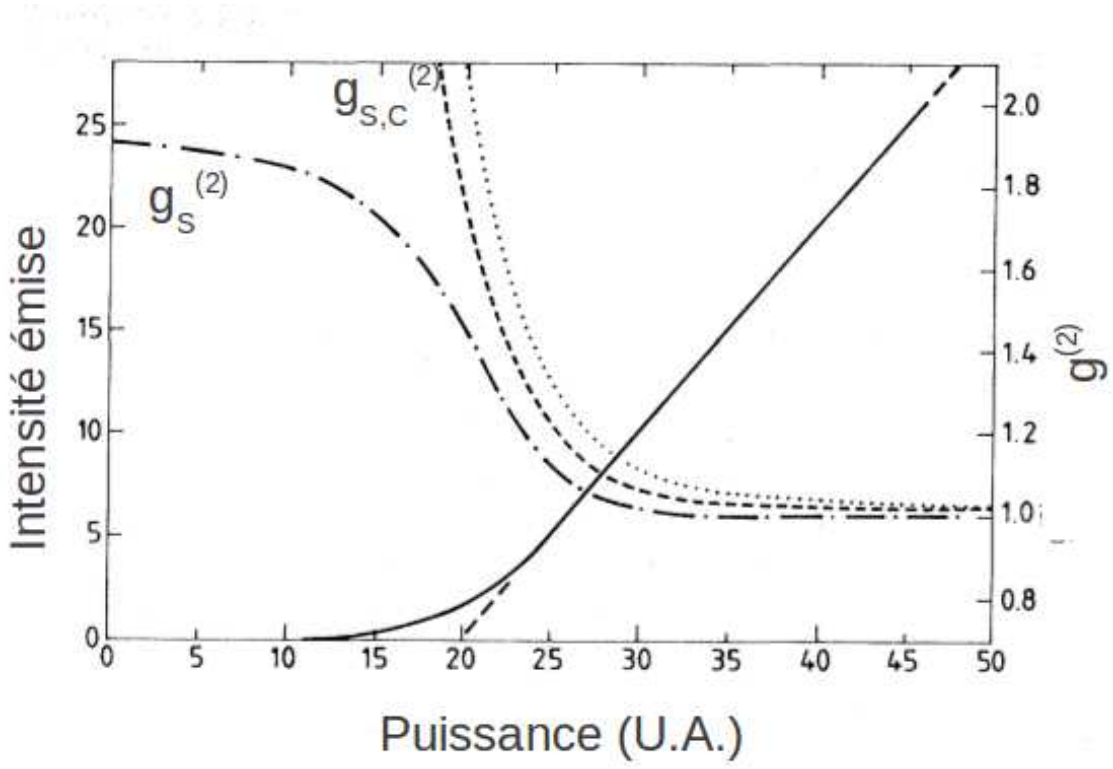


Figure 1.11 : Figure adaptée de la référence [62]. En fonction de la puissance d'excitation l'intensité du faisceaux signal et les quantités $g_S^{(2)}(0)$, et $g_{S,C}^{(2)}(0)$ sont représentées. L'exaltation des corrélations croisées pour les faibles puissances de pompe est évidente. En pointillé la valeur des corrélations croisées en absence de cavité.

Nous concluons ce paragraphe en citant les résultats obtenus dans la référence [63] pour l'OPO basé sur des non-linéarités de type $\chi^{(3)}$. La figure 1.12 montre des comportements qualitativement similaires à ceux que nous venons de décrire pour le cas $\chi^{(2)}$. La seule différence remarquable est le pic qui apparaît à la puissance de seuil, différence qui vient

des effets de bistabilité propres d'un milieu non-linéaire $\chi^{(3)}$ inséré en cavité. Ce pic devient de moins en moins visible quand la non-linéarité du milieu augmente [64].

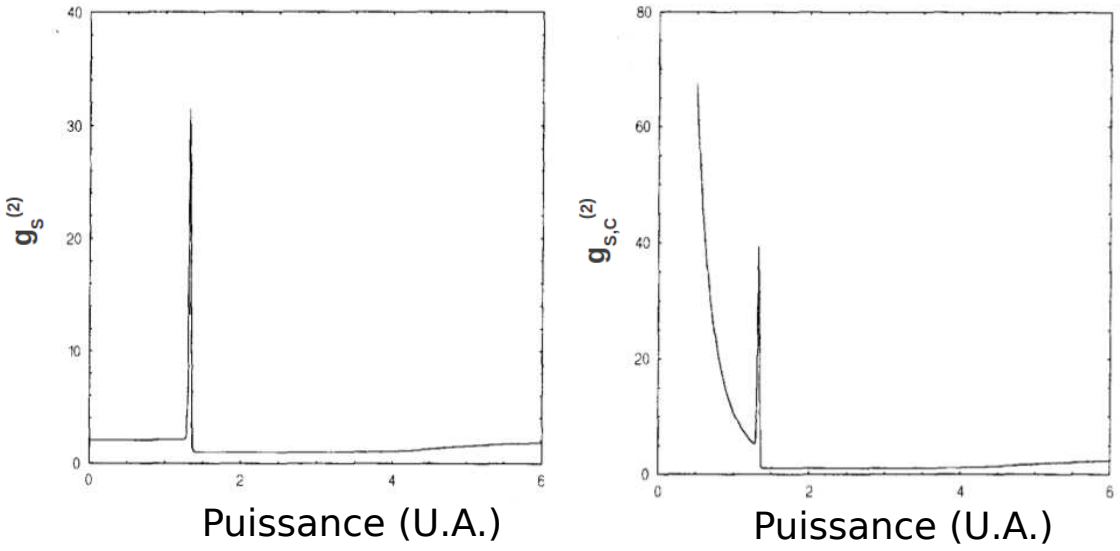


Figure 1.12 : Figure adaptée de la référence [63].A gauche $g_S^{(2)}(0)$, à droite $g_{S,I}^{(2)}(0)$ en fonction de la puissance d'excitation. La valeur de puissance de seuil est environ 1.5 (U.A.).

Une relation générale qui lie autocorrélations et corrélations croisées peut être trouvée [63] :

$$g_{S,I}^{(2)}(0) = g_S^{(2)}(0) + \frac{1}{2 < n_S >} \tag{1.2.53}$$

Cette relation traduit le caractère non-classique des corrélations des faisceaux signal-complémentaire ainsi produits. Nous retenons donc que la présence d'une cavité change qualitativement le comportement des fonction d'autocorrélations pour chacun des faisceaux jumeaux produits : la présence d'un seuil d'oscillation se traduit par une transition vers une statistique d'émission de type laser pour les puissances d'excitation plus grandes que la puissance de seuil. Par contre les corrélations quantiques signal-complémentaire continuent à exister pour toutes les puissances d'excitation, même si elles sont fortement exaltées pour les faibles flux de photons.

1.3 μ-OPO à polaritons

1.3.1 Etat de l'art

Nous possédons à ce stade tous les éléments nécessaires pour discuter l'existence des processus d'oscillation paramétrique optique dans les microcavités de semiconducteurs. En effet nous pouvons remarquer une analogie entre le terme d'interaction polariton-polariton dû à leur composante excitonique présente dans l'hamiltonien 1.1.24 et le terme de couplage entre les modes pompe-signal-complémentaire présent dans l'hamiltonien 1.2.51. Cette analogie est réelle et un processus analogue au mélange à quatre ondes a été effectivement observé dans une microcavité planaire par P. Savvidis et collaborateurs entre Southampton et Sheffield en 2000 [10, 11, 65]. Ces expériences ont démontré qu'en injectant de façon résonnante des polaritons avec un $\mathbf{k}$ et une énergie bien choisis, à proximité du point d'inflexion de la branche basse de polaritons, un processus schématisé sur la figure 1.13 peut être observé.

La partie a) de la figure 1.13 montre que les polaritons créés à proximité du point d'inflection peuvent interagir grâce à leurs composantes excitoniques. Suite à ces interactions, ils peuvent diffuser vers des états qui conservent à la fois l'énergie et le vecteur d'onde dans les plans des couches. Cette condition, qui est l'analogue des conditions d'accord de phase en optique non-linéaire identifie un couple d'états finaux indiqués comme S et C sur la figure. La figure 1.13 b) résume la façon d'effectuer l'expérience. La pompe arrive sur la microcavité avec un angle et une énergie bien déterminés. Ensuite les faisceaux signal et complémentaire sont produits (dans ce cas en transmission) avec des angles très différents. Cette différence en angle induit aussi une très grande différence de composante photonique entre les deux faisceaux (cf figure 1.5), et donc une efficacité de couplage à l'extérieur assez différente. Le résultat est la production de deux faisceaux signal et complémentaire avec des intensités en sortie de la cavité très déséquilibrées, le rapport entre les deux pouvant atteindre facilement un facteur 10 ou 100 [65].
Ce mécanisme de génération paramétrique est aussi connu sous le nom d'OPO à "l'angle magique". Au delà de l'importance historique de ces expériences ce mécanisme est aujourd'hui très exploité pour créer et étudier une population macroscopique et cohérente de polaritons en correspondance du Signal en $\mathbf{k} = 0$ (cf [66–68]). Par contre le déséquilibre entre les intensité des deux faisceaux paramétriques produits limite fortement son utilisa-

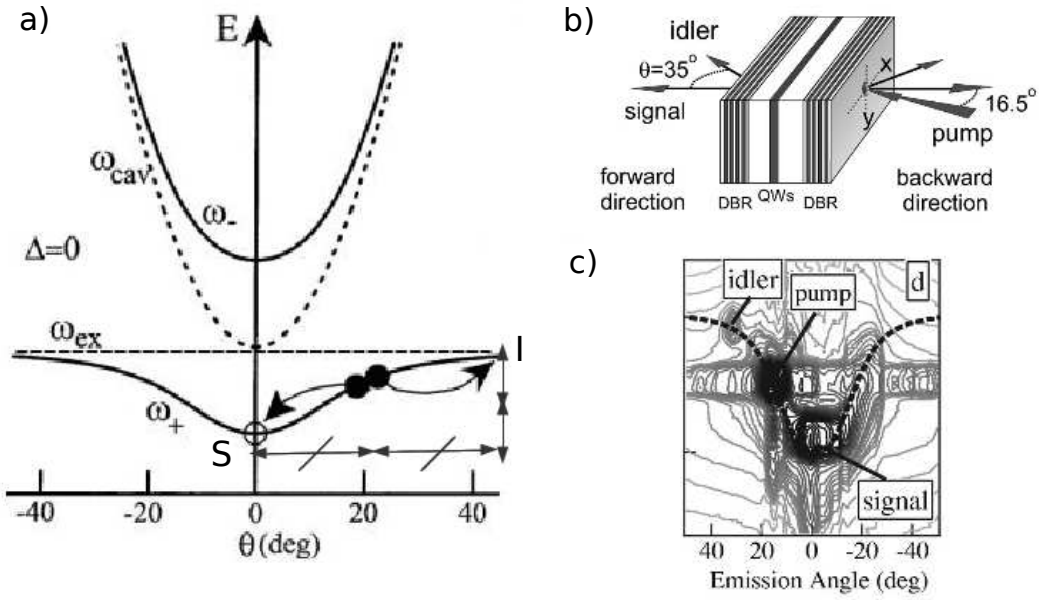


Figure 1.13 : a) Représentation du processus OPO dit à l'angle magique (adapté de [10]) ; b) Représentation du schéma d'excitation de la cavité planaire (adapté de [65]) : les trois faisceaux se trouvent à trois angles différents ; c) Emission mesurée pour puissances de pompe au delà du seuil d'oscillation : l'apparition des faisceaux signal et complémentaire (idler) est évidente (adapté de [65]). Nous remarquons aussi que le signal est entre dix et cent fois plus intense de l'idler [65].

tion dans l'étude des corrélations signal-complémentaire. Un OPO à l'angle magique n'est donc pas un bon candidat pour la réalisation d'une source microscopique et intégrable de photons jumeaux, éventuellement corrélés quantiquement. Pour cette raison plusieurs efforts ont été réalisés dans les dix dernières années ans pour mettre en évidence un processus de mélange à quatre ondes en microcavité qui soit à même de produire des faisceaux paramétrique équilibrés en intensité.

Notre groupe a proposé plusieurs méthodes pour obtenir un OPO en utilisant une pompe à l'incidence normale. Ces méthodes se basent sur la structuration de l'espace photonique de la microcavité afin d'obtenir plusieurs modes de cavité [17,21,69]. En particulier nous pouvons imaginer qu'en se couplant fortement à l'exciton chacun de ces modes donnera naissance à une branche basse de polariton et à une branche haute. Le principe de cette méthode est représenté sur la figure 1.14 :

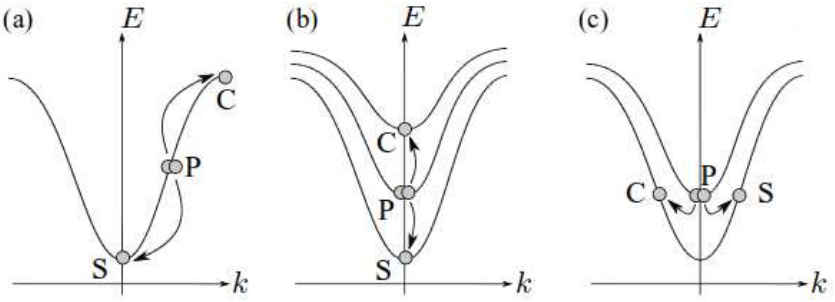


Figure 1.14 : Différentes suggestions pour la réalisation de processus paramétriques en cavité. a) Processus à l'angle magique ; b) Processus inter-branche dégénéré en angle. c) Processus inter-branche dégénéré en énergie.

Nous observons que l'apparition de plusieurs modes de cavité permet d'envisager la réalisation d'un certain nombre de processus inter-branche. Ces processus font intervenir une pompe sur une branche de polariton et des états finaux sur une ou plusieurs autres branches, en multipliant ainsi le nombre de configurations possibles. Au cours du prochain chapitre nous expliquerons les méthodes qui permettent de structurer l'espace photonique (notamment le couplage de plusieurs cavités planaires et la réalisation de cavités unidimensionnelles) et présenterons les échantillons qui permettent d'observer cette variété de processus paramétriques.

1.4 Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la description des bases théoriques des études qui seront présentées au cours de ce manuscrit de thèse. Plus particulièrement l'interdisciplinarité du sujet nous a amené à introduire d'abord des éléments de physique des semiconducteurs, qui nous ont permis de comprendre les aspects fondamentaux d'une microcavité semiconductrice, les concepts de couplage fort et de polariton de microcavité. La possibilité de décrire les interactions polariton-polariton comme des non-linéarités nous a amené ensuite à introduire des éléments d'optique non-linéaire. Notre attention a été notamment retenue par les effets générés par les non-linéarités de type $\chi^{(3)}$. En effet, nous avons rappelé que ces effets sont assimilables aux non-linéarités présentes dans une microcavité en couplage fort. La nécessité de trouver un critère pour l'identification des faisceaux jumeaux nous a amené à introduire des concepts d'optique quantique. Tout particulièrement, nous avons

décrit comment l'étude de la fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}$ peut être utile pour étudier les fluctuations d'intensité d'une source de lumière et pour l'établissement du caractère jumeau de deux faisceaux produits au sein d'un système non-linéaire.

CHAPITRE 2

Dispositif expérimental et échantillons

Dans ce chapitre nous présentons d'abord les dispositifs expérimentaux utilisés au cours de cette thèse : les montages pour l'imagerie de l'émission de l'échantillon à la fois en champ proche et en champ lointain et la réalisation d'un interféromètre de type HBT (cf 1.2.2.1). Dans la deuxième partie nous introduisons les échantillons de microcavités structurés utilisés pour la réalisation des processus décrits dans le paragraphe 1.3.1 et notamment les cavités multiples ainsi que l'échantillon gravé en fils. En particulier, nous décrirons les propriétés de photoluminescence de cet échantillon résolue en polarisation. Une explication pour la levée de dégénérescence observée pour les modes de polaritons de polarisation parallèle et perpendiculaire au fil sera donnée. Nous décrirons ensuite le processus OPO observé sur cet échantillon [21], processus qui constitue la base de la compréhension des résultats du chapitre 3. Finalement, nous présenterons d'autres processus paramétriques observés sur cet échantillon, qui peuvent être décrits comme une cascade d'effets non-linéaires du troisième ordre.

Sommaire

2.1 Dispositif expérimental 54
2.1.1 Faisceau d'excitation 54
2.1.2 Dispositif optique 55
2.1.3 Dispositif Hanbury-Brown et Twiss 58
2.2 Presentation des échantillons 63
2.2.1 Eléments sur la fabrication des échantillons 63
2.2.2 Microcavités multiples 64
2.2.3 Microcavités unidimensionnelles ou fils photoniques 65
2.2.4 Corrélations signal-complémentaire : état de l'art 71

2.3 Etude de la levée de dégénérescence en polarisation 72
2.3.1 Relation avec le dédoublement de Rabi 76
2.3.2 Explication de l'effet 78
2.4 Processus OPO multiples 79
2.5 Conclusions 83

2.1 Dispositif expérimental

2.1.1 Faisceau d'excitation

La source cohérente utilisée pour éclairer nos échantillons est un faisceau laser d'énergie accordable. Ce faisceau est produit par un laser Titane - Sapphire Mira 900 pompé par un Verdi. Les deux dispositifs sont produits par Coherent. Ce système permet de passer d'une excitation continue à une excitation pulsée ("modelocking"). En particulier, nous avons utilisé le faisceau pulsé en modalité "picoseconde", avec une répétition d'impulsions de durée nominale égale à 3 ps à une fréquence d'environ 76 MHz. Les spectres du laser dans ces deux configurations sont représentés sur la figure 2.1 :

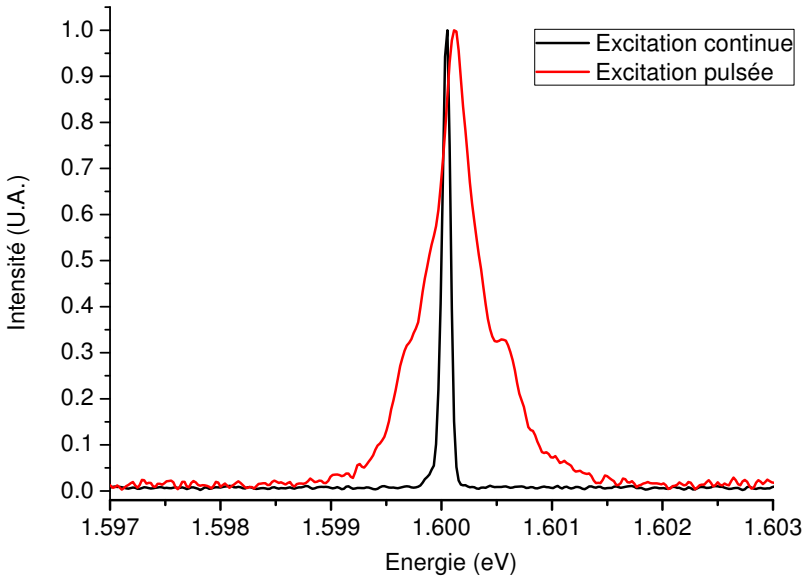


Figure 2.1 : Spectres de la source laser en configuration continue (largeur de raie d'environ 100μeV) et pulsée (largeur de raie d'environ 600μeV), durée nominale des impulsions 3 ps.

Ces dispositifs permettent d'avoir plusieurs centaines de mW de puissance sur l'échan-

tillon en excitation continue.

2.1.2 Dispositif optique

La figure 2.2 montre le dispositif utilisé pour l'imagerie de l'émission de l'échantillon en champ lointain.

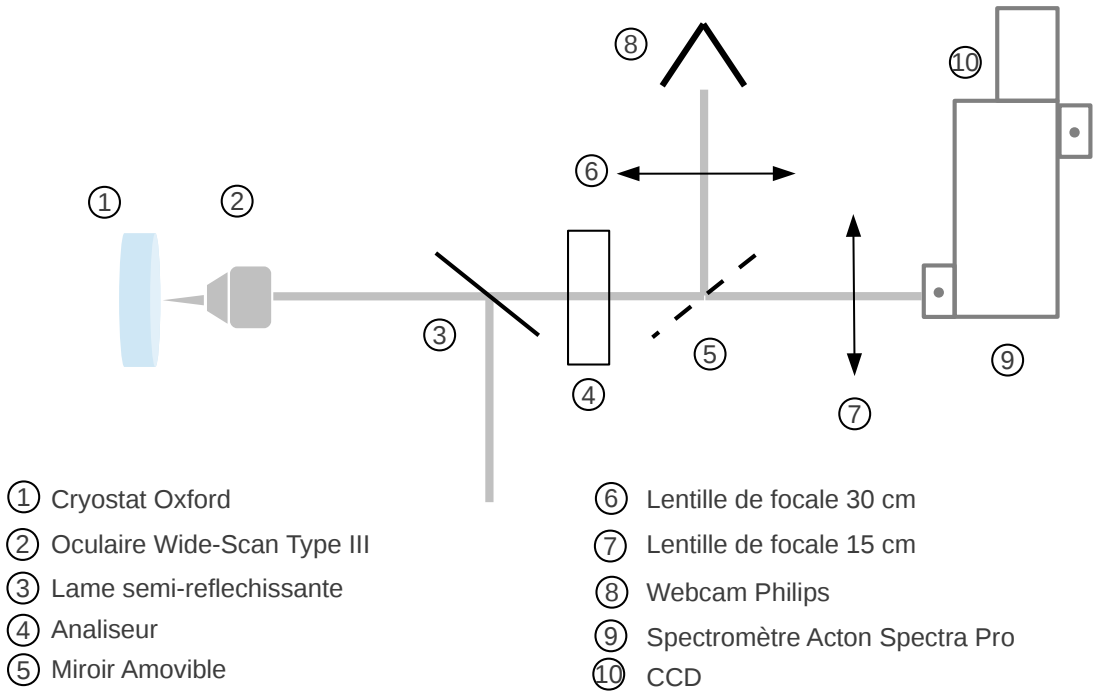


Figure 2.2 : Dispositif pour l'imagerie de l'émission de la surface en champ lointain. La lentille (7) conjugue le plan de Fourier de l'oculaire (2) avec le fente d'entrée du spectromètre. Le miroir amovible (5) peut envoyer le faisceau vers une webcam pour imager la surface de l'échantillon. Les détails sur le spectromètre et le capteur sont donnés dans le texte.

Le faisceau provenant du laser est focalisé sur la surface de l'échantillon pour former une tache d'environ 50 μm de diamètre.[1] La dernière optique sur le chemin d'excitation

1. Le logiciel GaussianBeam est utilisé pour concevoir le système de lentilles nécessaire à ce scope, en tenant compte des propriétés gaussiennes du faisceau produit par le laser. Ce système de lentilles n'est pas

étant la première du chemin de détection, ce montage rentre dans la catégorie des montages dits confocaux. Cette dernière optique (indiqué par (2) en figure 2.2) est dans notre cas un oculaire de télescope de type “Wide Scan Type III” utilisé en configuration inversée. En ayant une distance de travail de 16 mm et un angle de collection de la lumière d'environ 84°, cette optique est particulièrement adaptée à l'imagerie résolue en angle. De plus, sa pupille d'entrée d'environ $30mm$ facilite les procédures d'alignement par rapport à un objectif de microscope traditionnel. Au cours des expériences présentées par la suite, nous aurons besoin de résoudre l'émission en polarisation. Ceci peut être fait en utilisant un analyseur (indiqué par (4) sur la figure 2.2). Cet analyseur peut être constitué à la fois par un polariseur tournant ou par un système composé par une lame demi-onde et un polariseur fixe. Bien que la première solution soit d'utilisation plus immédiate, elle a le défaut d'envoyer vers le capteur des polarisation orientées différemment. Pour éviter de devoir prendre en compte la réponse en polarisation des capteurs nous avons donc mis en place la deuxième solution. La lentille (7) conjugue le plan de Fourier (ou plan focal objet) de l'oculaire de télescope avec la fente d'entrée du spectromètre. Ce dispositif nous permet d'accéder à l'émission en champ lointain de l'échantillon. Le principe de l'imagerie en champ lointain est représenté sur la figure 2.3 où nous avons représenté l'oculaire comme une simple lentille. Chaque point du plan focal objet de la lentille correspond à une direction d'émission depuis la surface de l'échantillon.

Le miroir amovible permet de dévier le faisceau vers une lentille qui forme l'image de la surface de l'échantillon sur la webcam (8). Le spectromètre utilisé est un Acton de la série “Spectra Pro”. Il a une longueur focale de 50 cm et est équipé d'un réseau de 1200 traits/mm. Le logiciel fourni par le constructeur permet à la fois de régler la longueur d'onde d'utilisation du réseau et de sélectionner la fente de sortie. Deux configurations d'utilisation sont possibles :

- Configuration “image” : le réseau est orienté à l'ordre zéro, et donc se comporte comme un miroir. Dans ce cas la fente d'entré est complètement ouverte et le spectromètre conjugue le plan correspondant à sa fente d'entrée avec le plan du capteur CCD. Dans le cas de la figure 2.2 le capteur restituera l'image de l'émission de l'échantillon en champ lointain.
- Configuration “spectre” : le réseau est orienté au premier ordre et centré autour de la longueur d'onde d'intérêt. Le fente d'entrée est légèrement ouverte (entre 30 μm

représenté ici.

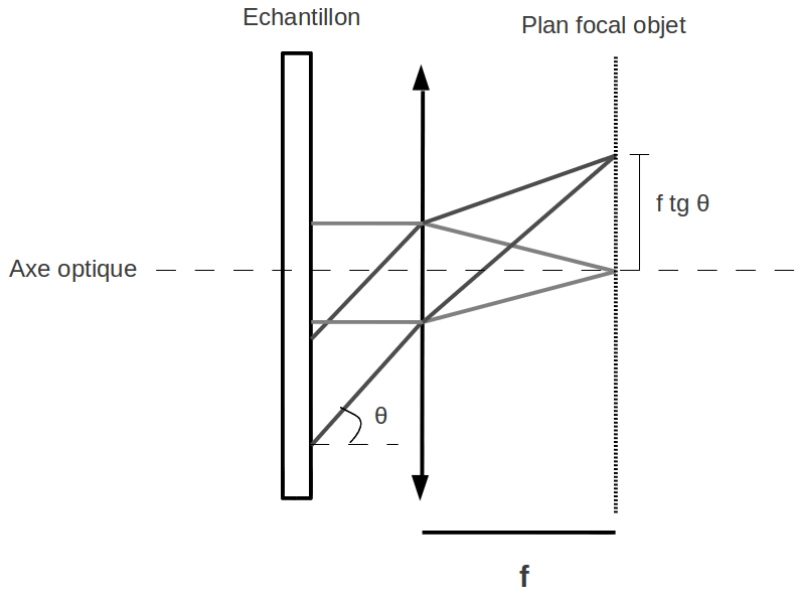


Figure 2.3 : Principe de l'imagerie en champ lointain. L'oculaire est représenté ici par une simple lentille.

et $50\mu m$). Dans ce cas le réseau se comporte comme un élément dispersif et sur la CCD nous retrouverons une image qui montre l'intensité de l'émission en fonction de son énergie (axe orienté normalement à la fente d'entrée) et de l'angle d'émission (axe parallèle à la fente d'entrée). Cette modalité d'opération permet d'obtenir les images expérimentales des dispersions des polaritons

Le spectromètre possède en fait deux fentes de sortie. Sur la première est installé le capteur CCD dont nous avons parlé. Ce capteur (Sony ICX285AL) est formé par 1434*1050 pixels carrés, chacun de 6.45 μm de coté [70]. L'électronique et le logiciel de gestion du capteur CCD ont été développés par D. Darson et T. Lecomte et sont donc entièrement réalisés au laboratoire. La deuxième fente est libre et nous l'avons utilisée pour récupérer le faisceau (après filtrage en énergie par le spectromètre) avant de l'envoyer vers la deuxième partie du montage optique, décrite au paragraphe 2.1.3.

La figure 2.4 représente une évolution du montage présenté précédemment, réalisée pour avoir la possibilité d'obtenir une image intermédiaire de la surface de l'échantillon. Cette image intermédiaire nous permettra de mettre en place des techniques de filtrage spatiale décrites au chapitre 3. Cette image est réalisée par la lentille indiquée avec 7 figure 2.4. Successivement nous pouvons conjuguer cette image avec la fente d'entrée du

spectromètre à travers le télescope formé par les lentilles (8) et (9). L'émission en champ lointain est obtenue en utilisant seulement la lentille (9).

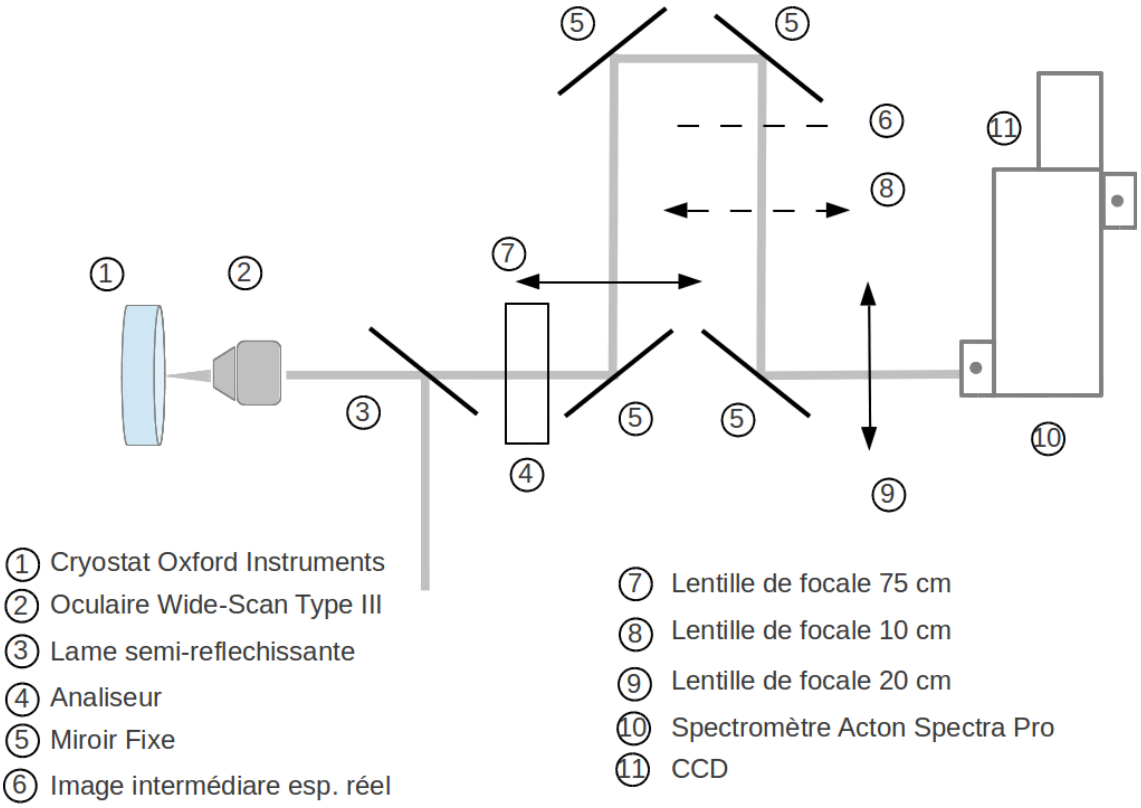


Figure 2.4 : Configuration utilisée pour obtenir une image intermédiaire de l'espace réel (ligne en tiret (6)). Un masque placé à cet endroit permet de filtrer l'émission dans l'espace réel.

En utilisant la méthode des matrices de transfert nous pouvons calculer les facteurs de grossissement réalisés dans ce système.

Espace réel	$\frac{f_9}{f_8}\frac{f_7}{f_2}$
Espace reciproque	$-f_9\frac{f_2}{f_7}$

2.1.3 Dispositif Hanbury-Brown et Twiss

Pour la mesure des fonctions de corrélation du second ordre nous avons utilisé un interféromètre de type Hanbury-Brown et Twiss dont le principe a été présenté au paragraphe 1.2.2.1. Un schéma plus détaillé du montage que nous avons réalisé au cours de ma pre-

mière année de thèse est représenté sur la figure 2.5. Ce dispositif nous permet d'effectuer avec des changements relativement simples deux types d'expériences :

- Mesure d'autocorrélation : le faisceau dont nous voulons mesurer la fonction d'autocorrélation est couplé à une fibre optique à une entrée et deux sorties. Elle joue le rôle de lame séparatrice 50 : 50. Les deux sorties sont ensuite couplées avec les deux détecteurs.
- Mesure de corrélation croisée : les deux faisceaux dont nous voulons mesurer les corrélations croisées sont couplés chacun à une fibre optique, couplée ensuite avec le détecteur.

La figure 2.5 décrit d'abord les mesures de corrélations croisées. La lentille (2) (focale 5 cm) fait l'image de la fente de sortie du spectromètre, (1), sur un système de deux miroirs (3). Cette image contient dans sa partie haute l'image d'un des deux faisceaux d'intérêt (par exemple le signal), dans sa partie basse l'autre (par exemple le complémentaire). Vu par les deux faisceaux, le système de miroirs apparaît comme indiqué dans l'encart A. Ce système est donc adapté à séparer les deux faisceaux en les envoyant dans deux directions opposées. Ensuite chacun des deux faisceaux est couplé à une fibre optique multimode (6) adaptée à la longueur d'onde d'intérêt. Le diamètre du cœur de la fibre est $100\mu m$. Le couplage est assuré par deux objectifs de microscope ((5)) "Edmund Optics" de grossissement 20x et distance de travail de 3.3 mm selon le constructeur. Ces objectifs et les extrémités des fibres sont montés sur un système de platines de translation et de rotation spécialement conçu pour les couplage des faisceaux aux fibres. Ces plusieurs degrés de liberté, associés aux degrés de liberté des miroirs assurent une efficacité de couplage autour de 80-90 %. L'encart B montre le montage réalisé pour les mesures d'autocorrélation. Dans ce cas les fibres sont des fibres séparatrices ayant une entrée (à laquelle le faisceau d'intérêt est couplé) et deux sorties. Ce dispositif est donc l'analogue d'une lame séparatrice. Le choix d'un système fibré est dicté par la nécessité de commuter facilement d'une mesure d'autocorrélation à une mesure de corélation croisée : la substitution d'une fibre simple par une fibre séparatrice est beaucoup plus rapide que de réaligner différemment les faisceaux.

Les détecteurs utilisés ((7) – (8)) sont des photo-diodes à avalanche (APD) - des détecteurs de photon unique - ID-100 produits par ID-Quantique[2]. Leurs caractéristiques

2. Nous signalons que la première version de ce dispositif était réalisée avec des APD Perkin-Elmer non adaptées à l'utilisation des fibres. Dans ce cas les faisceaux lumineux étaient directement couplés aux détecteurs après les objectifs (5) de figure 2.5. Les deux montages sont équivalents, la seule différence étant la facilité avec laquelle le système est modifiable.

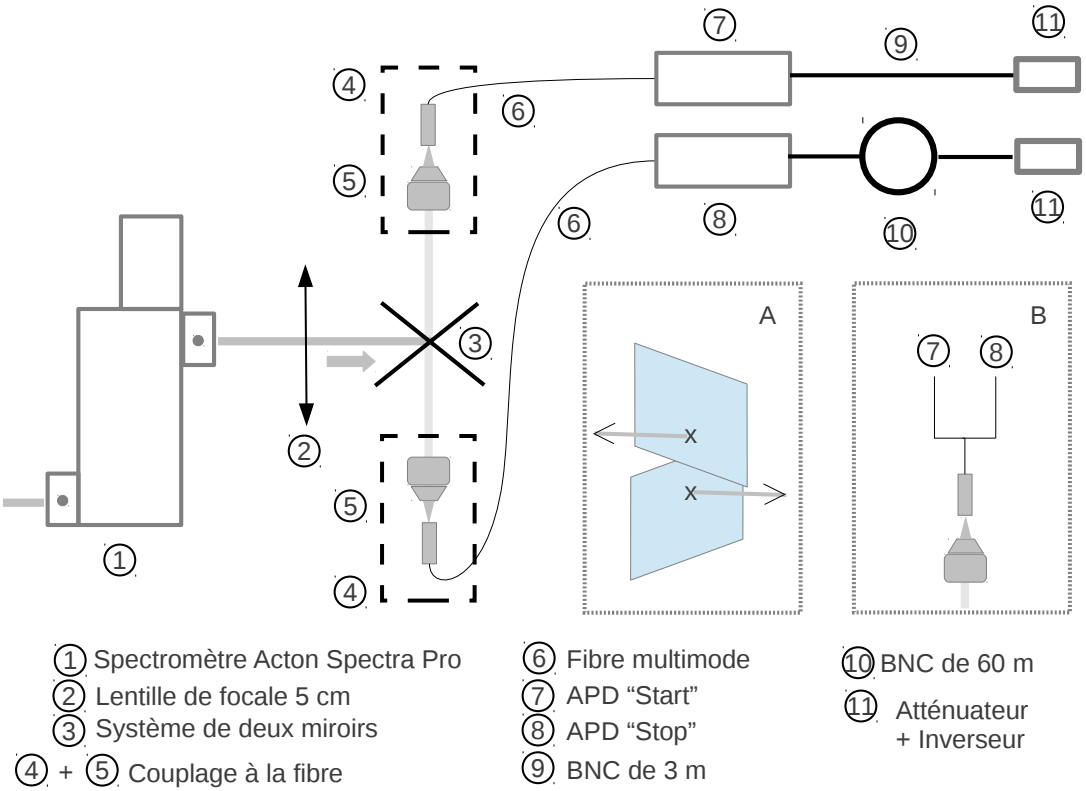


Figure 2.5 : Dispositif de mesure de corrélations d'intensité croisées signal-complémentaire. L'encart A montre le système de miroirs (3) vu par les faisceaux lumineux provenant du spectromètre. Chacun des deux faisceaux est envoyé vers un détecteur différent. L'encart B montre le système de fibre séparatrice utilisé pour les mesures d'autocorrélation.

principales sont résumées dans le tableau

Résolution temporelle	40-60 ps
Efficacité @ $\lambda \sim 800nm$	$5-7\%$
Temps mort	45-50 ns
Fréquence maximale de photons par seconde	20 MHz

Ces détecteurs sont déjà prévus pour être connectés à des fibres optiques. Les détecteurs sont ensuite branchés sur les deux entrées "Start" et "Stop" d'une carte d'acquisition PicoHarp. Le signal de "Start" fait démarrer une rampe de tension qui est ensuite arrêtée par le signal "Stop". La carte d'acquisition est capable, grâce à son dispositif appelé "Time

to amplitude converter (TAC)", d'associer à ce signal de tension le temps écoulé entre les deux impulsion de "Start" et de "Stop". Le résultat de la mesure est représenté sous forme d'histogramme montrant le nombre des événements "Start"-"Stop" en fonction des délais entre le "Start" et le "Stop" mêmes. Le câble à retard, (10) sur la figure 2.5, introduit un décalage de l'axe des temps de $\tau_0 \sim 329$ns et le retard zéro entre "Start" et "Stop" sera donc τ_0. Ce décalage du retard zéro permet de le placer au centre de la fenêtre d'acquisition temporelle. Analysons maintenant le résultat, montré figure 2.6, de la mesure d'autocorrélation du faisceau laser en régime pulsée produit par le MIRA. Cet histogramme est une succession de pics chacun de largeur $T_{Res} \sim 100ps$, espacés de la quantité $T_{Rep} \sim$ 13.2ns. La largeur de chaque pic est donc donnée par la résolution temporelle de notre système, fixée par la convolution des temps de réponse des APD et du temps de réponse de la carte. Dans ces conditions $T_{Rep} \gg T_{Res}$ et nous pouvons obtenir la quantité $g^{(2)}(0)$ de façon relativement directe à partir de l'histogramme des coïncidences [54, 71–73]. En effet nous savons que l'aire du pic correspondant au retard zéro est proportionnelle au produit $I_{APD1}(t)I_{APD2}(t)$ moyenné sur l'ensemble des impulsions laser. Cette aire est donc proportionnelle au numérateur de l'expression de la fonction $g^{(2)}(0)$. Toutefois pour obtenir la valeur souhaitée de $g^{(2)}(0)$, l'aire du pic doit être normalisée par un facteur opportun. Cette information est contenue elle aussi dans l'histogramme des coïncidences : il suffit de voir que les aires des pics à retards différents de τ_0 représentent les produits des intensités émises pour des impulsions différentes et donc dé-corrélées. Pour obtenir la valeur de $g^{(2)}(0)$ il suffira donc de calculer les aires de tous les pics de coïncidences présents sur l'histogramme et ensuite normaliser les aires des pics à retards différents de τ_0. L'aire du pic à retard zéro ainsi normalisée sera donc $g^{(2)}(0)$. Cette procédure illustrée sur la figure 2.6 montre que la valeur trouvée pour le laser est effectivement $g^{(2)}(0) = 1$. Au chapitre 3 nous appliquerons cette méthode à la détermination des valeurs de $g_S^{(2)}(0)$, $g_C^{(2)}(0)$ et $g_{S,C}^{(2)}(0)$ pour l'émission paramétrique dans les fils photoniques.

2.1.3.1 Commentaire sur le choix de l'excitation pulsée pour les mesures des fonctions de corrélation du second ordre

Mesurer la fonction de corrélation du second ordre en excitation continue permet d'obtenir la quantité $g^{(2)}(\tau)$ et donc d'étudier comment la cohérence du second ordre évolue avec le temps. Malheureusement, dans ce cas le temps de résolution fini du dispositif HBT

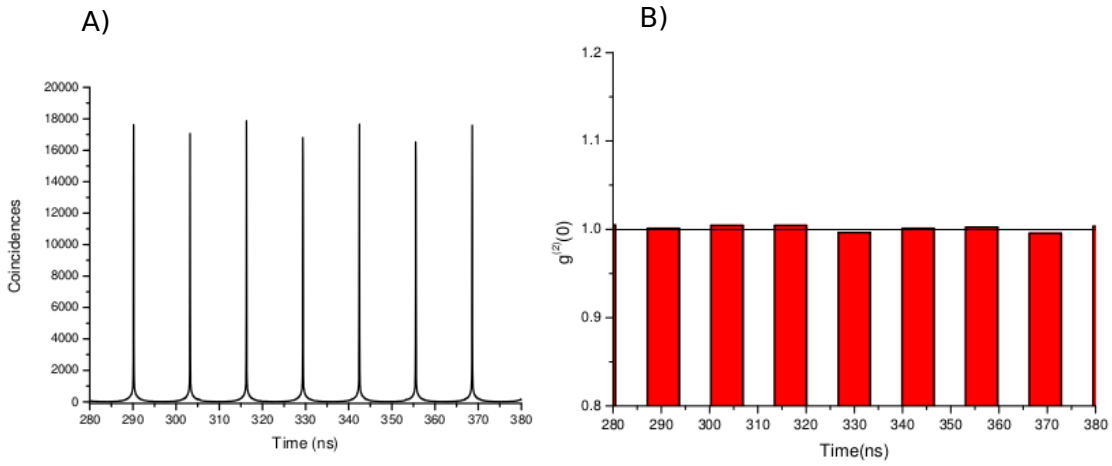


Figure 2.6 : A) Histogramme des coïncidences fourni par la carte d'acquisition. B) Histrogramme des aires des pics. Les aires sont normalisées selon la procédure expliquée dans le texte.

peut poser des problèmes. Par exemple, dans le cas d'une source groupée (ou "bunched") avec un temps de cohérence τ_c la valeur de $g^{(2)}(0)$ sera réduite d'un facteur $\frac{\tau_c}{T_{Res}}$ [74]. C'est pour cette raison, par exemple, que la valeur $g^{(2)} = 2$ a été mesurée dans le cas d'une source thermique à large spectre seulement très récemment, en utilisant des détecteurs très rapides, basés sur l'absorption à deux photons [58]. [3]

A ce problème s'ajoute aussi une difficulté pratique liée au fait que notre laser, n'étant pas monomode, présente un excès de bruit quand il fonctionne en régime continu, ce qui rend difficile l'observation des effets sur le $g^{(2)}$, surtout s'ils sont partiellement réduits par la résolution temporelle du dispositif de mesure. Pour contourner ces difficultés nous avons décidé de réaliser nos expériences en excitation pulsée. Ce choix permet de s'affranchir des problèmes liés au bruit du laser (dans notre cas) et à la résolution temporelle du dispositif (en général). En effet, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, en excitation pulsée l'histogramme des coïncidences se présente comme une succession de pics dont la largeur est effectivement donnée par la réponse temporelle du système. Par contre en calculant l'aire du pic central et en divisant par les aires des autres pic nous obtenons **une valeur de fonction de corrélation du second ordre moyennée sur toute la durée de l'impulsion**. Cette valeur ne dépend plus de la résolution temporelle du système si

3. Dans notre cas des mesures en excitation continue ne seraient pas directement exploitables. Il faudrait procéder à une déconvolution de la réponse instrumentale.

la condition $T_{res} \ll T_{rep}$ est vérifiée, le prix à payer est naturellement le fait que nous renonçons ainsi à suivre l'évolution temporelle de $g^{(2)}(\tau)$, en appelant $g^{(2)}(0)$ une quantité qui est en réalité une moyenne sur toute la durée de l'émission.
Nous citons aussi une autre source possible d'erreur systématique dans la mesure de la fonction de corrélation du second ordre du au temps de déclin de l'émission, τ_d. Si ce temps de déclin est beaucoup plus long que le temps de cohérence de l'émission, $\tau_d \gg \tau_c$, alors la mesure moyenne sur toute la durée de l'émission que nous effectuons en excitation pulsée tend vers 1. Ces effets ont été observés sur les microcavités exclusivement en excitation non-résonnante (cf annexe B) et nous pouvons supposer qu'en excitation résonnante ils sont négligeables.

2.2 Presentation des échantillons

2.2.1 Eléments sur la fabrication des échantillons

Comme nous l'avons vu au chapitre 1 nos échantillons sont essentiellement formés par une superposition de couches "minces", de quelques centaines de nm d'épaisseur. Ces couches sont réalisées par épitaxie par jets moléculaires (*Molecular Beam Hepitaxy* ou *MBE* en anglais) [4]. Le principe de fonctionnement de l'épitaxie repose sur l'échauffement jusqu'à sublimation des composants des alliages des semiconducteurs choisis, dans notre cas Ga, Al et As. Ensuite ces vapeurs condensent sur un cristal monocristallin appelé substrat. En variant les flux des différents matériaux l'alternance des couches de différente composition est générée. Pour obtenir des couches uniformes le substrat est mis en rotation. Des couches possédant un gradient d'épaisseur peuvent être obtenues en arrêtant cette rotation. Dans nos échantillons ce gradient est effectivement introduit dans les couches qui forment les cavités optique, de façon à pouvoir varier l'énergie du mode de la cavité en se déplaçant sur l'échantillon. La deuxième phase de production des échantillons est la gravure qui permet d'obtenir, si souhaité, des structures avec des formes spécifiques comme les cavités unidimensionnelles que nous allons étudier dans la suite.

4. Tous nos échantillons sont épitaxiés par Aristide Lemaître au LPN.

2.2.2 Microcavités multiples

Historiquement la première proposition théorique d'utilisation d'une microcavité multiple pour la génération paramétrique a été faite par notre groupe au cours des travaux de thèse de Carole Diederichs [17, 75]. Comme nous le verrons en détail au chapitre 4 le couplage de N microcavités détermine l'apparition de N modes de polaritons du bas. Il a été démontré qu'en exploitant les trois branches de polaritons bas issus d'une triple microcavité planaire un processus interbranche dégénéré en angle avec une pompe à l'incidence normale peut être observé.

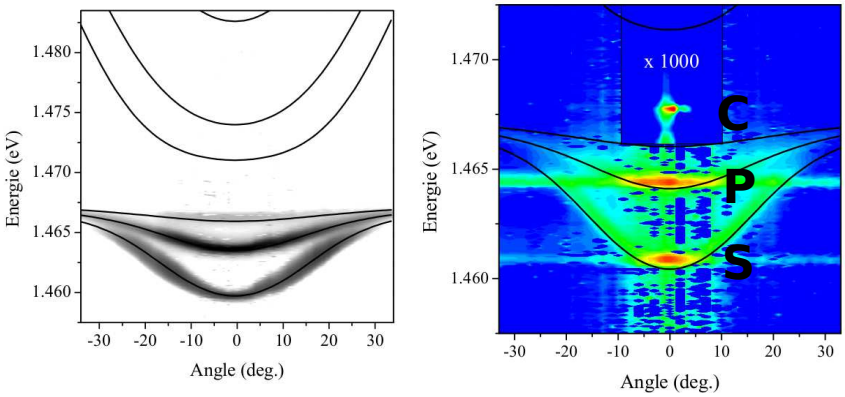


Figure 2.7 : A gauche dispersions expérimentales obtenues sur une microcavité triple. A droite processus paramétrique dégénéré en angle (les lettres P,S et C désignent les faisceaux pompe, signal et complémentaire). Ce processus est une réalisation du processus représenté sur la figure 1.14 b). Figure adaptée de [75].

Ce processus est la réalisation du schéma de la figure 1.14 b). Alternativement en n'utilisant que deux des trois branches, soit une microcavité double, un processus dégénéré en énergie peut être réalisé (cf partie b) de la figure 2.8). Ce processus a le grand avantage de produire deux faisceaux séparés en angle mais avec la même intensité et il est donc adapté pour l'étude des corrélations entre les deux. Un exemple typique de ce processus est représenté sur la figure 2.8 [18]. Dans ce système les faisceaux paramétriques (dénotés signal et complémentaire sur la partie a) de la figure 2.8) sont émis sur le cercle des états finaux possibles. Nous remarquons qu'un anneau est effectivement visible sur l'image. Cet anneau est attribué à la diffusion Rayleigh résonnante, c'est à dire au changement de direction de la lumière laser, diffusée par le désordre aux interfaces entre couches à l'intérieur de l'échantillon. Cette diffusion résonnante est linéaire en puissance avec le

laser. Il a été suggéré que le désordre aux interfaces vient de la petite différence des paramètres de maille entre couches ayant des compositions différentes. Ces contraintes relaxent en créant une ondulation des interfaces (responsables de la diffusion de la lumière) appelée mosaïcité [19]. Ces ondulations suivent les axes de haute symétrie de la structure cristalline et la diffusion Rayleigh, présente sur tout l'anneau, est particulièrement intense dans les directions favorisées par la mosaïcité (les 4 points plus intenses en croix figure 2.8). Finalement la diffusion paramétrique est elle aussi émise dans ces directions privilégiées, le Rayleigh pouvant amorcer l'OPO.

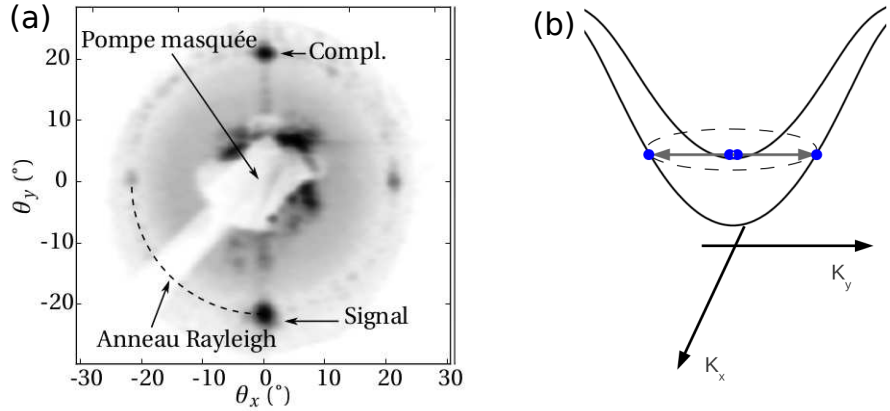


Figure 2.8 : a) Processus "horizontal" ou dégénéré en énergie. Figure adaptée de [18]. b) Représentation du processus en terme de dispersions.

Nous reviendrons sur ce type d'échantillon au chapitre 4 où nous détaillons la structure utilisée au cours de ce travail de thèse.

2.2.3 Microcavités unidimensionnelles ou fils photoniques

La deuxième méthode utilisée pour obtenir un multiplet de modes photoniques est la gravure d'une microcavité planaire simple pour obtenir des microcavités unidimensionnelles ou fils photoniques [76, 77]. L'échantillon utilisé ici est le même que celui étudié dans la thèse de T. Lecomte [18]. La cavité de départ est composée par deux miroirs de 26 (avant) et 30 (arrière) couples de couches en $Ga_{0.05}Al_{0.95}As$ et $Ga_{0.8}Al_{0.2}As$. La cavité est une cavité $\lambda/2$ en $Ga_{0.05}Al_{0.95}As$. Trois groupes de quatres puits quantiques en $GaAs$ sont insérés dans la structure. Le facteur de qualité de cette structure est de l'ordre de 16000 [78] et le dédoublement de Rabi mesuré est d'environ 10meV [21]. L'échantillon est

ensuite gravé en fils qui ont des largeurs qui varient entre 3 et 7 μm (nous considérerons dans les expériences uniquement les fils de largeur 3 ou 4 μm). Les fils sont orientés avec leur axe long normal au gradient d'épaisseur de la cavité, de façon à avoir chaque fil à désaccord constant. Dans ce cas la levée de dégénérescence des modes photoniques est assurée par la présence de nouvelles conditions aux limites dues à la formation des interfaces semiconducteur-air sur les parois des fils. Les modes de cavités seront donc confinés selon l'axe de croissance de la structure mais aussi selon l'axe court du fil, x, comme représenté sur la partie a) de la figure 2.9. A cause de cette levée de dégénérescence les modes photoniques de la structure seront donnés par l'expression :

$$E_C^{1D}(j_x, k_y) = \sqrt{\left(E_C^0\right)^2 + \frac{\hbar c}{n_c}\left[\left(\frac{\pi(j_x+1)}{L_x}\right)^2 + k_y^2\right]} \tag{2.2.1}$$

où nous avons indiqué avec L_x la largeur du fil.
Dans cette expression, qui représente le multiplet issu du mode de plus faible énergie de la cavité, nous retrouvons donc le confinement du champ dû à la gravure, mais aussi le fait que les modes de cavité continuent à avoir une dispersion suivant l'axe y du fil. Par contre, le long de x il n'y aura aucune dépendance de l'énergie avec le vecteur d'onde. De plus, chaque mode j_x aura un profil du champ électrique le long de x possédant un nombre de nœuds égal à j_x. Chaque mode aura donc un profil d'émission suivant x différent (des exemples sont représentés sur la partie c) de la figure 2.9) [79].

La rayon de Bohr de l'exciton 1S étant d'environ 10 nm dans le GaAs, la gravure n'affecte que très légèrement les énergies des états excitoniques qui seront données par :

$$E_X^{1D}(m, K_y) = E_X^{2D}(K=0) + \frac{\hbar^2 K_y^2}{2M} + \frac{\hbar^2}{2M}\frac{(m+1)\pi^2}{L_x^2} \tag{2.2.2}$$

$E_X^{2D}(K=0)$ est l'énergie de l'exciton sans gravure, le deuxième terme est l'énergie cinétique le long de l'axe du fil et le troisième est l'énergie de confinement du à la gravure. La levée de dégénérescence générée par la gravure n'est donc que de 30neV entre les modes 0 et 1 et elle sera négligée par la suite. Par contre, à cause de la brisure de symétrie le long de l'axe x, le mode photonique j_x ne sera couplé qu'au mode excitonique possédant la même symétrie $j_x = m$ [21, 80].
Le hamiltonien de couplage exciton photon sera donc diagonal par blocs avec le bloc H_l donné par

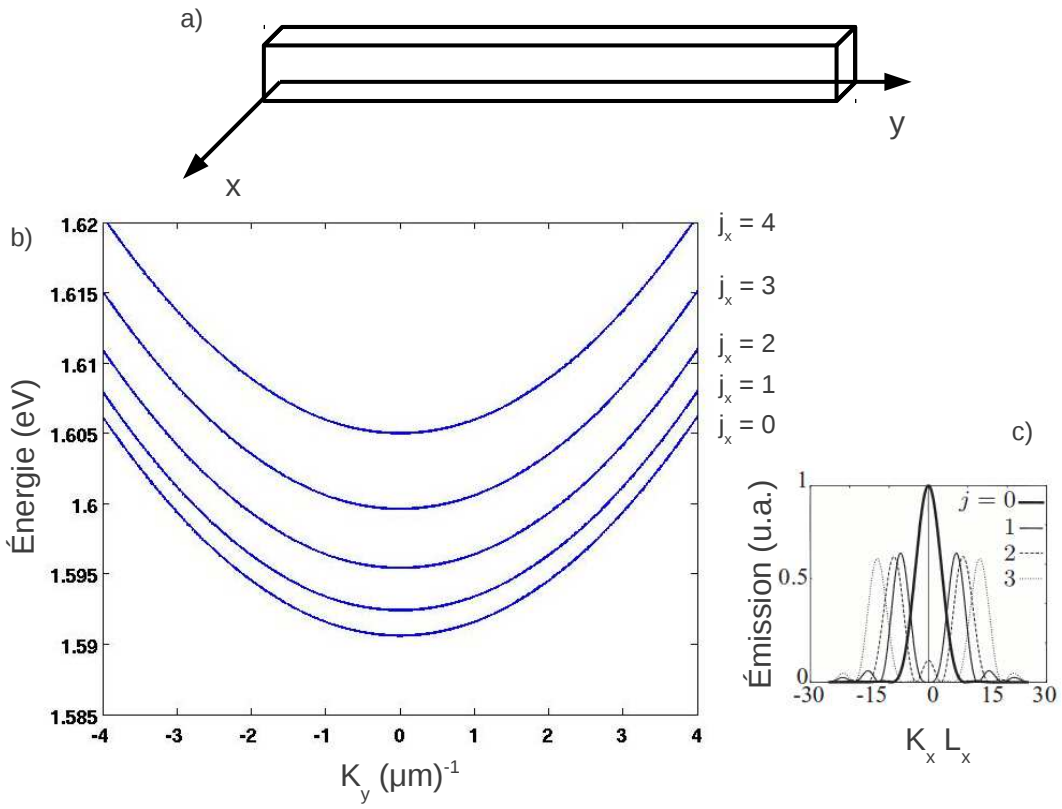


Figure 2.9 : a) représentation schématique d'un fil photonique obtenu par gravure d'une microcavité planaire. b) Dispersions des énergies des modes de cavité le long de l'axe y. c) Profil d'émission le long de l'axe x [21].

$$H_l = \begin{pmatrix} E_X^{1D}(m=l,K_y) & \frac{\hbar\Omega}{2} \\ \frac{\hbar\Omega}{2} & E_C^{1D}(j=l,K_y) \end{pmatrix} \tag{2.2.3}$$

En couplage fort les modes de polaritons seront issus de la diagonalisation de chacun de ces blocs.

Maintenant nous pouvons présenter l'émission en champ lointain d'un fil de largeur 4μm. Une levée de dégénérescence des modes est observée lorsqu'on résout en polarisation l'émission du fil. La figure 2.10 montre l'émission du fil suivant une polarisation $\parallel$ à l'axe du fil (à gauche) et $\perp$ (à droite). Nous observons un décalage du mode $j_x = 0$ de presque 1 meV. Cet effet sera étudié précisément au paragraphe 2.3.

Cette levée de dégénérescence fait de ce système un excellent candidat pour réaliser

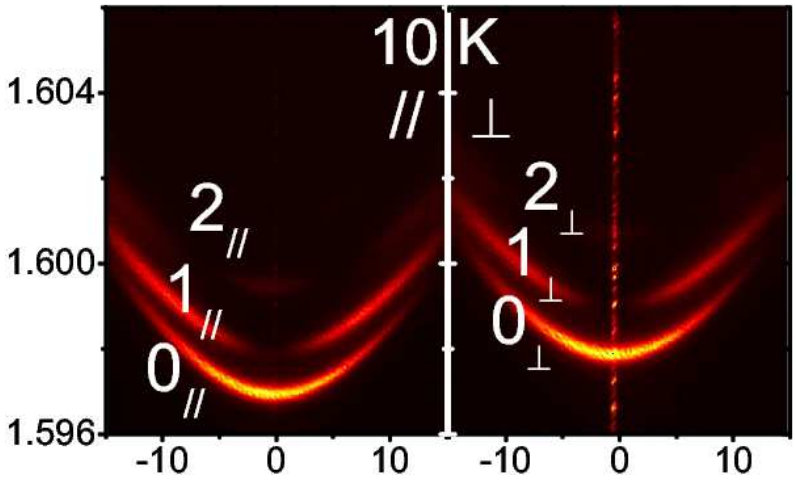


Figure 2.10 : Dispersions des modes de polaritons bas pour un fil de largeur 4μm. A gauche polarisation en détection parallèle à l'axe long du fil, à droite perpendiculaire à cet axe [20].

un processus de diffusion paramétrique dégénéré en énergie. En particulier, nous allons étudier le processus qui autorise l'excitation à résonance du mode $0_\perp$ et des états finaux sur le mode $0_\parallel$. Les résultats obtenus dans cette configuration sont résumés sur la figure 2.11.

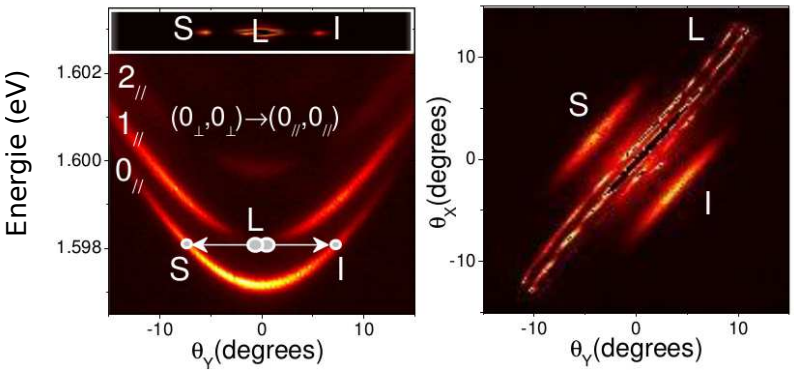


Figure 2.11 : a) La figure montre la dispersion polarisée parallèlement à l'axe du fil et dans le rectangle en haut le résultat de l'excitation résonnante. Le faisceau de pompe est indiqué par L, les deux faisceaux paramétriques sont indiqués par S et I. b) Image de l'émission en champ loin (fente du spectromètre ouverte, réseau à l'ordre zéro).

Si nous mesurons l'intensité des deux taches indiquées par S et I (le complémentaire est indiqué ici comme *Idler*) figure 2.11, nous obtenons les résultats montrés sur la figure 2.12.

Les intensités des faisceaux signal et complémentaire sont remarquablement équilibrées.

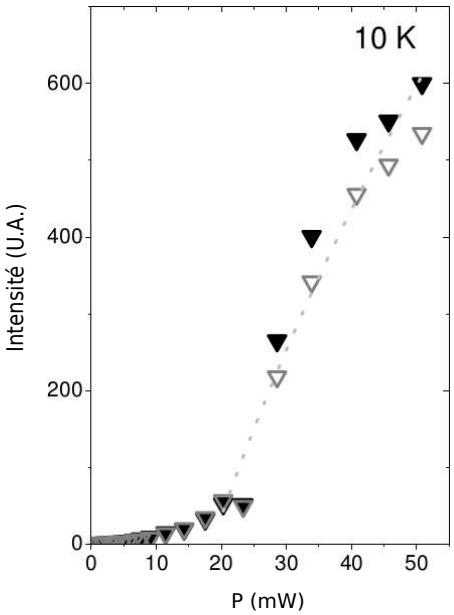


Figure 2.12 : a) Intensités émises par les deux faisceaux paramétriques de la figure 2.11 en fonction de la puissance de pompe P_p. La ligne en tiret est une fonction de type $\sqrt{P_p} - \sqrt{P_0}$.

Sur la base d'un modèle pour les trois modes de polaritons de pompe, signal et complémentaire, les observations effectuées sur cet échantillon en fil peuvent être expliquées, en obtenant en particulier les expressions pour les intensités de seuil et les intensités des faisceaux signal et complémentaire en fonction de la puissance de pompe. Il peut être utile ici de rappeler brièvement ces résultats en suivant la démarche adoptée précédemment par notre groupe [21]. A partir de l'hamiltonien décrivant les polaritons en interaction (équation 1.1.24), nous pouvons écrire l'hamiltonien prenant en compte uniquement les trois modes pompe, signal et complémentaire et retenir seulement les termes qui font intervenir deux fois l'opérateur p_p de pompe. En réécrivant les opérateurs dans leur forme lentement variable :

$$\tilde{p}_{p,s,c} = p_{p,s,c}(t) e^{i\tilde{E}_{p,s,c}t/\hbar} \tag{2.2.4}$$

nous pouvons obtenir les équations d'Heisenberg pour ces opérateurs. Ces équations forment le système :

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{p}_s}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}V(E)\tilde{p}_c^{\dagger}\tilde{p}_p^2 - \gamma_s\tilde{p}_s \\ \frac{d\tilde{p}_c}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}V(E)\tilde{p}_s^{\dagger}\tilde{p}_p^2 - \gamma_c\tilde{p}_c \\ \frac{d\tilde{p}_p}{dt} &= -\frac{i}{\hbar}2V(E)\tilde{p}_p^{\dagger}\tilde{p}_s\tilde{p}_c - \gamma_p\tilde{p}_p + P_p^{in}\end{aligned} \tag{2.2.5}$$

où nous avons introduit les largeurs de raie γ_i et le terme de pompage extérieur P_p. Nous nous intéressons maintenant aux solutions stationnaires, en annulant les dérivés par rapport au temps. En imposant que le déterminant du système composé par les deux premières équations soit nul, nous obtenons la condition suivante pour le seuil d'oscillation :

$$|p_{p,seuil}|^2 = \frac{\sqrt{\gamma_s\gamma_c}}{(V/\hbar)} \tag{2.2.6}$$

Au seuil d'oscillation, la relation entre la population des polaritons de pompe et le terme de pompage est :

$$|P_p^{in}|^2 = \gamma_p^2|p_{p,seuil}|^2 \tag{2.2.7}$$

Dans l'approximation des quasi-modes la relation entre le terme de pompage introduit dans l'équation 2.2.5 et l'amplitude du champ de pompe incidente $E_{p,seuil}^{in}$ est :

$$P_{p,seuil}^{in} = C_p\sqrt{2\gamma_c}E_{p,seuil}^{in} \tag{2.2.8}$$

En considérant que l'intensité du faisceau de pompe est donnée par

$$I_{p,seuil}^{in} = |E_{p,seuil}^{in}|^2 \tag{2.2.9}$$

nous pouvons obtenir une relation qui lie les intensités de la pompe au seuil aux autres paramètres du système :

$$I_{p,seuil}^{in} = \frac{\gamma_p^2\sqrt{\gamma_s\gamma_c}}{C_p^2 2\gamma_C(V/\hbar)} \tag{2.2.10}$$

Toujours dans le cadre de l'approximation des quasi-modes, les intensités des faisceaux signal et complémentaire peuvent être écrites comme :

$$I_s = \frac{\gamma_C C_s^2 \gamma_p}{V/\hbar} \sqrt{\frac{\gamma_s}{\gamma_c}} \left(\frac{\sqrt{I_p^{in}} - \sqrt{I_{p,seuil}^{in}}}{\sqrt{I_{p,seuil}^{in}}} \right) \tag{2.2.11}$$

Dans notre mécanisme de génération paramétrique, $I_s = I_c$ car le poids photon est le même pour les deux polaritons.

La dépendence théorique des puissances des faisceaux signal et complémentaire est donc $P_{s,c} \propto \sqrt{P_p} - \sqrt{P_0}$, avec P_0 puissance de pompe au seuil d'oscillation. Un ajustement de type racine carrée est montré en pointillé sur la figure 2.12.

2.2.4 *Corrélations signal-complémentaire : état de l'art*

Dans les dernières années notre groupe a étudié les corrélations entre les faisceaux signal et complémentaire en réalisant des mesures de bruit d'intensité [18,75]. Il peut être démontré que deux faisceaux jumeaux montrent une réduction du bruit sur la différence des intensités $D = I_S - I_C$. Quand le bruit sur D devient plus petit que le bruit sur l'intensité du laser (où *shot noise*) un état non-classique de la lumière est effectivement réalisé. Pour reprendre le formalisme développé au chapitre introductif la différence des intensités est, dans un système composé par deux faisceaux, la quadrature sur laquelle une réduction du bruit au dessous de la limite quantique standard est attendue. La figure 2.13 montre une mesure de bruit sur la différence des intensités D en fonction de la puissance d'excitation pour un processus OPO dégénéré en énergie. Le bruit sur la différence étant normalisé au shot noise, la condition de gémellité des deux faisceaux est représentée par la région du graphe en dessous de 1. Il est évident que ce régime n'est jamais atteint : le bruit mesuré demeure toujours plus élevé que la limite quantique standard.

Toutefois au voisinage du seuil d'oscillation le bruit mesuré s'approche du *shot noise*. Cependant, pour les faibles puissances d'excitation les détecteurs utilisés pour cette expérience n'avaient pas assez de sensibilité pour réaliser avec une bonne précision les expériences. Ces résultats semblent suggérer que le régime le plus intéressant du point de vue des corrélations quantiques est celui au voisinage et surtout sous le seuil d'oscillation. En suivant ces indications et les prévisions fournies par les modèles présentés au chapitre 1 nous avons donc décidé de réaliser des expériences plus adaptées au régime des faibles flux de photons avec le montage HBT présenté précédemment. Ces expériences seront

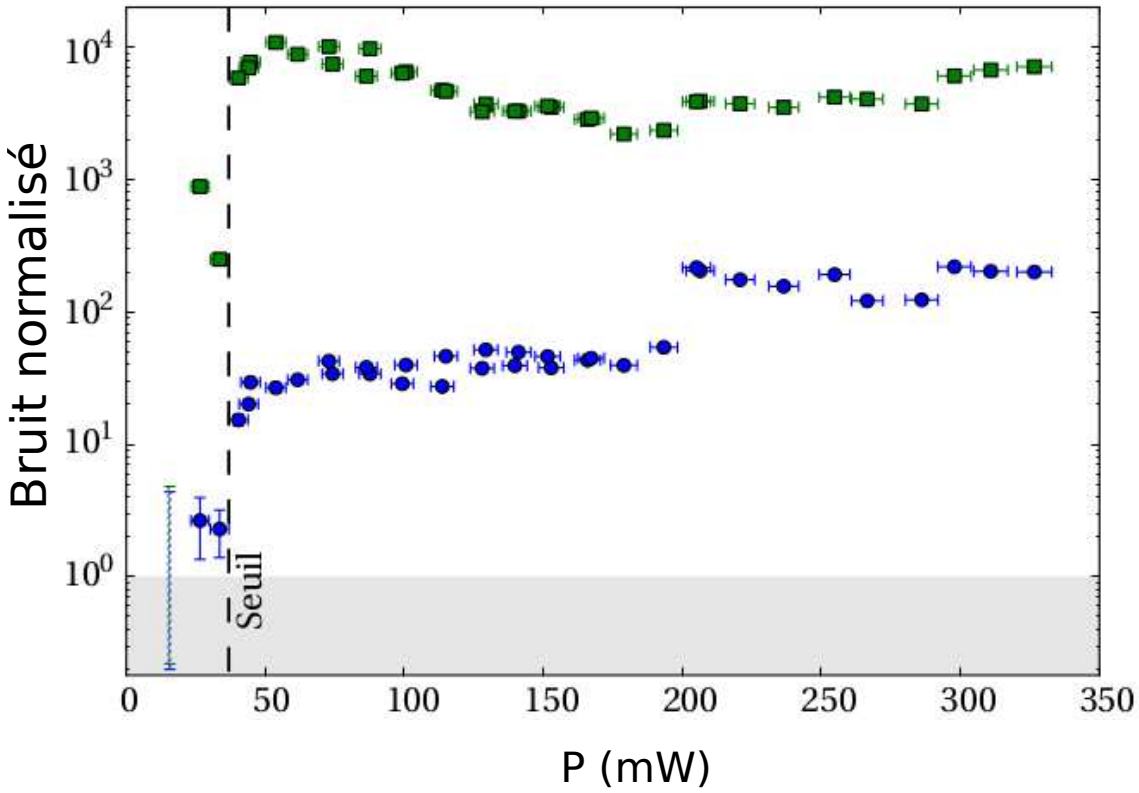


Figure 2.13 : Les cercles représentent le bruit sur la différence des intensités, les carrés le bruit sur la somme. Le fait que le bruit sur la somme soit plus élevé que celui sur la différence est une indication du fait que les deux faisceaux sont corrélés classiquement. [18]

présentées au cours du chapitre 3.

2.3 Etude de la levée de dégénérescence en polarisation

La levée de dégénérescence en polarisation des modes de polaritons observée au paragraphe précédent permet effectivement l'observation du processus paramétrique dégénéré en énergie. Cet effet de levée de dégénérescence a été observé sur un échantillon contenant un seul puits quantique et gravé en fil de largeur 4μm [75]. Dans ce cas le mode polarisé parallèlement au fil était le plus haut en énergie et la levée de dégénérescence était de l'ordre de 250μeV pour un désaccord cavité-exciton de $\delta = -9$meV. De plus cet écart en énergie diminuait quand l'indice j du mode augmentait. L'origine de la levée de dégénérescence avait été identifiée comme provenant de la biréfringence induite par l'asymétrie du

système. Cette asymétrie produit des contraintes anisotropes quand l'échantillon qui est collé à chaud sur le doigt froid du cryostat est refroidi jusqu'aux températures de quelques K. Le résultat en est une différence dans les indices de réfraction de la cavité selon les deux directions parallèle et normale à l'axe du fil. Sur cet échantillon la cause de la levée de dégénérescence était donc due à la partie photonique des polaritons. Dans ce paragraphe nous présentons un certain nombre de données obtenues en étudiant les modes de dispersions des fils. Ces observations vont nous donner une perspective différente sur l'origine de cette levée de dégénérescence dans l'échantillon considéré ici. D'abord nous avons évalué la variation de la différence en énergie en fonction de l'indice j du mode de polariton. Les spectres représentés sur la figure 2.14 montrent des coupes en $k \sim 0$ d'une dispersion obtenue sur un fil de largeur 3μm, pour un désaccord polariton-exciton d'environ -9meV. [5]

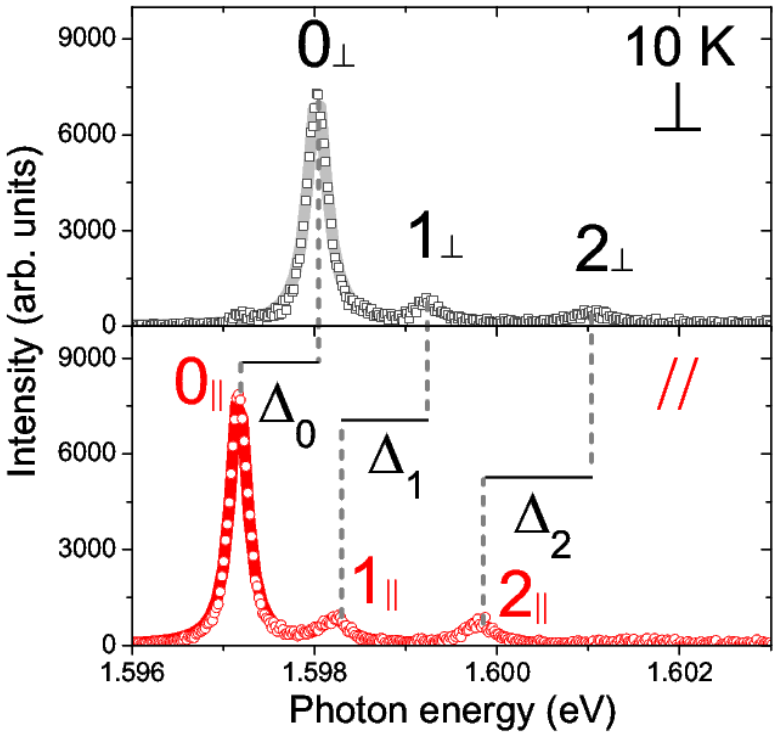


Figure 2.14 : Profils d'intensité obtenus en coupant les dispersion en $k \sim 0$ dans les deux polarisations d'émission. Il est évident que le splitting augmente avec l'indice du mode.

5. Dans les dispersions des fils photonique, un faible résidu de l'émission de l'exciton est visible. Pour cette raison dans cet échantillon nous allons souvent évoquer le désaccord polariton-exciton qui est directement mesurable. Le mode de polariton considéré est le $j = 0$.

Contrairement à ce qui a été observé sur l'ancien échantillon, ici la différence en énergie entre polarisations augmente avec l'indice j du mode ($\Delta_2 > \Delta_1 > \Delta_0$).
Ensuite nous avons observé comment la dispersion des modes était modifiée en augmentant la température. La figure 2.15 montre les dispersions pour un désaccord exciton-polariton d'environ -9meV. Le changement de température affecte essentiellement l'énergie de l'exciton : à cause de la réduction de l'énergie du gap, l'énergie de l'exciton diminue aussi [31,54]. Le résultat d'une variation de température est donc celui de rapprocher l'exciton du mode de cavité, comme montré figure 2.15, où la position approximative de l'exciton est indiquée avec X. La variation de température est donc une méthode pour faire varier, sur un fil donné, le désaccord exciton-photon.

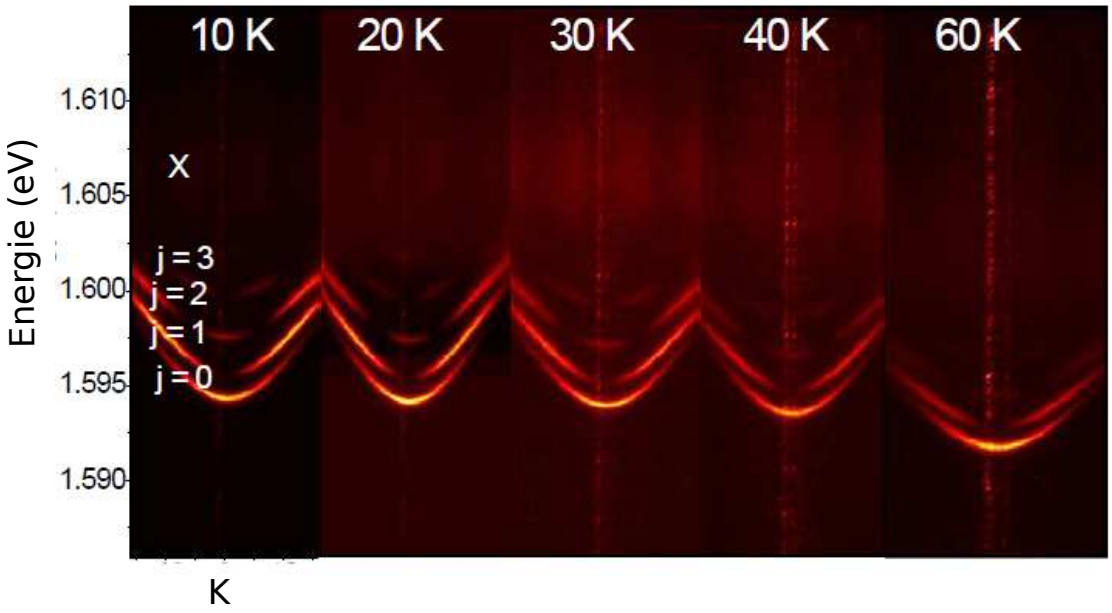


Figure 2.15 : Effet de la variation de température sur un multiplet de dispersions de polaritons issus d'un fil de largeur 3μm et un désaccord photon-exciton d'environ -9 meV. La lettre X indique la position approximative de l'exciton.

Il est intéressant de mesurer cette levée de dégénérescence pour les différents modes en fonction de la température. Les résultats sont montrés sur la figure 2.16, pour trois désaccords polariton-exciton différents. Ce graphe confirme que le dédoublement en polarisation augmente avec l'indice du mode j, mais il dit aussi que pour un j donné ce dédoublement augmente en allant vers les désaccord moins négatifs. De plus, pour un fil donné le dédoublement augmente avec la température, c'est à dire en rapprochant l'exciton du mode de cavité et donc en allant encore une fois vers des désaccords moins négatifs.

Finalement pour des désaccord très négatifs (panneau gauche de la figure 2.16) le signe de la levée de dégénérescence est inversé. Donc quand les excitations dans notre système sont essentiellement photoniques nous retrouvons le signe de la levée de dégénérescence identifiée sur l'ancien échantillon (confirmant son origine photonique).

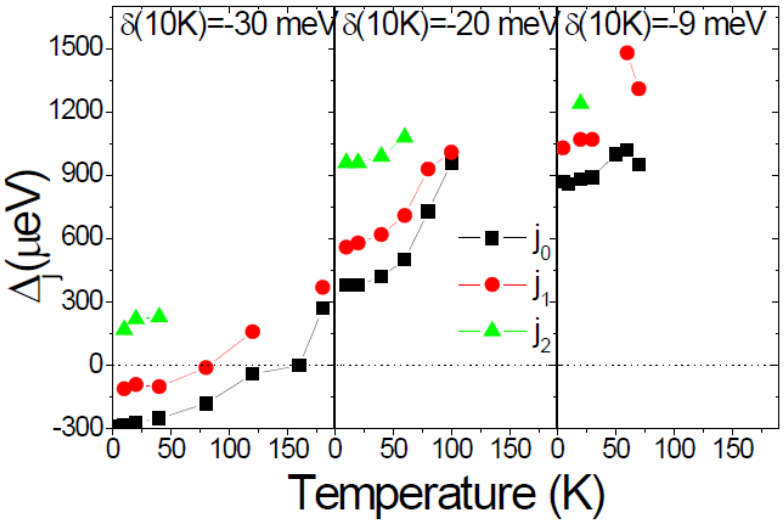


Figure 2.16 : Mesure des dédoublements en polarisation pour trois désaccords différents. Les carrés noirs représentent la levée de dégénérescence des modes $j = 0$, les cercles rouges celle des modes $j = 1$ et les triangles verts celle des modes $j = 2$.

L'ensemble de ces observations suggère que plus l'exciton s'approche du mode photonique, plus le désaccord augmente. Cet effet de levée de dégénérescence pourrait donc être lié au poids de la composante excitonique du mode polaritonique. Nous avons déjà vu que la gravure, étant sur des largeurs beaucoup plus importantes de la taille de l'exciton, elle affecte les énergies de l'exciton de façon négligeable. Toutefois d'autres effets existent qui peuvent entraîner une levée de dégénérescence des états excitoniques couplés à la lumière, et notamment les effets liés à l'interaction d'échange entre électrons et trous. De plus, la gravure n'agit pas seulement avec un effet de confinement. En effet elle permet à la contrainte cumulée pendant la croissance de l'hétérostructure de relaxer selon l'axe court du fil, pendant que la structure reste contrainte sur l'axe long du fil [81]. Cette réduction de symétrie se traduit par une anisotropie de l'interaction d'échange électron-trou [81, 82] qui couple les deux états brillants avec $m_{J=\pm1}$ en produisant deux états excitonique couplés à la lumière et avec des énergies différentes. Ces états seront polarisés respectivement de façon parallèle et perpendiculaire au fil. Toutefois l'ordre de grandeur de cette levée de

dégénérescence est plutôt de l'ordre de quelques dizaines de μeV [77, 81, 82]. Donc encore une fois cet effet n'est pas (le seul) responsable de la levée de dégénérescence observée ici, qui peut atteindre presque le meV.

2.3.1 Relation avec le dédoublement de Rabi

Nous allons à présent nous concentrer sur le mode fondamental $j = 0$ et montrer comment cette levée de dégénérescence peut être décrite en supposant d'avoir des valeurs de dédoublement de Rabi différentes selon les deux polarisations. Sur la figure 2.17 nous avons superposé aux dispersions du mode $j = 0$ les dispersions théoriques obtenues en laissant les mêmes valeurs de E^C et E^X et en utilisant des valeurs de dédoublement de Rabi différents : respectivement $\hbar\Omega_\perp = 8.2$meV et $\hbar\Omega_\parallel = 10.3$ meV.

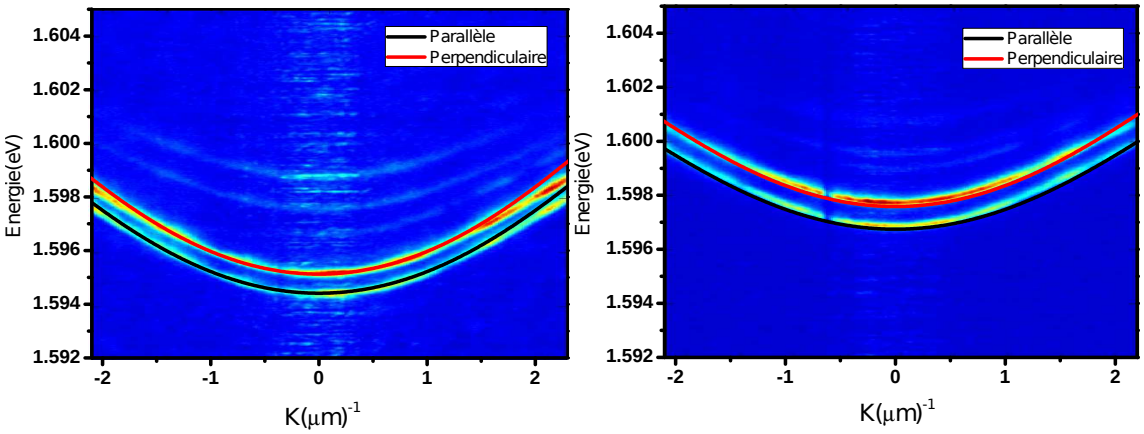


Figure 2.17 : A gauche : superposition des dispersions expérimentales et de celles calculées avec $E_C^0 = 1.5956$eV et $E_X = 1.6062$. Pour les deux polarisation deux valeurs différentes du dédoublement de Rabi ont été utilisées : respectivement $\hbar\Omega_\parallel = 8.2$meV et $\hbar\Omega_\perp = 10.3$ meV. A droite : même chose sur un fil à désaccord moins négatif. Dans ce cas : $E_C^0 = 1.5985$eV et $E_X = 1.6062$. Les valeurs de dédoublement de Rabi sont les mêmes qu'à gauche.

La superposition entre dispersions expérimentales et dispersions calculées est reproduite pour deux fils présentant des désaccords polariton-exiton différents, en utilisant les mêmes valeurs des dédoublement de Rabi. Nous soulignons ici qu'aucune levée de dégénérescence sur la seule composante photonique ni sur la composante excitonique n'a été prise en compte dans la figure 2.17.

Nous avons essayé de comprendre si cette observation peut être systématique en me-

surant la levée de dégénérescence sur tous les fils ayant un désaccord polariton-exciton compris entre -16meV et -4meV, c'est à dire la plage des désaccords sur lesquels l'OPO est observé expérimentalement. Les résultats pour le mode $j = 0$ sont représentés sur la figure 2.18(les points rouges). La barre d'erreur est donnée par la résolution du spectromètre.

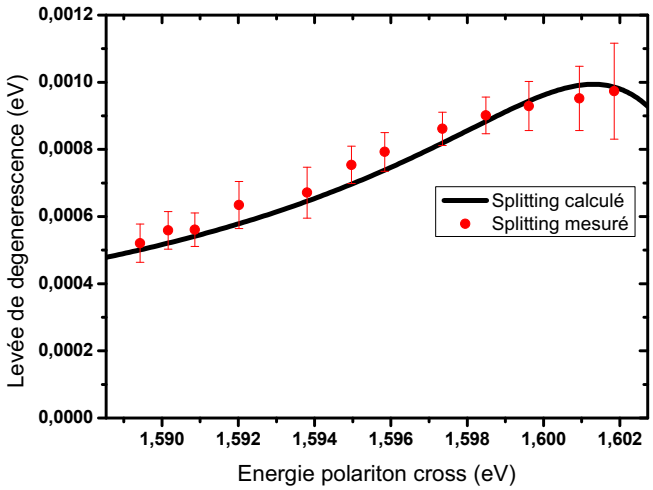


Figure 2.18 : Points rouges : dédoublements en polarisation mesurés. En noir : valeurs calculées avec la formule Δ de l'équation 2.3.1. Les paramètres de dédoublement de Rabi utilisés ici sont $\hbar\Omega_\perp = 8.0$meV et $\hbar\Omega_\parallel = 9.9$meV. L'énergie de l'exciton est $E_X = 1.6063$eV. L'énergie de la cavité est faite varier afin d'obtenir les différentes énergies des polaritons.

La courbe noire représente les valeurs de la différence en énergie entre deux modes de polaritons ayant des valeurs de dédoublement de Rabi différents. Son expression est donnée par

$$\begin{aligned} \Delta &= P_\perp - P_\parallel \\ P_\parallel &= \frac{1}{2}\left(E^C + E^X - \sqrt{(E^C - E^X)^2 + (\hbar\Omega_\parallel)^2}\right) \\ P_\perp &= \frac{1}{2}\left(E^C + E^X - \sqrt{(E^C - E^X)^2 + (\hbar\Omega_\perp)^2}\right) \end{aligned} \tag{2.3.1}$$

Cette quantité Δ a été calculée pour la plage de désaccord d'intérêt et nous avons ensuite superposé les calculs aux dédoublements mesurés, en fonction de l'énergie du polariton polarisé perpendiculairement au fil. Avec cette expression simple nous sommes à même de prévoir la valeur de la levée de dégénérescence pour une énergie de polariton

donnée. Avant de fournir une explication possible pour cet effet il vaut mieux souligner que l'accord avec le calcul pourrait être amélioré, par exemple en incluant le levée de dégénérescence des composantes excitonique et photonique, ainsi que le déplacement de l'énergie de l'exciton le long de l'échantillon. Mais il est évident que ces effets ne sont pas la contribution principale à la levée de dégénérescence observée sur la plage de désaccords considérée ici.

2.3.2 Explication de l'effet

Nous pouvons désormais essayer de déterminer le mécanisme physique responsable d'une anisotropie dans le dédoublement de Rabi, comme celle que nous évoquons ici. Une différence de dédoublement de Rabi peut être liée à une différence dans les forces d'oscillateurs des transitions excitoniques polarisées parallèlement et perpendiculairement au fil. Des effets similaires ont été observés par exemple dans les cavités sous effort, systèmes qui ont été étudiés dans le cadre des premières études sur la condensation des polaritons [83,84]. D'ailleurs nous savons que notre échantillon, en étant collé à chaud, une fois refroidi est sujet à des contraintes anisotropes liées à la différence de coefficient de dilatation thermique entre le porte-échantillon et l'échantillon même [75, 81]. Ces contraintes induites sont responsables d'un effet de mélange trou lourd/trou léger qui affecte différemment les deux états brillants polarisés respectivement parallèlement et perpendiculairement au fil [82]. A cause de ce mélange trou lourd/trou léger les deux populations excitoniques seront différemment couplées à la lumière.[6] La contrainte sur la structure peut produire un dédoublement de l'énergie des polaritons assez important, même si le dédoublement de l'énergie des excitons est plutôt faible au départ. Pour pouvoir confirmer cette explication, des mesures de réflectivité résolues en polarisations sont envisageables [82], ce qui permettrait une mesure directe des quantités $\hbar\Omega_{\parallel}$ et $\hbar\Omega_{\perp}$ (Avec une mesure de réflectivité la séparation en énergie entre les creux correspondant au polariton du bas et du haut est directement mesurée, cf. 1.4, et en connaissant le désaccord exciton-photon les dédoublement de Rabi peuvent être déduits).

6. Dans le cas d'un puits quantique sujet à une réduction de symétrie et des contraintes les nouveaux niveaux énergétiques des excitons sont determinés en diagonalisant le terme hamiltonien décrivant l'interaction d'échange et le terme hamiltonien décrivant la contrainte, appelé hamiltonien de Bir-Pikus, responsable du mélange trou lourd-trou léger. Ce dernier terme nous donnerait une relation avec le terme effectif de contrainte agissant sur la structure.

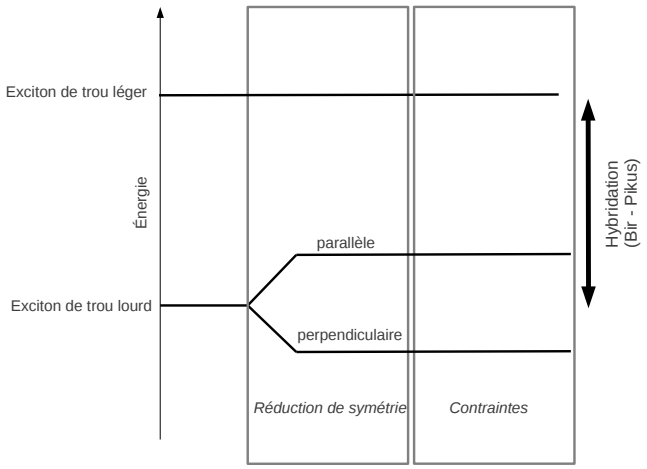


Figure 2.19 : Explication du mécanisme responsable de la levée de dégénérescence en polarisation sur les fils photonique. La réduction de symétrie due à la gravure entraîne, à cause de l'interaction d'échange anisotrope, une levée de dégénérescence entre les excitons brillants polarisés parallèlement et perpendiculairement à la longueur du fil. Ensuite la contrainte due au refroidissement est responsable du mélange trou lourd-léger, qui fait apparaître une différence dans le couplage à la lumière comment nous l'observons sur les dispersions.

Finalement nous remarquons que la capacité de prévoir quantitativement la levée de dégénérescence et pouvoir éventuellement la contrôler avec la contrainte pourrait ajouter un degré de liberté pour réaliser les schémas de diffusion paramétrique dans ce type de microcavité. De plus, l'application d'une tension structurelle aux cavité planaires pour ouvrir des nouveaux mécanismes de diffusion paramétriques pourrait être envisageable.

2.4 Processus OPO multiples

Nous avons vu au chapitre 1 comment des processus non-linéaires en optique peuvent produire des faisceaux avec des caractéristiques différentes de celles du faisceau de pompe incidente. Quand ces faisceaux produits par l'interaction non-linéaire entre le faisceau de pompe et le milieu non-linéaire agissent à leur tour comme un faisceau de pompe pour d'autres faisceaux, cette séquence de processus non-linéaires prend le nom de cascade d'effets non-linéaires [47]. Grâce aux non-linéarités très efficaces présentes dans l'échantillon gravé en fil nous avons pu observer des processus multiples qui font le sujet de ce paragraphe. Ces observation se réfèrent à un fil de largeur 4μm. L'effet que nous voulons

décrire est représenté sur la figure 2.20.

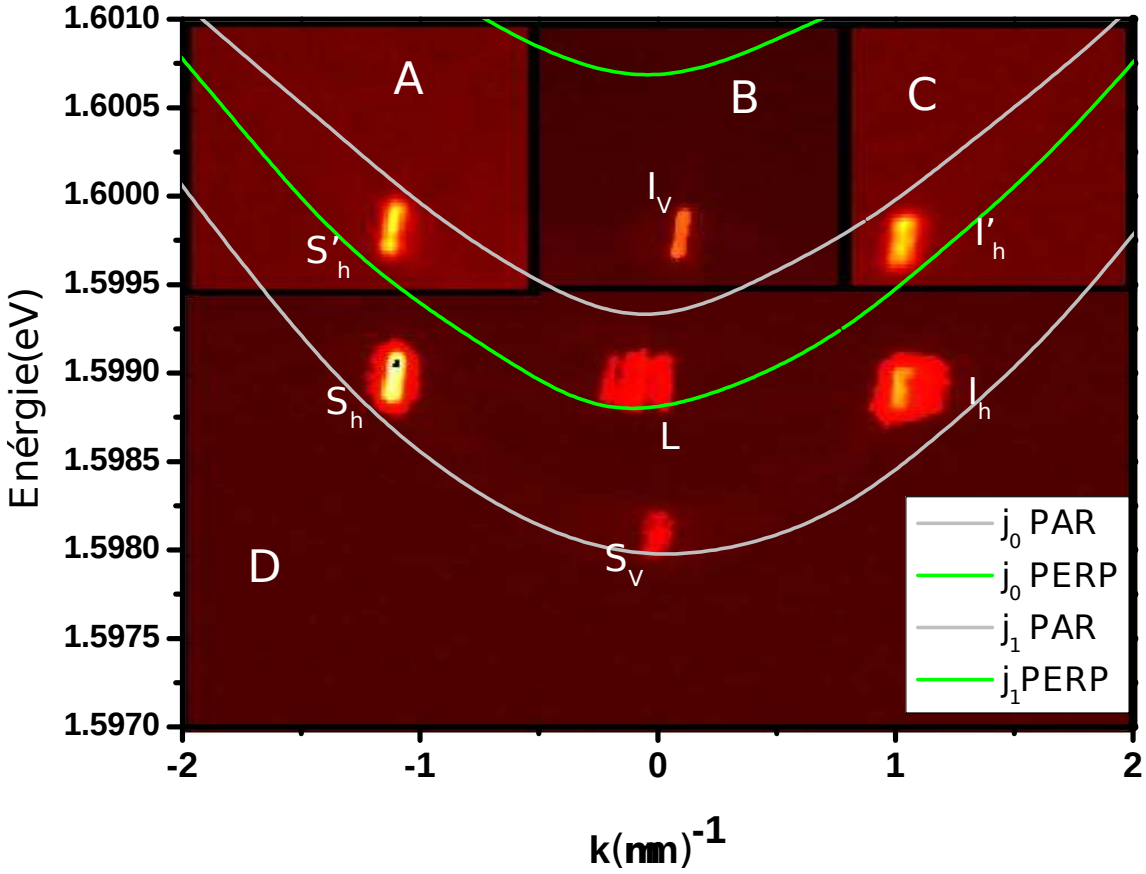


Figure 2.20 : Reconstruction de l'émission sous excitation résonnante pour un fil de largeur 4μm et désaccord polariton-exciton -8.5meV. L'image est formée par des morceaux provenant de mesures différentes. Les parties A et C sont polarisées comme le laser d'excitation. Les parties B et D sont polarisées perpendiculairement par rapport au laser. Les intensités de chaque partie sont multipliées par des facteurs différents pour raisons de visibilité.

Au delà du processus dégénéré en énergie standard que nous avons déjà présenté (taches S_H, I_H sur la figure 2.20) nous avons remarqué d'autres taches, dénotées respectivement S_V, I_V et S'_H, I'_H. La tache L représente un résidu du laser de pompe en $k \sim 0$. Avant de discuter l'origine de ces taches il faut préciser que l'image représentée sur la figure 2.20 est en réalité composée de plusieurs parties. La partie D est enregistrée en polarisation croisée par rapport au laser de pompe. La partie B a la même polarisation que D mais son intensité est multipliée par environ un facteur 100 par rapport à D. Finalement les parties A et C ont la même polarisation que le laser et leurs intensités sont multipliées par un rapport environ 10 par rapport à D. Pour comprendre l'origine de ces taches nous devons forcément

prendre en considération les dispersions des différents modes de polaritons dans la région de l'espace (E, k) considérée. Par souci de clarté nous avons représenté les dispersions sur la figure 2.21. Les lignes représentant les dispersions sont obtenues par interpolation des points expérimentaux repérés sur les images obtenues directement sur la CCD. Ces points expérimentaux sont aussi représentés en figure 2.20 pour permettre une comparaison directe avec les positions des taches paramétriques.

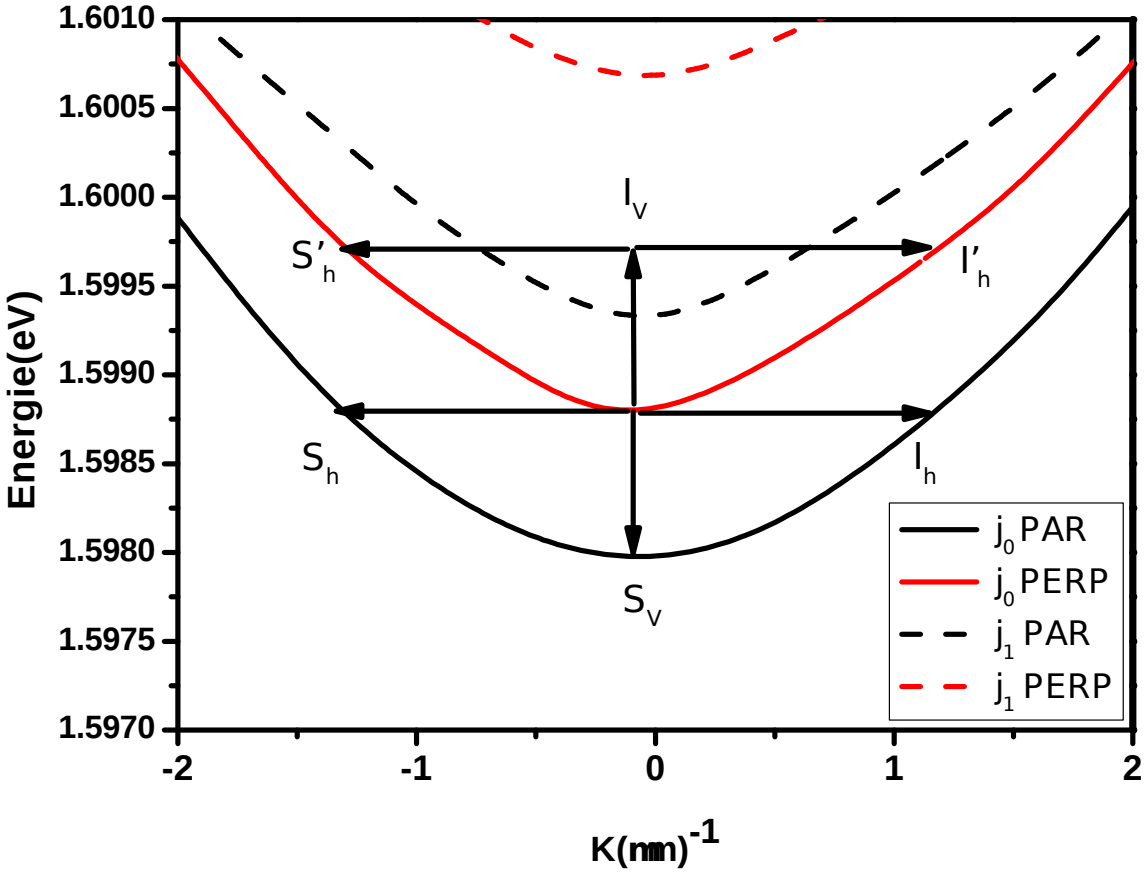


Figure 2.21 : Les lignes en trait continu représentent les dispersions expérimentales obtenues en interpolant les points repérés sur les images. Les flèches représentent les processus paramétriques que nous suggérons pour interpréter les observations de la figure 2.20.

Les flèches de la figure 2.21 représentent des processus paramétriques qui pourraient donner naissance aux taches de la figure 2.20. Ces taches peuvent être interprétées comme le résultat de plusieurs processus :

– Le processus horizontal "standard", pompé par le laser et avec les états finaux dénotés S_H, I_H

- Un processus vertical, c'est à dire dégénéré en angle. Ce processus est lui aussi pompé par le laser et ses états finaux sont S_V, I_V
- Un deuxième processus horizontal, pompé cette fois par le complémentaire du processus vertical et avec états finaux S'_H, I'_H.

En comparant les positions des taches par rapport aux dispersions sur la figure 2.20 il est clair que les taches sont décalées en énergie vers le bleu par rapport aux dispersions. Il s'agit d'une conséquence directe de l'effet de renormalisation des énergies des polaritons dû aux interactions polariton-polariton (*blushift* en anglais). La tache indiquée par I_V apparaît effectivement beaucoup moins intense par rapport à son signal S_V. Deux effets peuvent contribuer à cette baisse d'intensité d'émission :

- l'état I_V appartient à un mode impair ($j = 1$), qui a un minimum de son diagramme d'émission en $k_x \sim 0$, comme nous l'avons montré sur la figure 2.9 c) ;
- l'énergie du point I_V, repéré sur l'image 2.21 comme le symétrique de S_V par rapport à la pompe, apparaît décalée par rapport à la position du minimum de la bande $j_{0\perp}$ et donc il pourrait donner en excitation résonnante une population légèrement hors-résonance.

Finalement nous avons mesuré les intensités de chacune de ces taches en fonction de la puissance du laser de pompe. Les résultats sont reproduits sur la figure 2.22.

La partie b) montre en particulier que les taches S_V et I_V ont la même dépendance en fonction de la puissance d'excitation, ce qui confirme le fait qu'elles font partie du même processus. La partie c) montre les intensités des deux taches S'_h et I'_h. Finalement nous représentons en d) l'intensité de la tache S'_h en fonction de la tache I_V, qui agit dans notre interprétation comme pompe pour le processus horizontal à plus haute énergie. Même si cette mesure est bruitée, elle nous permet d'identifier un seuil d'oscillation (ligne en tiret), qui confirme notre interprétation de processus en cascade.
Les effets multiples décrits dans ce paragraphe ne s'observent pas sur tous les fils. Probablement sont-ils limités aux fils pour lesquels l'écart en énergie $\Delta_0 = E_{O,\perp} - E_{0,\parallel}$ est très proche de l'écart $E_{1,\parallel} - E_{0,\perp}$, afin de rendre effectif le processus vertical dégénéré en angle montré figure 2.21.

2.5 Conclusions

Dans la première partie de ce chapitre nous avons présenté les dispositifs expérimentaux qui nous ont accompagné au cours de ce travail de thèse. Le montage Hanbury Brown et Twiss conçu et réalisé au cours de ma première année de thèse a été introduit. La caractérisation de notre source laser en mode pulsé picoseconde a été aussi présentée. Les deux catégories d'échantillons étudiées, cavités multiples et cavités unidimensionnelles, ont été introduites. Les cavités doubles étant le sujet du chapitre 4, nous avons ici réalisé une discussion approfondie des caractéristiques de l'échantillon gravé en fils. Nous avons d'abord décrit la structure des modes de photons produits par la gravure de l'échantillon. Après avoir discuté le couplage de ces modes avec l'exciton afin de former un multiplet de modes de polaritons, la possibilité d'obtenir un processus OPO dégénéré en énergie ainsi que sa description théorique ont été brièvement résumées à partir de travaux récents effectués au sein de notre groupe. Dans la deuxième partie nous avons présenté des résultats originaux concernant les fils photonique obtenus pendant ce travail de thèse. Les premiers résultats concernent une étude systématique de la levée de dégénérescence en polarisation des modes de polaritons. Nous avons réussi à décrire cet effet en évoquant une différence de couplage à la lumière entre excitons polarisés perpendiculairement et parallèlement au fil. Cet effet est le résultat combiné d'une anisotropie due à la gravure en fil et des contraintes unidimensionnelles liées au refroidissement, qui entraînent un mélange trou-lourd/trou-léger pour les états excitoniques. Finalement nous avons observé et décrit des processus paramétriques en cascade distribués sur plusieurs modes polaritoniques.

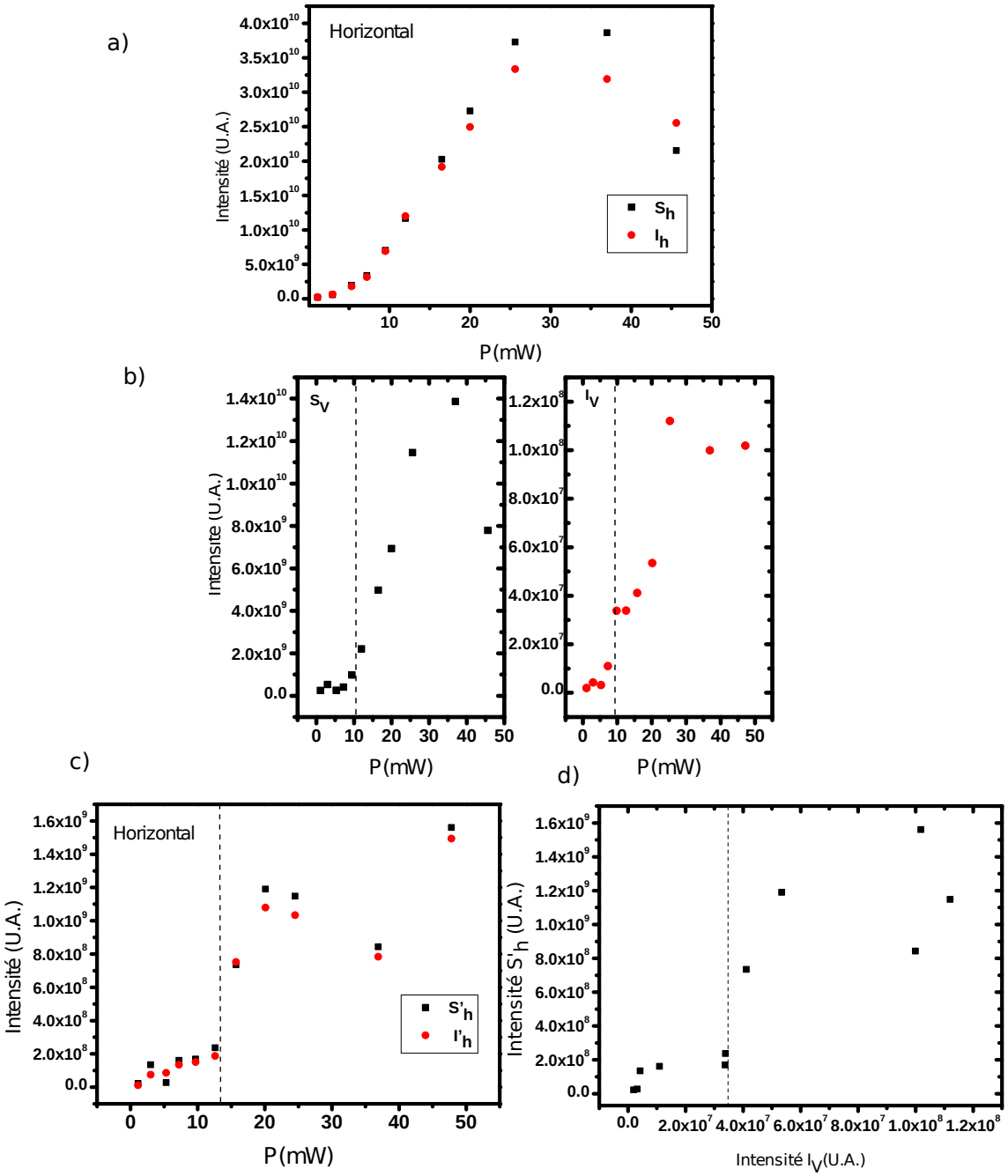


Figure 2.22 : Sur la partie a) : intensités des taches S_h et I_h (cf. figure 2.20) en fonction de la puissance de pompe. Sur la partie b) : intensités des taches S_V et I_V en fonction de la puissance de pompe. Sur la partie c) : intensités des taches S'_h et I'_h en fonction de la puissance de pompe. Sur la partie d) : intensité d'une des taches du processus horizontal haut, S'_h, en fonction de la tache I'_V, qui joue le rôle de pompe. Les lignes en tiret sont des guides pour les yeux qui suggèrent les position des seuils d'oscillation.

CHAPITRE 3

OPO dans les fils photoniques : mesures de corrélations d'intensité

Ce chapitre est dédié à l'étude de l'émission paramétrique dans les fils photoniques à l'aide de l'interféromètre de type Hanbury-Brown et Twiss décrit dans le chapitre 2. Après avoir observé un régime de génération paramétrique sous excitation pulsée picoseconde, nous nous intéressons aux propriétés de cohérence du second ordre de cette émission. Nous mesurons la fonction d'autocorrélation $g^2(0)$ pour chacun des deux faisceaux signal et complémentaire, et déduisons que les deux possèdent la même statistique de photon. Ensuite, nous caractérisons la variation de cette quantité avec la puissance d'excitation. Cette étude met en évidence le changement de la valeur $g^{(2)}(0)$ de l'émission au dessus du seuil d'oscillation OPO, associé à une réduction des fluctuations, correspondant à la réalisation d'une source partiellement cohérente. Nous étudions les propriétés des corrélations signal-complémentaire, en mesurant la fonction de corrélation croisée $g^2_{S,I}(0)$. Le résultat trouvé est que $g^2(0) \sim g^2_{S,I}(0)$, qui démontre l'absence de corrélations quantiques sur toute la plage de puissances explorées. Pour comprendre mieux ce résultat nous effectuons des mesures de corrélations en sélectionnant des régions spatiales différentes. Ces études résolues à la fois dans l'espace réel et dans l'espace réciproque mettent en évidence des effets liés à la redistribution des polaritons paramétriques dans l'espace réel. Néanmoins la prise en compte de ces effets n'est pas suffisante pour observer un régime de corrélations quantiques dans notre système. Finalement, nous discutons quelques exemples de systèmes à semiconducteurs qui montrent des états non-classiques de la lumière et sur la base des expériences réalisées au cours de cette thèse nous suggérons des expériences possibles qui pourraient à terme démontrer l'existence d'une source de photons non-classique à polaritons.

Sommaire

3.1 Introduction 86
3.2 Generation paramétrique sous excitation pulsée picoseconde . 87
3.3 Fonction d'autocorrélation $g^2(0)$ 91
3.3.1 Traitement des donnés et opérations préliminaires 91
3.3.2 Statistique de photons en fonction de la puissance d'excitation . 96
3.4 Fonction de corrélation croisée $g^2_{S,I}(0)$ 99
3.5 Opo dans l'espace réel 101
3.5.1 Etude préliminaire : redistribution des polaritons à l'intérieur du spot de pompe 101
3.5.2 Mesures de $g^2(0)$ et de $g^2_{S,I}(0)$ résolues dans l'espace réel 105
3.6 Conclusions 109
3.6.1 Comparaison avec d'autres systèmes qui montrent des corrélations quantiques 111
3.6.2 Perspectives 113

3.1 Introduction

L'utilisation des détecteurs de photons uniques associés à un interféromètre HBT nous permet de pousser nos études dans le régime des faibles puissances d'excitation (cf. chapitre 2). Nous pouvons donc réaliser des études qui sont au moins en partie complémentaires des expériences menées pendant les thèses de T. Lecomte et C. Diederichs (cf 2). Dans la suite nous allons décrire des expériences effectuées sur l'échantillon en fils qui nous ont permis d'obtenir un régime de génération paramétrique sous excitation pulsée en exploitant le processus dégénéré en énergie présenté au chapitre 2. Les propriétés de cohérence du deuxième ordre des faisceaux signal et complémentaire et leurs corrélations mutuelles peuvent alors être étudiées. En effet, comme nous l'avons expliqué au cours du chapitre précédent, notre source laser est capable de délivrer des impulsions de la durée d'environ 3 ps avec un taux de répétition de 76 MHz. La séparation temporelle entre deux impulsions est donc environ 13 ns, c'est à dire beaucoup plus que le temps de résolution de notre système de détection. Ce régime d'excitation est adapté à la mesure des quantités $g^2(0)$ et $g^2_{S,I}(0)$: les valeurs mesurées ne sont pas influencées par la réponse temporelle du système

de détection. Cette technique a déjà été utilisée dans la mesure des fonctions de corrélation du deuxième ordre sur des systèmes de microcavité en couplage fort, et notamment dans le cas des lasers à polaritons [54,71–73,85]. Nous-mêmes avons reproduit avec notre dispositif HBT une partie des résultats présentés dans [54, 73, 85] et ces expériences effectuées en guise de calibration du système de mesure sont présentées dans l'annexe B.

3.2 Generation paramétrique sous excitation pulsée picoseconde

Le mécanisme de diffusion paramétrique a été décrit au paragraphe 2.2.3 et est résumé en figure 3.1 où nous avons représenté les deux dispersions $j_{0\perp}$ et $j_{0\parallel}$. Les deux flèches représentent le processus de diffusion paramétrique. Dans le bas de la figure le résultat de l'excitation résonnante est représenté pour différentes puissances de pompe : les deux spot signal et complémentaire sont clairement visibles.

Sur ces images la partie résiduelle du laser en $k \sim 0$ a été filtrée dans le plan de Fourier pour rendre plus visible la partie paramétrique et pour réduire au maximum la présence de lumière parasite en correspondance des taches paramétriques. Le spot d'excitation utilisé pour les expériences montrées ici, obtenu à l'aide d'une lentille cylindrique, a une longueur $L \sim 50\mu m$ selon son axe long et une largeur qui couvre toute la largeur du fil.
Pour s'assurer de la nature paramétrique de l'émission observée nous avons étudié la dépendance des intensités des faisceaux signal et complémentaire en fonction de la puissance de pompe. Le résultat est représenté sur la figure 3.2. Une rupture de pente est clairement obtenue pour $P_{seuil} \sim 0.3$ mW, et suggère la présence d'un seuil d'oscillation. De plus en effectuant un ajustement avec une fonction de type Ax^p dans la région $P < 0.3$ mW nous trouvons pour l'exposant $p = 1.35 \pm 0.17$. Ce caractère supra-linéaire suggère qu'un régime de génération paramétrique est déjà présent pour des puissances de pompe inférieures à P_{seuil}.

La nature paramétrique de la lumière peut être vérifiée aussi en variant légèrement l'angle d'incidence du laser de pompe le long de l'axe du fil ($k_{pompe} \neq 0$). Le résultat est montré figure 3.3. Il est clairement visible que les deux taches signal et complémentaire se déplacent en fonction de la valeur de k_{pompe}, en réajustant leurs positions dans le plan (E,k) pour assurer l'accord de phase pour chaque angle de la pompe. Nous remarquons aussi que le même test effectué pour des intensités de pompe plus petites que la valeur P_{seuil} ne produit pas le même effet : aux faibles puissances l'émission n'est pas dominée par les

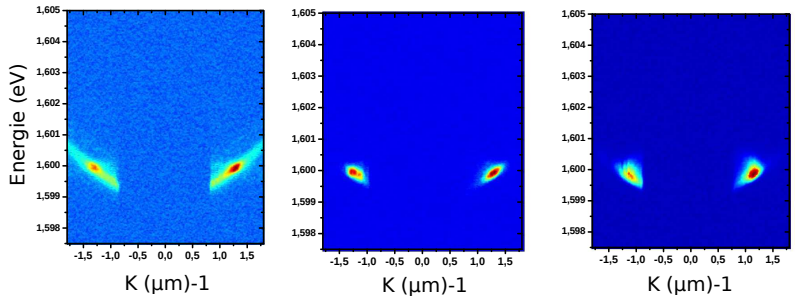


Figure 3.1 : En haut : schéma du processus de diffusion paramétrique exploité dans les fils. En bas : émission sous excitation résonnante pour des puissances de pompe croissantes (de gauche à droite, échelles de couleurs renormalisées pour augmenter la visibilité des taches d'émission). Le laser de pompe n'est pas visible (bloqué par un cache). Les deux points visibles représentent les émissions de signal et complémentaire.

effets paramétriques (à cause de la présence de diffusion Rayleigh et de photoluminescence), même si elle montre une dépendance supralinéaire par rapport à l'intensité de pompe. La saturation aux plus hautes puissances ($P \sim 1$mW sur la figure 3.2) est due aux effets d'écrantage induits par la densité élevée de porteurs photocréés.

Il est intéressant de confronter ces résultats avec les données présentes dans la littérature pour un processus à l'angle magique sous excitation pulsée picoseconde [86]. Ces résultats sont représentés sur la figure 3.4. Les intensités du signal (carrés noirs) en fonction de l'intensité du faisceau pompe ont un comportement pour certains aspects similaire

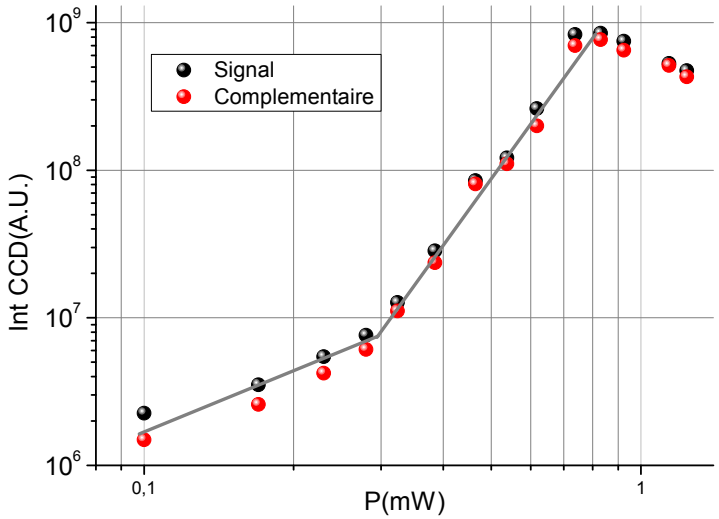


Figure 3.2 : Intensités de signal et complémentaire en fonction de l'intensité du faisceau pompe. Les lignes droites sont des guides pour les yeux qui marquent la rupture de pente pour $P \sim 0.3mW$.

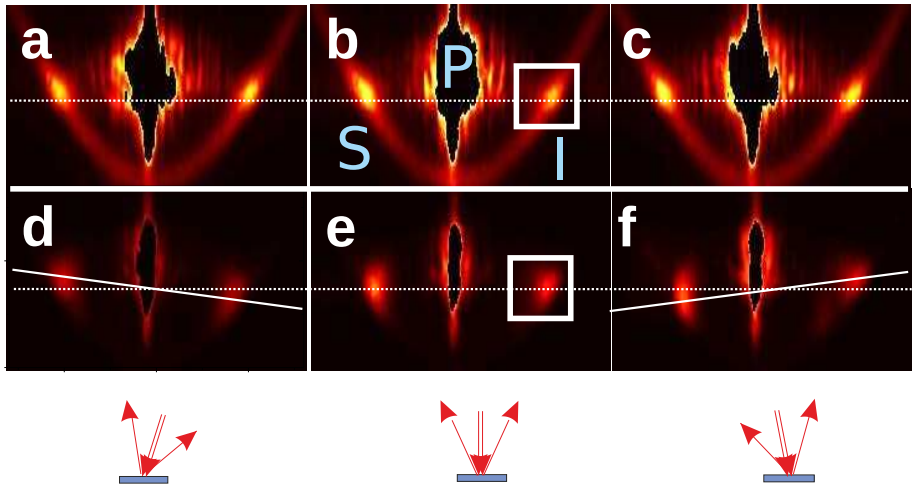


Figure 3.3 : Effet de l'introduction d'un angle d'incidence sur le faisceau de pompe (symbolisé sur les dessins en bas) dans le cas de faibles puissances d'excitation (a), b) et c)) et dans le cas des puissances au delà du seuil d'oscillation (d), e) et f)). Dans le deuxième cas le suivi des conditions d'accord de phase est clair, et on peut conclure que l'émission est en grande partie paramétrique. Dans le premier cas nous n'observons pas de changements évidents.

à celui observé dans notre cas. Une rupture de pente est visible et le régime au dessus du seuil est associé à un effet de stimulation induit par la population de polaritons dans les états finaux. Nous remarquons néanmoins une différence en ce qui concerne la partie faibles puissances, qui dans notre cas présente une nature supralinéaire mais qui reste sublinéaire dans le cas de la figure 3.4.

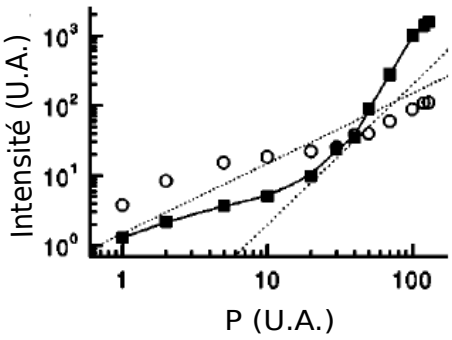


Figure 3.4 : Figure adaptée de [86]. Les carrés noirs représentent l'intensité du signal en fonction de l'intensité de pompe. Les deux lignes en tirets représentent une dépendance linéaire et une quadratique par rapport à l'intensité de pompe. Les cercles blancs représentent les intensités du faisceau complémentaire, qui dans ce schéma de génération paramétrique a des propriétés très différentes du faisceau signal à cause de la différence de poids excitonique des deux polaritons (cf. chapitre 1).

Nous retenons donc qu'un régime OPO est accessible aussi en excitation pulsée picoseconde, un seuil d'oscillation étant clairement identifiable. De plus un régime de génération paramétrique sous le seuil d'oscillation est identifié par la présence d'une dépendance supralinéaire des intensités de signal et complémentaire par rapport aux intensités du faisceau pompe. En tenant compte de la théorie des faisceaux jumeaux produits par un OPO, exposée au chapitre 1, le régime des puissances au voisinage du seuil d'oscillation (et encore plus faibles) est censé être particulièrement intéressant du point de vue des corrélations quantiques signal-complémentaire dans le cadre de la technique de détection utilisée pendant ces travaux de thèse.

3.3 Fonction d'autocorrélation $g^2(0)$

3.3.1 Traitement des donnés et opérations préliminaires

3.3.1.1 Traitement des données

Avant de commencer des études systématiques des statistiques des photons émis, nous avons mis à point une procédure pour traiter les données acquises avec le dispositif HBT. En particulier cette procédure nous permet de calculer à travers un code Matlab la valeur de $g^2(0)$. Sur la figure 3.5 a) un résultat typique d'une mesure d'autocorrélation produit par la carte d'acquisition PicoHarp est montré. L'intensité de chaque point est le nombre des coïncidences start-stop obtenues pour un certain délai entre le start et le stop. Ensuite nous réalisons un histogramme, chaque barre représentant l'intégrale des pics de la figure 3.5 a). Le résultat de cette opération est représenté sur la figure 3.5 b). La valeur de $g^2(0)$ sera reliée à la hauteur du pic en $\tau = 0$, après normalisation. Pour pouvoir normaliser correctement l'histogramme (selon le critère expliqué en 2.5) il faut tenir compte de la variation de la hauteur induite sur les intensités des pics à $\tau \neq 0$. Cette distorsion est particulièrement évidente pour les hauts flux de photons et prend le nom d'effet "pile-up" [87]. Elle est expliquée en prenant en compte les temps morts des détecteurs. En effet les "stops" aux temps longs ont une plus grande probabilité d'arriver pendant un temps mort du détecteur, avec le résultat que les événements start-stop avec des délais longs seront moins détectés. Ces effets peuvent être corrigés en normalisant les valeurs des barres d'histogramme de la figure 3.5 par une fonction exponentielle [87], comme montré figure 3.5 c). Le résultat est l'histogramme normalisé de la figure 3.5 d) qui donne directement la valeur de $g^2(0)$, moyennée pendant la durée de l'émission.

3.3.1.2 Opérations préliminaires

La figure 3.1 montre que l'émission paramétrique est accompagnée par un fond d'émission qui suit la forme de la dispersion à laquelle les états finaux appartiennent. De plus en changeant l'angle d'incidence de la pompe nous avons vu que, surtout pour les faibles puissances, l'émission possède des contributions non-paramétrique. Ces contributions, principalement diffusion Rayleigh résonnante et photoluminescence, polluent les mesures de fonctions de corrélation d'intensité, à la fois pour $g^2_S(0)$ et $g^2_{S,I}(0)$. Pour essayer de limiter

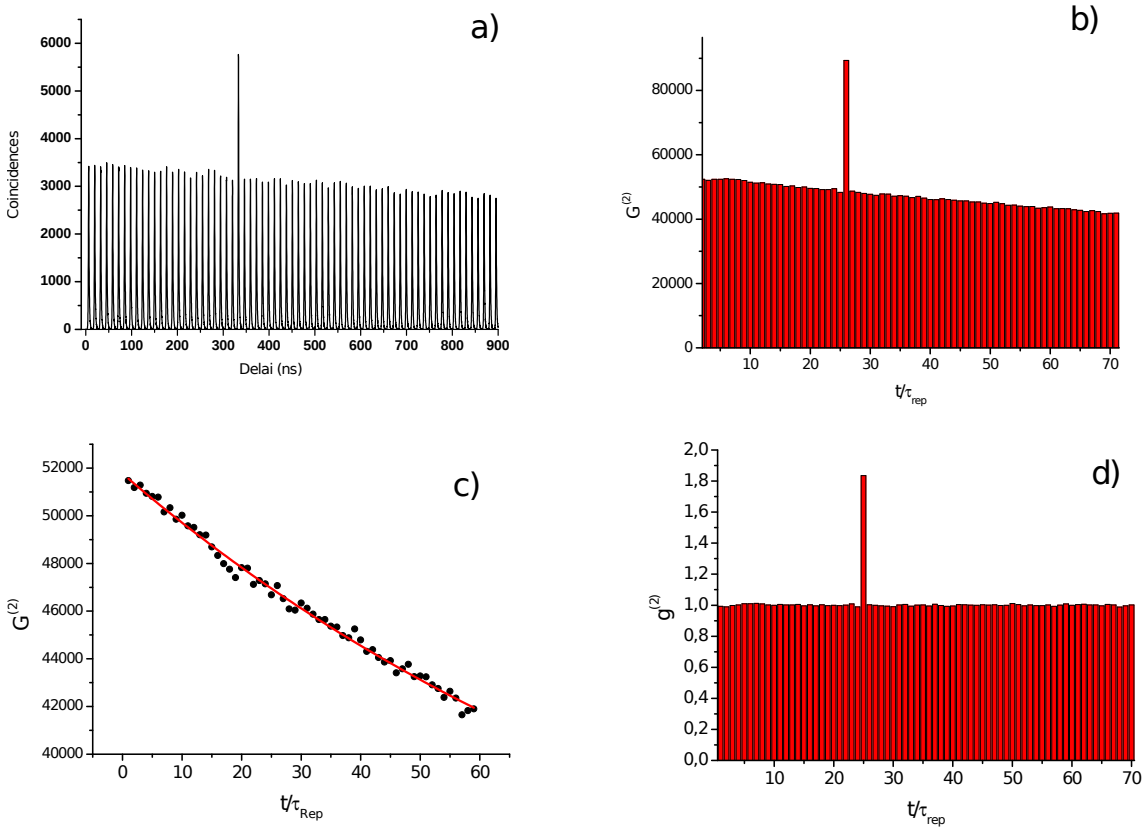


Figure 3.5 : Procédure de traitement des données fournies par la carte de corrélation PicoHarp. a) Nombre des coïncidences en fonction du délai Start/Stop ; le pic plus intense représente les coïncidences obtenues pour un délai correspondant au retard introduit intentionnellement (cf chapitre 1, il s'agit donc du retard zéro effectif). b) Histogramme des aires des pics de la figure a). c) Procédure de normalisation de l'histogramme de la figure b). d) Histogramme b) normalisé par la courbe de fit obtenue en c).

les effets de ces émissions parasites nous avons mis en place des techniques de sélection en angle et en énergie. La sélection en énergie est simplement réalisée en fermant le fente (de sortie) du spectromètre. Avec une ouverture de $50\mu m$ on obtient par exemple une sélection d'environ 6 pixels sur la CCD, correspondant à un $\Delta E \sim 120\mu eV$. L'effet de cette sélection est montré en figure 3.6, qui représente différentes valeurs de $g^{(2)}(0)$ en fonction de l'énergie sélectionnée (par la fente de sortie du spectromètre) en tournant le réseau du spectromètre. Le maximum de la valeur de $g^{(2)}$ mesurée correspond à la sélection spectrale la plus favorable, c'est à dire celle qui limite le plus la présence de contributions parasites. Cette opération est donc préliminaire à l'acquisition des données.

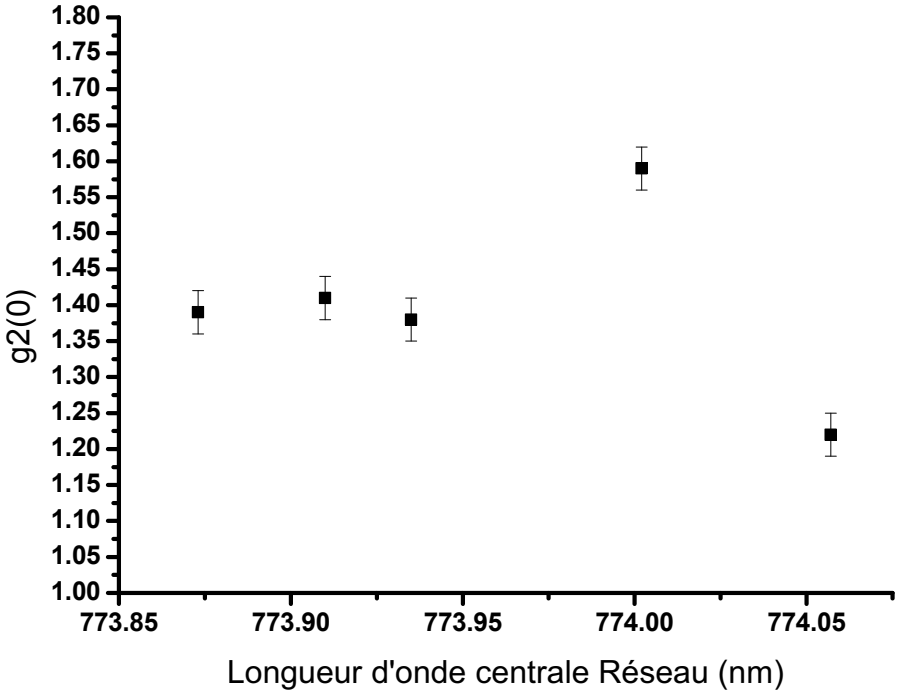


Figure 3.6 : Valeurs de $g^2_{S,I}(0)$ mesurées à puissance d'excitation fixée en sélectionnant des parties différentes des deux taches signal et complémentaire. La sélection en énergie est effectuée en utilisant la fente de sortie su spectromètre et en tournant le réseau du spectromètre. Le maximum trouvé représente la sélection la plus favorable en terme d'élimination des composantes parasites et de coïncidences accidentelles. L'axe des abscisse indique la longueur d'onde nominalement au centre du capteur CCD.

La sélection en angle s'effectue, elle, en utilisant des masques qui sélectionnent seulement une partie de l'émission, comme montré sur la figure 3.7. Les deux images en bas représentent les sélections pour lesquels la première et l'avant-dernière des valeurs du graphe ont été obtenus.

Une faible augmentation de la valeur de $g^2_{S,I}(0)$ est obtenue en réduisant les angles d'émission acceptés par les détecteurs. Cette variation est quand même plus faible que celle observée en faisant la sélection spectrale. Les opérations détaillées ici seront effectuées pour toutes les mesures décrites dans la suite.

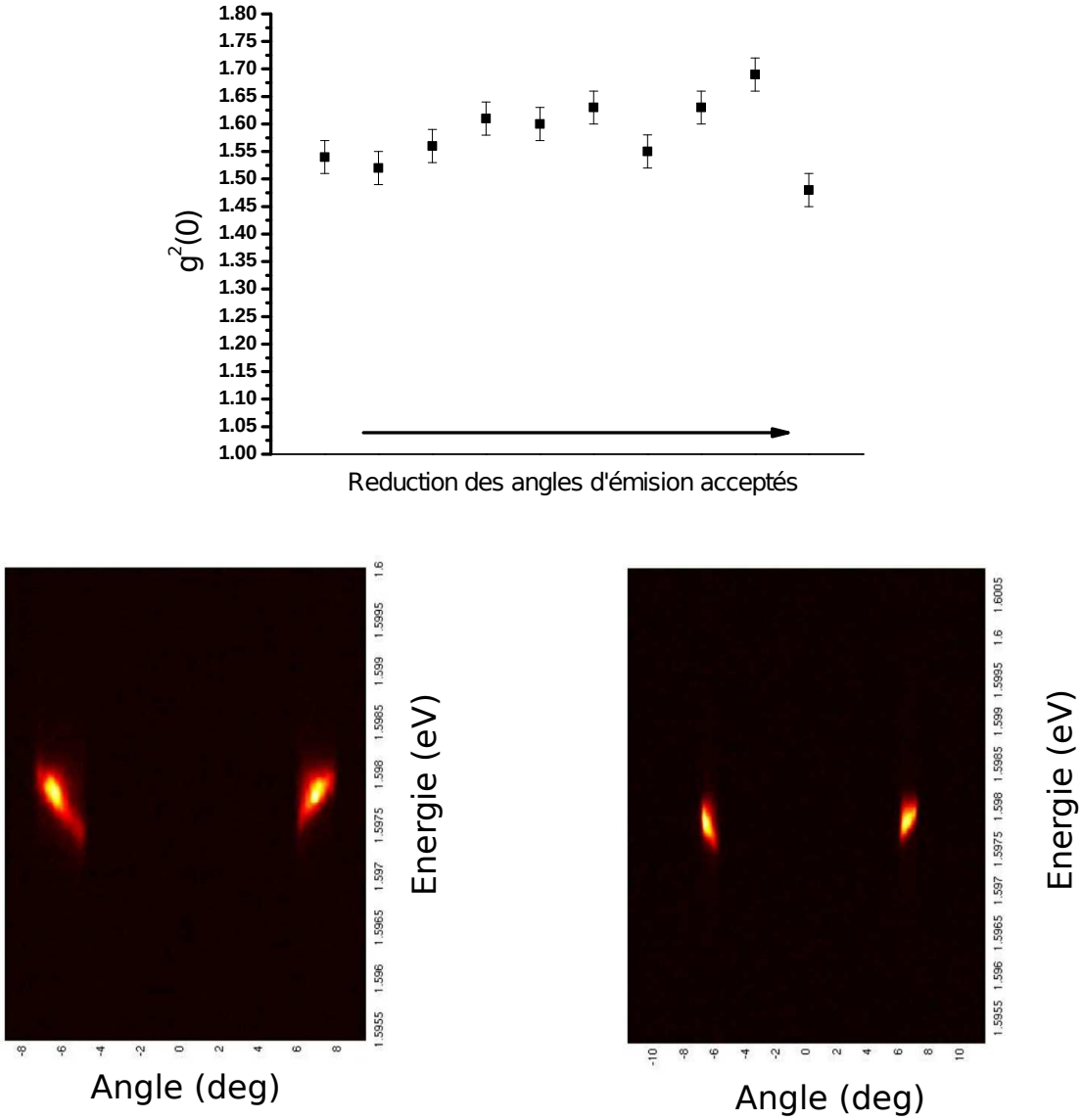


Figure 3.7 : Effets de la sélection sur les angles d'émission acceptés par les détecteurs. Les deux images se réfèrent au premier point sur le graphe et à l'avant-dernier.

3.3.1.3 Pertes et filtrage

Comme il apparaît sur la figure 3.2 l'intensité du signal et du complémentaire varie au moins sur deux ordre de grandeurs en fonction de la puissance d'excitation. Nous avons vu au chapitre 2 que nos détecteurs à avalanche ne peuvent pas accepter un flux de photons supérieur à $1/\tau_D$ photons par seconde, (τ_D le temps mort des APD). Dans les expériences

l'utilisation de densités optiques pour atténuer les intensités de signal et complémentaire avant qu'ils arrivent sur les détecteurs a été nécessaire. En théorie [12, 58] les valeurs des fonctions de corrélations d'intensités normalisées comme celles mesurées au cours de ce chapitre ne dépendent pas des efficacités des détecteurs ni donc des pertes présentes sur les chemins optiques. Pour vérifier ce fait nous avons étudié systématiquement l'effet des pertes sur la valeur de $g^{(2)}(0)$ comme montré sur la figure 3.8.

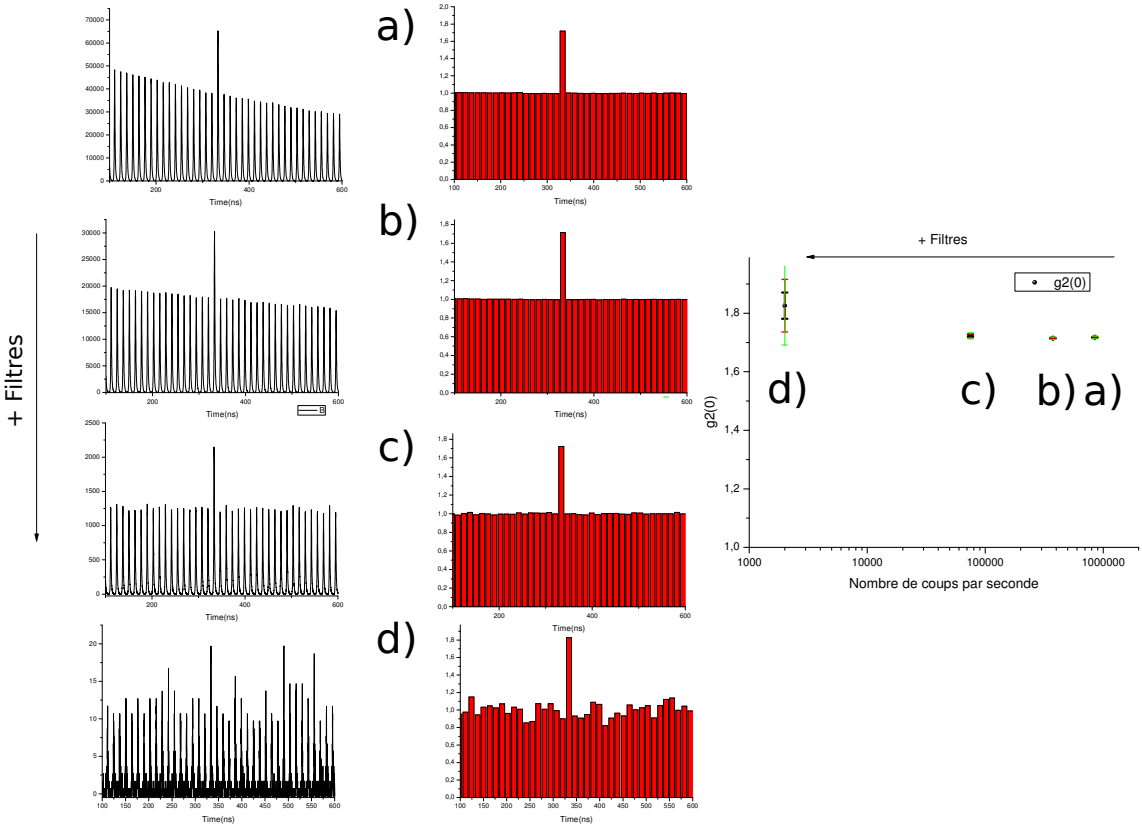


Figure 3.8 : Nombre des coïncidences, histogrammes et valeurs de $g^{(2)}(0)$ correspondantes obtenus à puissance d'excitation fixée et en variant les densités optiques.

Nous observons donc que la valeur mesurée de $g^{(2)}(0)$ ne varie pas significativement, même si nous diminuons le flux de photons de plusieurs ordre de grandeurs en filtrant les faisceaux signal et complémentaire (le nombre de coups par seconde enregistré varie entre $2 * 10^3$ et 10^6). Des résultats analogues sont obtenus pour $g^{(2)}_{S,I}(0)$. Dans le cas des corrélations croisées les deux faisceaux ont toujours été filtrés avec les mêmes densités optiques. Pour essayer d'effectuer les mesures dans des conditions les plus reproductibles possibles nous avons contrôlé le flux de photons en le gardant toujours entre $1 - 2 * 10^5$

photons par seconde (en réglant en conséquence les densités optiques) [54, 88]. [1]

3.3.2 Statistique de photons en fonction de la puissance d'excitation

Nous allons présenter maintenant les valeurs de $g^2(0)$ obtenues pour l'émission paramétrique présentée dans le paragraphe 3.2. Tout d'abord nous remarquons que pour une puissance d'éxcitation donnée signal et complémentaire ont la même valeur de $g^2(0)$, c'est-à-dire la même statistique d'émission, comme cela est montré sur la figure : 3.9. Cette constatation apparaît assez naturelle, vu le rôle parfaitement symétrique joué par les deux faisceaux dans notre processus de génération paramétrique. Les résultats en fonction de

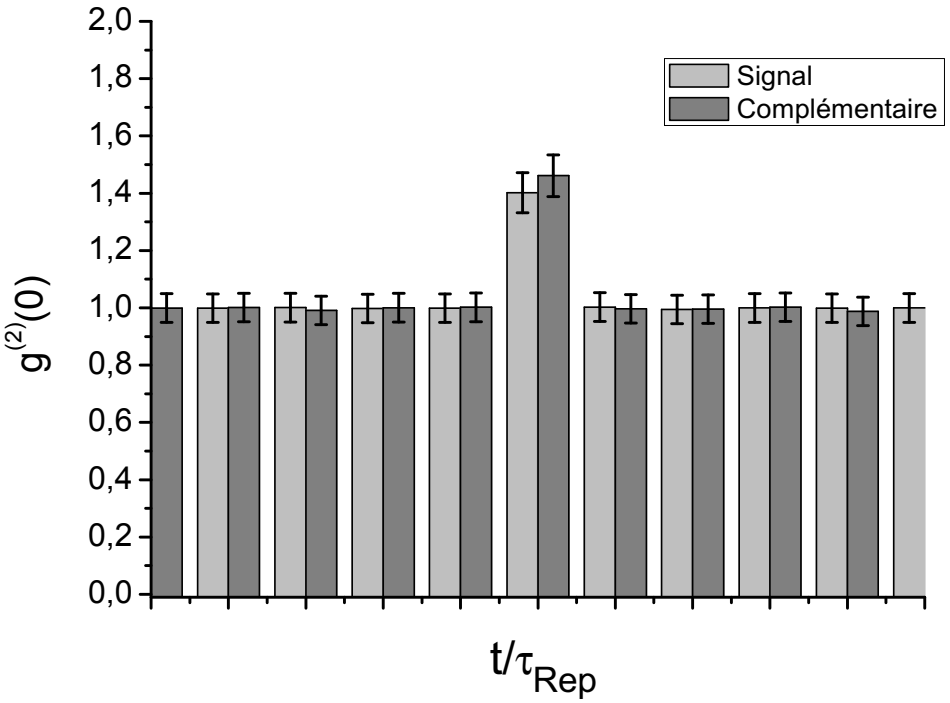


Figure 3.9 : Histogrammes des autocorrélations pour signal et complémentaire obtenus pour la même puissance d'excitation. Les deux faisceaux montrent la même valeur de g_0^2.

la puissance d'éxcitation sont représentés pour le signal sur la figure 3.10. Nous pouvons constater que la fonction de corrélation du second ordre varie avec la puissance d'excita-

1. Ce flux diminue forcement pour les faibles puissances d'excitation, sous le seuil d'oscillation.

tion. En particulier nous observons aux basses puissances une augmentation de la valeur de $g^2(0)$, jusqu'à un maximum de 1.8 pour une puissance d'excitation voisine de la puissance seuil $P_{seuil} \sim 0.3$ mW. Pour des puissances d'excitation supérieures à la puissance seuil, une diminution de $g^2(0)$ est observée. Nous remarquons aussi une légère augmentation dans la région de saturation de l'émission paramétrique.

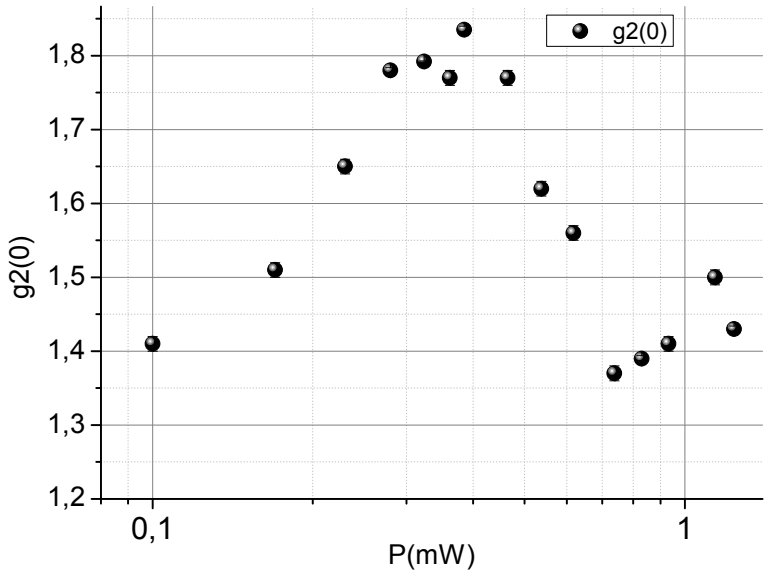


Figure 3.10 : Fonction de corrélation du second ordre de l'émission paramétrique en fonction de la puissance d'excitation

Pour ce qui concerne le comportement observé au-delà du seuil d'oscillation, nous retrouvons qualitativement un comportement qui est en effet prévu par les modèles présentés au chapitre 1, c'est-à-dire la diminution de $g^2(0)$, et donc un changement dans la statistique d'émission, qui se rapproche d'une statistique cohérente pour des puissances de pompe bien au delà du seuil d'oscillation. Par contre le comportement observé pour les basses puissances n'est pas explicable comme une variation intrinsèque des propriétés de cohérence de l'émission paramétrique. Nous l'interprétons donc comme un effet de la présence de lumière parasite. Cette contribution est probablement un mélange de diffusion

Rayleigh et de photoluminescence. Ces autres émissions apparaissent pour notre système de détection comme une composante de $g^2(0) \sim 1$ [54, 71]. Leur effet est celui de faire baisser la valeur mesurée de $g^2(0)$ [12]. Cette altération disparaît quand l'intensité de la lumière paramétrique devient dominante, c'est à dire au niveau du seuil d'oscillation. Ces déductions peuvent être confirmés par une analyse spectrale de l'émission du fil à faible et à haute puissances d'excitation. Cette analyse est présentée sur la figure 3.11. Dans les deux cas nous avons ajusté le profil de l'émission avec deux gaussiennes.

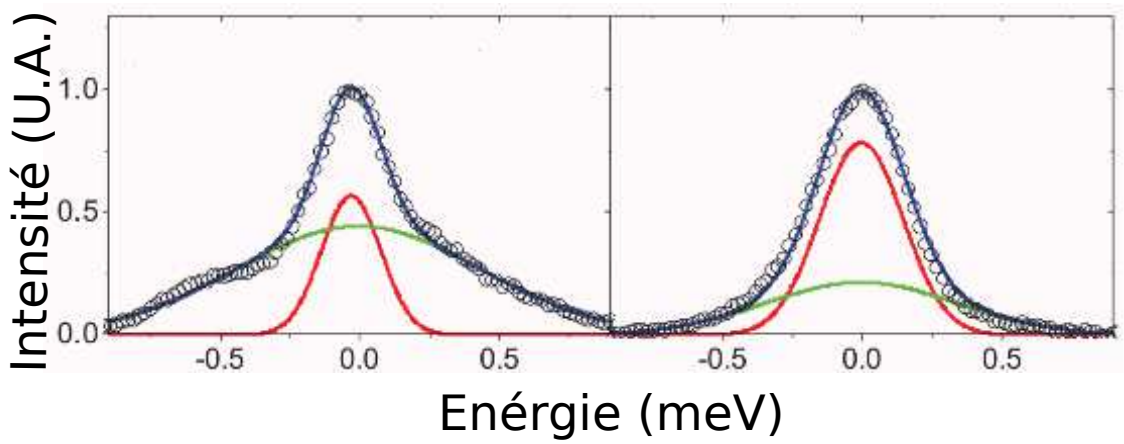


Figure 3.11 : Profil de raie du signal pour une faible puissance d'excitation (gauche) et pour une puissance d'excitation comparable à P_{seuil} (droite). Nous identifions deux composantes. Une large spectralement, assignée aux composantes parasites et une plus fine assignée à la partie paramétrique. La composante paramétrique domine aux hautes puissances d'excitation

Nous constatons que les deux composantes ont des largeurs spectrales différentes et leurs intensités relatives changent avec la puissance d'excitation. En particulier la composante plus étroite en énergie est plutôt faible aux basses puissances et devient dominante au-delà de la puissance seuil. Nous identifions donc cette composante avec la partie paramétrique de l'émission, et cette analyse confirme que sous le seuil la partie paramétrique de l'émission est partiellement couverte par des effets non-paramétriques. Nous remarquons aussi que le comportement décrit ici est tout à fait général et peut être observé sur une large plage de désaccords comme le montre la figure 3.12

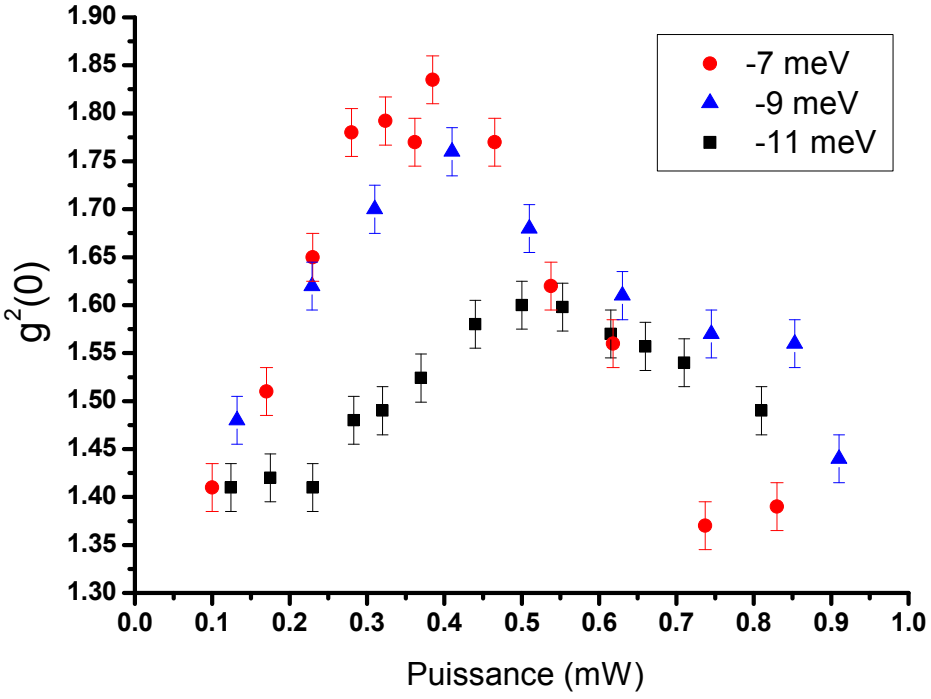


Figure 3.12 : Fonction de corrélation du second ordre en fonction de la puissance d'excitation pour différents désaccord $\delta = E_{pol} - E_{exc}$.

3.4 Fonction de corrélation croisée $g^2_{S,I}(0)$

Nous nous sommes intéressés ensuite aux propriétés de corrélation croisée des deux faisceaux signal et complémentaire. Comme expliqué au chapitre 1 la comparaison entre $g^2_{S,I}(0)$ et $g^2(0)$ nous fournit un critère pour vérifier la production d'états non-classiques de la lumière. L'évaluation d'un tel critère demande donc la réalisation de deux ensembles distincts de mesures :

- Une série de mesures de $g^2(0)$ en fonction de la puissance d'excitation pour le faisceaux signal ou complémentaire (vu l'identité des statistiques nous avons décidé de n'en mesurer qu'un des deux).
- Une série de mesures de $g^2_{S,I}(0)$ en fonction de la puissance d'excitation.

Ces séries doivent être réalisées dans les mêmes conditions de couplage de l'excitation avec l'échantillon, c'est à dire dans la même journée, et compatiblement avec le changement

de montage nécessaire pour passer de la configuration autocorrélation à la configuration corrélations croisées, avec un intervalle de temps entre une série et l'autre le plus court possible. Ces précautions sont nécessaires car l'évaluation du critère non-classique demande une comparaison directe de $g^2(0)$ et de $g^2_{S,I}(0)$, comparaison qui peut évidemment être faussée par des changements de conditions expérimentales. Le résultat de ces expériences pour deux désaccords polariton-exciton différents est représenté figure 3.13. Les données montrent clairement que sur toute la plage des puissances explorées les valeurs de $g^2_{S,I}(0)$ suivent les valeurs de $g^2(0)$ sans jamais les dépasser de façon significative. (La barre d'erreur utilisée ici est une estimation de la reproductibilité de la mesure même). Ces résultats sont donc clairement en contraste avec la théorie des OPO présentée au chapitre 1 et qui prévoit une forte violation du critère de Cauchy-Schwartz, surtout pour des puissances autour de la puissance de seuil. Dans le cas de notre expériences cette violation n'est jamais atteinte.

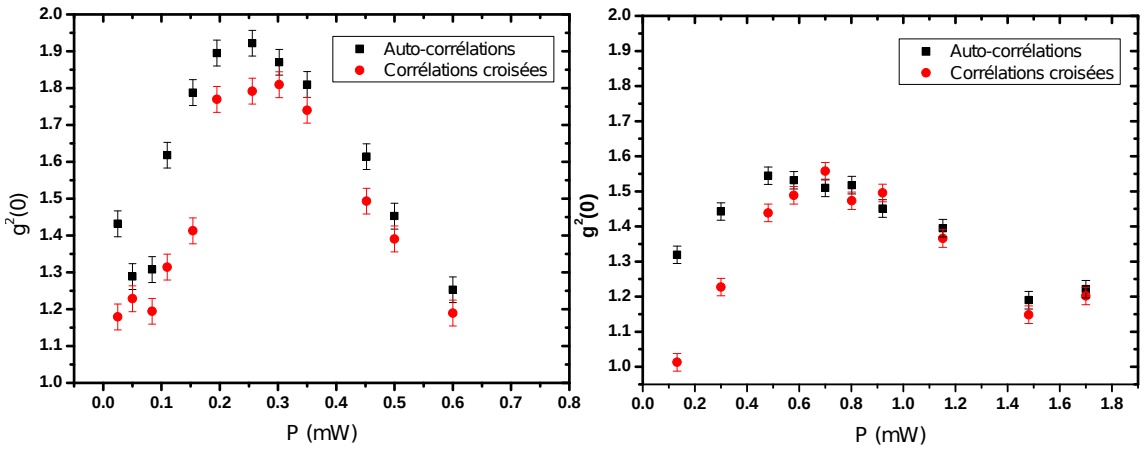


Figure 3.13 : Comparaison entre autocorrélations et corrélations croisées pour deux différents désaccords exciton-polariton : a gauche $\delta \sim -8meV$, à droite $\delta \sim -10meV$. La barre d'erreur représente la reproductibilité de la mesure. La puissance de seuil se trouve dans le deux cas autour du maximum des valeurs des corrélations

Ce comportement reste en ligne donc avec l'absence de corrélations quantiques déjà observée avec les mesures de bruits quantique (2.2.4). Toutefois la technique d'interférométrie HBT utilisée ici nous permet de réaliser un certain nombre d'expériences complémentaires, sans se soucier des effets des pertes sur les valeurs de $g^2(0)$ et de $g^2_{S,I}(0)$ mesurés. En particulier nous avons essayé de mettre en place des techniques de filtrage croisées dans l'espace réel et dans l'espace réciproque. Avant de présenter des conclusions sur l'absence de corrélations quantiques nous allons discuter les motivations et les résultats de ces expériences au paragraphe suivant.

3.5 Opo dans l'espace réel

3.5.1 *Etude préliminaire : redistribution des polaritons à l'intérieur du spot de pompe*

Cette étude est motivée par le fait qu'en ayant un vecteur d'onde fini les polaritons issus de la génération paramétrique peuvent se propager à l'intérieur de la microcavité et être émis depuis des points de la surface différents des endroits où ils ont été créés. Des comportement similaires ont déjà été observés au cours de plusieurs expériences [9,89]. Des effets de ce type pourraient avoir des conséquences négatives dans nos expériences : par exemple en analysant l'émission seulement dans l'espace réciproque nous risquons de mélanger des polaritons signal et complémentaire crées dans des points différents de l'échantillon, et donc non-corrélés. Ce genre des coïncidences, appelées aussi accidentelles [58], peuvent masquer le caractère jumeaux des faisceaux que nous étudions.
L'utilisation d'un spot de quelques dizaines de μm a l'avantage dans le cas de l'OPO de permettre d'observer des émission paramétriques intenses (de l'ordre de plusieurs centaines de μW en excitation continue, vu que la région excitée est relativement grande), mais aussi de réduire les pertes grâce au fait que les faisceaux signal et complémentaire restent superposés au faisceau de pompe sur une région étendue. Ceci permet d'obtenir des puissances de seuil d'oscillation plutôt faibles [21] et d'obtenir facilement, d'un point de vue expérimental, l'effet OPO. Dans les dernières années plusieurs études ont mis en évidence que des informations supplémentaires sur l'oscillation paramétrique optique pouvaient être obtenues en imageant la surface de l'échantillon sous des conditions d'excitation résonnante. Par exemple, des effets de structuration du signal dans l'espace réel ont été démontrés [68,90]. Ces effets sont générés à la fois par le profil en cloche du spot d'excitation et par le désordre naturellement présent dans la cavité. Plus généralement l'étude dans l'espace réel des propriétés de l'état signal d'un OPO à l'angle magique a ouvert la voie aux études sur le comportement de propagation des polaritons [66] ainsi que d'autres comportements collectifs des polaritons [67]. Nous avons donc décidé d'étudier les propriétés de notre OPO dégénéré en énergie dans l'espace réel. Pour commencer nous avons réalisé une configuration plutôt simple à étudier du point de vue expérimental en utilisant une excitation continue avec un spot de longueur $L \sim 100\mu$m et en se plaçant à une puissance d'excitation au delà de la puissance de seuil. L'image du fil dans l'espace réel est présentée figure 3.14 a). L'image correspondante dans l'espace réciproque est représentée sur la fi-

gure 3.14 b). Les deux taches signal et complémentaire sont visibles sur l'image. Un faible résidu du laser de pompe est visible au centre de l'image. L'émission à plus basse énergie est une émission provenant du bas de la bande (elle reste faible par rapport à l'émission paramétrique et n'aura aucun rôle dans les effets que nous discuterons dans la suite). Pour finir nous avons représenté en c) le spectre obtenu d'une coupe de l'image pour une énergie correspondante à l'énergie du laser.

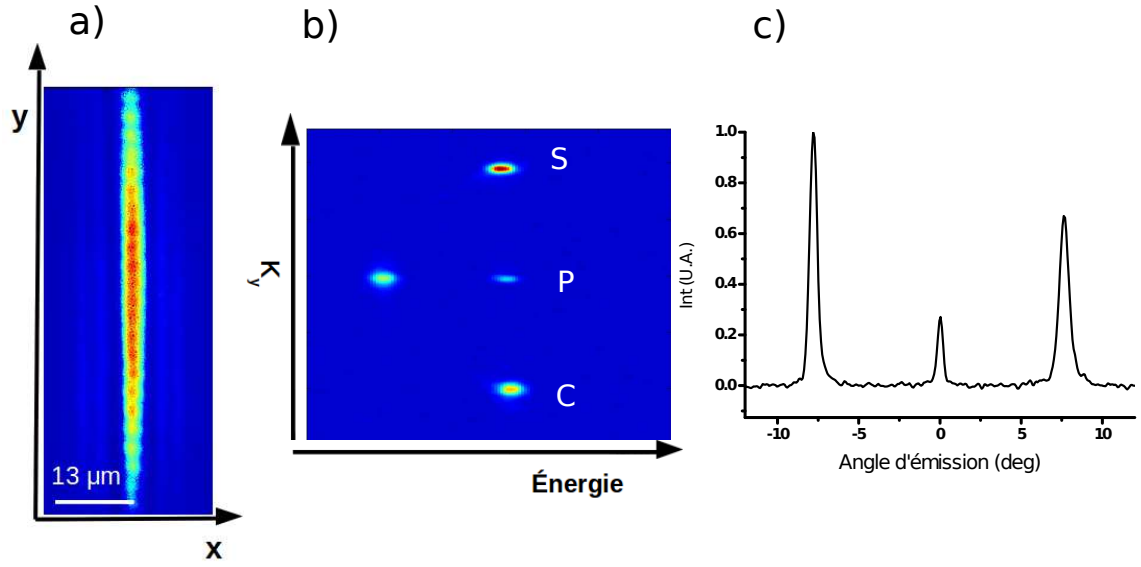


Figure 3.14 : a) Image dans l'espace réel d'un fil de $4\mu m$ sous excitation continue résonnante. La taille verticale de l'image est environ 80μm. b) image correspondante dans l'espace réciproque. c) Spectre normalisé des faisceaux signal et complémentaire en fonction de l'angle d'émission.

L'image 3.14 a) demande quelques commentaires. Nous remarquons d'abord que cette image est obtenue en polarisation croisée par rapport au laser, donc elle représente bien l'émission paramétrique résolue dans l'espace réel (sur l'image b) la contribution du laser par rapport à la partie paramétrique est effectivement faible). Deuxièmement, des lignes de plus faible intensité parallèles à l'émission principale sont visibles. Nous interprétons ces raies comme des effets de diffraction de la partie résiduelle du laser sur les bords du fil. Nous remarquons aussi la présence d'une modulation de l'émission, suivant l'axe du fil. Cette modulation disparaît quand la dégénérescence en énergie signal-complémentaire est complètement levée (par exemple en excitant avec $k_{pompe} \neq 0$).
Ensuite nous avons filtré avec un diaphragme l'émission provenant des parties différentes de l'espace réel, en sélectionnant des régions de longueur $28 \pm 5\mu m$. Les résultats de cette sélection sont représentés figure 3.15. Les spectres représentés sur la partie c) montrent

clairement que le profil d'émission provenant de chaque sélection dans l'espace réel est différent. Notamment, ces profils sont assez différents du profil total présenté figure 3.14.

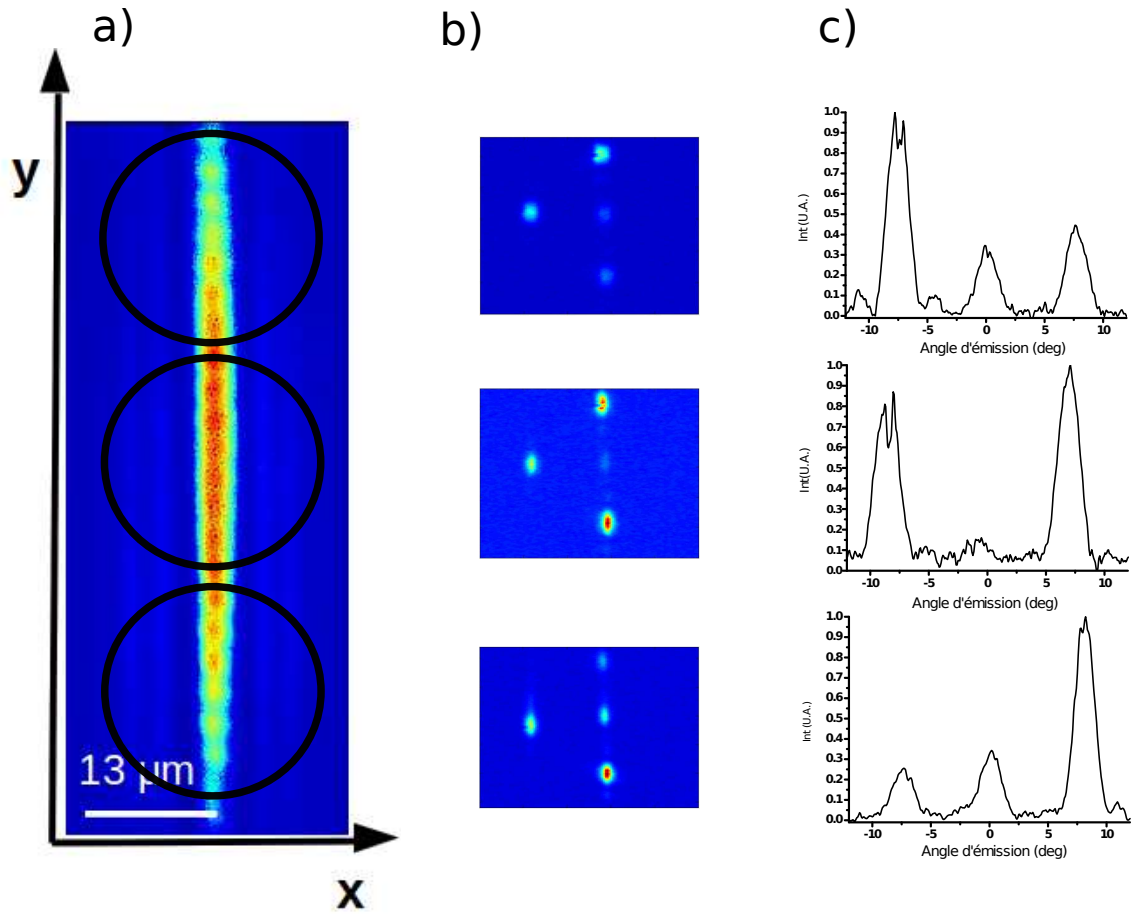


Figure 3.15 : Même fil qu'en 3.14. Les images dans l'espace réciproque se réfèrent cette fois respectivement à la partie du haut, du centre et du bas de l'espace réel représenté à gauche. La sélection est effectuée à l'aide d'un diaphragme. Chaque région a une longueur sur le fil de $28 \pm 5\mu$m.

Ces observations peuvent être expliquées de façon qualitative avec un modèle simple, en évoquant le fait que les polaritons qui constituent les populations signal et complémentaires possèdent un k fini et opposé : $k_S = -k_I$, ce qui se traduit dans le fait qu'ils possèdent des vitesses de propagation finies le long du fil. Grâce au temps de vie particulièrement long (de l'ordre de grandeur de la dizaine de ps), les polaritons peuvent donc se recombiner dans un point de l'échantillon différent de celui où ils ont été créés par le faisceau de pompe. Dans notre cas nous faisons l'hypothèse que, une fois le polariton crée, sa probabilité d'émission

est simplement $P \sim e^{-\gamma t}$, ou γ est proportionnel à la largeur de raie du mode de polariton. Pour associer une vitesse de groupe v_g aux polaritons nous faisons l'approximation de considérer la dispersion comme parabolique :

$$E = \hbar\omega \sim E(k=0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \tag{3.5.1}$$

où $E(k=0)$ est l'énergie du minimum de la bande en $k=0$ et m est la masse effective des polaritons. La vitesse de groupe associée aux polaritons avec un vecteur d'onde k sera $v_g = d\omega/dk \sim \hbar k/m$. Un polariton crée au point x_p a une probabilité d'être émis en x donné par $P_x \sim e^{-\alpha(x-x_p)}$, avec $\alpha = \frac{\gamma}{v_g}$. Nous remarquons que ces approximations équivalent à négliger les interactions polariton-polariton successives à la création des polaritons signal et complémentaire. Ce modèle simple donc n'est ni prédictif ni quantitatif, mais comme nous allons le voir par la suite il nous permet de comprendre pourquoi nous observons des profils d'émissions différents en fonction de la sélection dans l'espace réel. Dans ce modèle le paramètre $\alpha = 1/\rho_{prop}$, où ρ_{prop} peut être considéré comme la longueur de propagation caractéristique des polaritons. Dans la suite nous allons évaluer l'effet de ce paramètre sur les profils d'émission du signal et du complémentaire le long du spot d'émission. Dans le cadre de ces approximations nous pouvons maintenant calculer l'intensité du faisceau signal émis en correspondance du point x contenu dans la région du spot de pompe comme :

$$I_S = I(k_S) \propto \int_0^x \sqrt{I_{Pompe}} e^{-\alpha(x-x_P)}\, dx_p \tag{3.5.2}$$

Les limites de l'intégrale 3.5.2 sont établies en considérant que seuls les points du spot de pompe avec $0 < x_p < x$ contribuent à l'émission dans la direction k_S. De même pour le faisceau de pompe émis dans la direction k_I contribuent seulement les points du spot de pompe $x < x_p < A$. (Nous considérons un spot de pompe qui génère des polaritons paramétriques entre $x = 0$ et $x = A$.) Nous avons introduit une relation entre l'intensité du signal et l'intensité du faisceau de pompe de type racine carrée, comme montré en 2.2.3. Dans l'hypothèse d'un faisceau pompe ayant un profil gaussien, centré en $x_c = A/2$, nous pouvons écrire :

$$I_S \propto \int_0^x \sqrt{e^{-\frac{(x_p-x_c)^2}{2\sigma^2}}} e^{-\alpha(x-x_P)}\, dx_p \tag{3.5.3}$$

Pour le faisceau complémentaire nous trouvons un profil d'émission qui est le symétrique de celui trouvé pour le faisceau signal. Les deux profils d'intensités calculés sont

présentés sur la figure 3.16, pour des longueurs de propagation caractéristiques de 100, 10 et 1 μm, respectivement. Il est évident qu'une sélection au centre du spot produira une émission dans l'espace réciproque avec des faisceaux signal et complémentaire équilibrés en intensité. Au contraire une sélection sur les côtés va privilégier l'intensité d'un faisceau par rapport à l'autre. Plus la longueur de propagation est grande plus cet effet est marqué. Nous retenons donc que la prise en compte des effets de propagation des polaritons à l'intérieur du spot de pompe peut qualitativement expliquer les observations de la figure 3.15.

Nous remarquons aussi que la modulation de l'intensité de l'émission le long de l'axe du fil peut être expliquée comme des interférences entre les polaritons ayant k_S et $k_I = -k_S$ et se propageant donc dans des directions opposées. Nous avons ensuite confirmé l'existence de cet effet par des expériences réalisées avec un spot de quelques μm. Un exemple en est montré dans l'annexe A.

3.5.2 *Mesures de $g^2(0)$ et de $g^2_{S,I}(0)$ résolues dans l'espace réel*

Les observations détaillées au paragraphe précédent nous encouragent donc à analyser l'effet d'une double sélection espace réciproque/espace réel sur les mesures de fonction de corrélation du second ordre [91]. En particulier nous voulons répondre à deux questions :

- Les faisceaux émis en deux points différents de la surface ont-ils la même statistique de photons ?
- Le degré de corrélation signal-complémentaire dépend-il de la sélection dans l'espace réel ?

Pour répondre à ces questions nous avons modifié les expériences présentées au paragraphe précédent en substituant le diaphragme utilisé pour la sélection dans l'espace réel par un masque triangulaire et en passant à l'excitation pulsée (qui nous permettra de mesurer les corrélations).
Ce masque nous permet de façon simple de sélectionner soit la partie centrale du spot d'émission, soit en le déplaçant avec une vis micrométrique de sélectionner des parties symétriques par rapport au centre du spot. Avec ce système nous pouvons accéder donc aux quantités $g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}_{S,I}(0)$ provenant de parties différentes de l'échantillon. Une série d'images obtenues pour différentes positions du masque sont montrées en échelle de couleur bleue sur la figure 3.17. Les images en rouge montrent l'émission correspondante

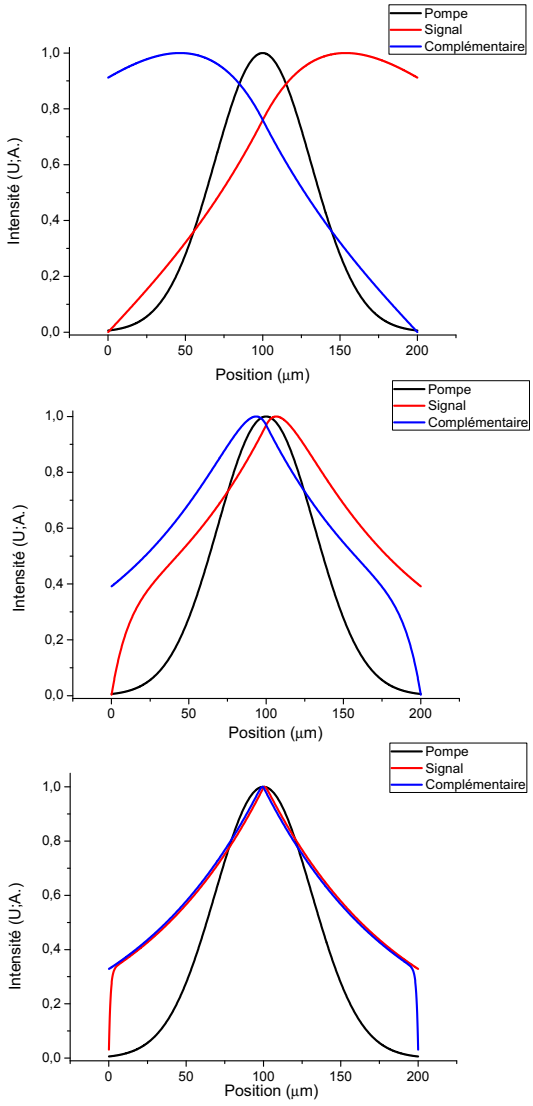


Figure 3.16 : Profils d'intensité des faisceaux signal et complémentaire sur une plage de $200\mu m$ autour du centre du spot d'excitation gaussien (largeur à mi-hauteur environ $100\mu m$). a) Longueur de propagation $\rho_{prop} = 100\mu m$; b) $\rho_{prop} = 10\mu m$; c) $\rho_{prop} = 1\mu m$. Les intensités sont normalisées pour faciliter la lecture.

dans l'espace réciproque. Nous pouvons reconnaître en a) la sélection de la partie centrale du spot d'excitation (Les lignes blanches suivent le profil du masque). Les images succes-

sives montrent la sélection de parties "symétriquement" éloignées par rapport au centre. Pour chaque sélection la "symétrie" est assurée en déplaçant verticalement le masque pour obtenir des intensités de signal et complémentaire équilibrées dans l'espace réciproque.

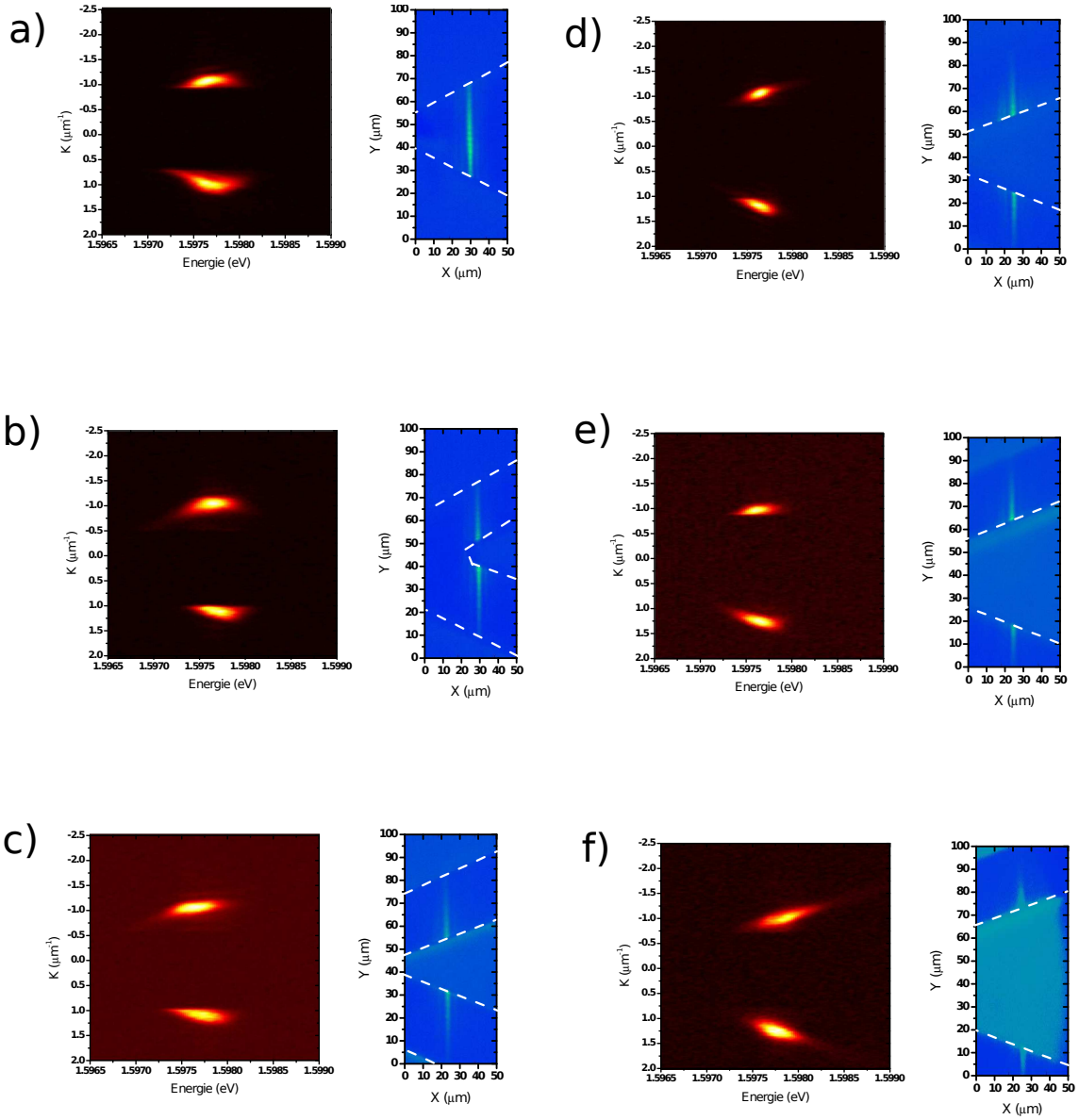


Figure 3.17 : En bleu : images de l'émission dans l'espace réel après avoir fait une sélection par un masque triangulaire. En rouge : profils d'émission dans l'espace réciproque correspondants aux images dans l'espace réel. a-f) différentes positions du masque (dont les bords sont représentés à l'aide d'une ligne blanche en tiret.)

Pour chacune de ces configurations nous avons mesuré les autocorrélations pour le faisceau signal et les corrélations croisées. Les résultats sont représentés en figure 3.18.

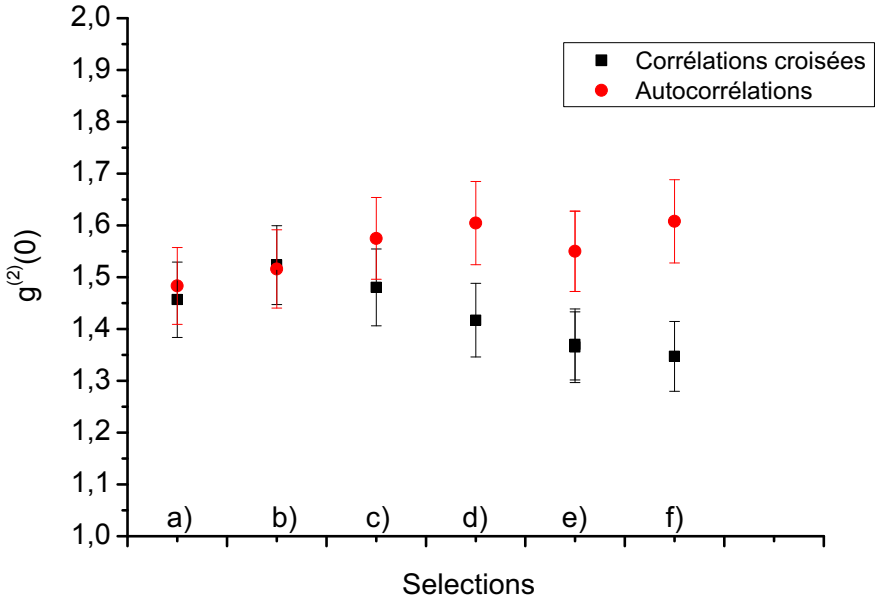


Figure 3.18 : Valeurs de $g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}_{S,I}(0)$ mesurés dans les conditions de sélection a-f) de la figure 3.17.

Les données représentées sur ce graphe nous disent que les valeurs de $g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}_{S,I}(0)$ dépendent assez faiblement de la sélection spatiale effectuée. Dans le cas des autocorrélations nous remarquons que la valeur de $g^{(2)}(0)$ augmente en s'éloignant du centre du spot d'excitation. Par contre le comportement des corrélations croisées est opposé : une faible diminution est observée en s'éloignant du centre du spot. En absence d'un modèle quantitatif pour les effets de propagation évoqués précédemment ces observations restent difficiles à interpréter. Quoiqu'il en soit nous pouvons citer au moins un facteur qui peut produire les effets observés : le profil en intensité du spot de pompe. La contribution des polaritons produits par le bords du spot d'excitation sera minoritaire si l'émission provenant du centre du spot est sélectionnée. Par contre cette contribution sera plus importante si l'émission qui vient des cotés est sélectionnée. Ces polaritons seront crées par une intensité effective plus faible et auront donc une valeur de $g^{(2)}(0)$ plus élevée (cf figure 3.2). Toutefois nous retenons que la sélection sur la partie centrale du spot d'excitation est en

effet la condition la plus favorable, c'est à dire la condition dans laquelle le système est le plus proche de la violation du critère de non-classicité. D'ailleurs il faut aussi remarquer que la diminution des valeurs de $g^{(2)}_{S,I}$ pour des sélections éloignées du centre de la tache de pompe est faible, ce qui semble suggérer que les coïncidences accidentelles (c'est à dire les coïncidences entre photons qui ne sont pas issus de la même paire [58]) donnent une contribution importante à la valeur de $g^{(2)}_{S,I}$ que nous mesurons.

3.5.2.1 Sélection sur la partie centrale de la tache d'excitation

Dans le paragraphe précédent les effets d'une sélection dans l'espace réel ont été étudiés. La figure 3.18 montre toutefois clairement que même dans les situations les plus favorables (premiers deux points du graphe) aucune violation du critère de Cauchy-Schwartz n'est observable. Il nous reste donc à faire varier l'autre paramètre fondamental de notre système, c'est à dire l'intensité de pompe, tout en faisant une sélection spatiale. Nous allons conclure ce paragraphe en montrant des mesures de corrélations obtenues en filtrant une région de longueur $16 \pm 5\mu m$ au centre du spot d'excitation. Cette taille de sélection a été trouvée en optimisant la valeur de $g^{(2)}_{S,I}(0)$ pour une puissance d'excitation au voisinage du seuil d'oscillation. Les résultats pour un fil à désaccord $\delta \sim -8meV$ sont représentés figure 3.19.

Les résultats de figure 3.19 montrent clairement que le régime des corrélations quantiques n'est pas obtenu. Nous retenons donc que les effets spatiaux existent et qu'il faut en tenir compte pour avoir un cadre complet des phénomènes paramétriques. Toutefois la prise en compte de ces effets n'est pas suffisante pour observer des corrélations quantiques dans nos systèmes.

3.6 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté une série de résultats concernant la génération paramétrique dans des fils de largeur 4μm. Tout d'abord nous avons observé l'existence d'un régime paramétrique sous excitation pulsée picoseconde, avec la présence nette d'un seuil d'oscillation. La statistique d'émission des faisceaux signal et complémentaire a été étudiée à travers des mesures de $g^{(2)}(0)$ en fonction de la puissance d'éxcitation pour différents désaccords exciton polariton. Les résultats obtenus ont été confrontés avec les

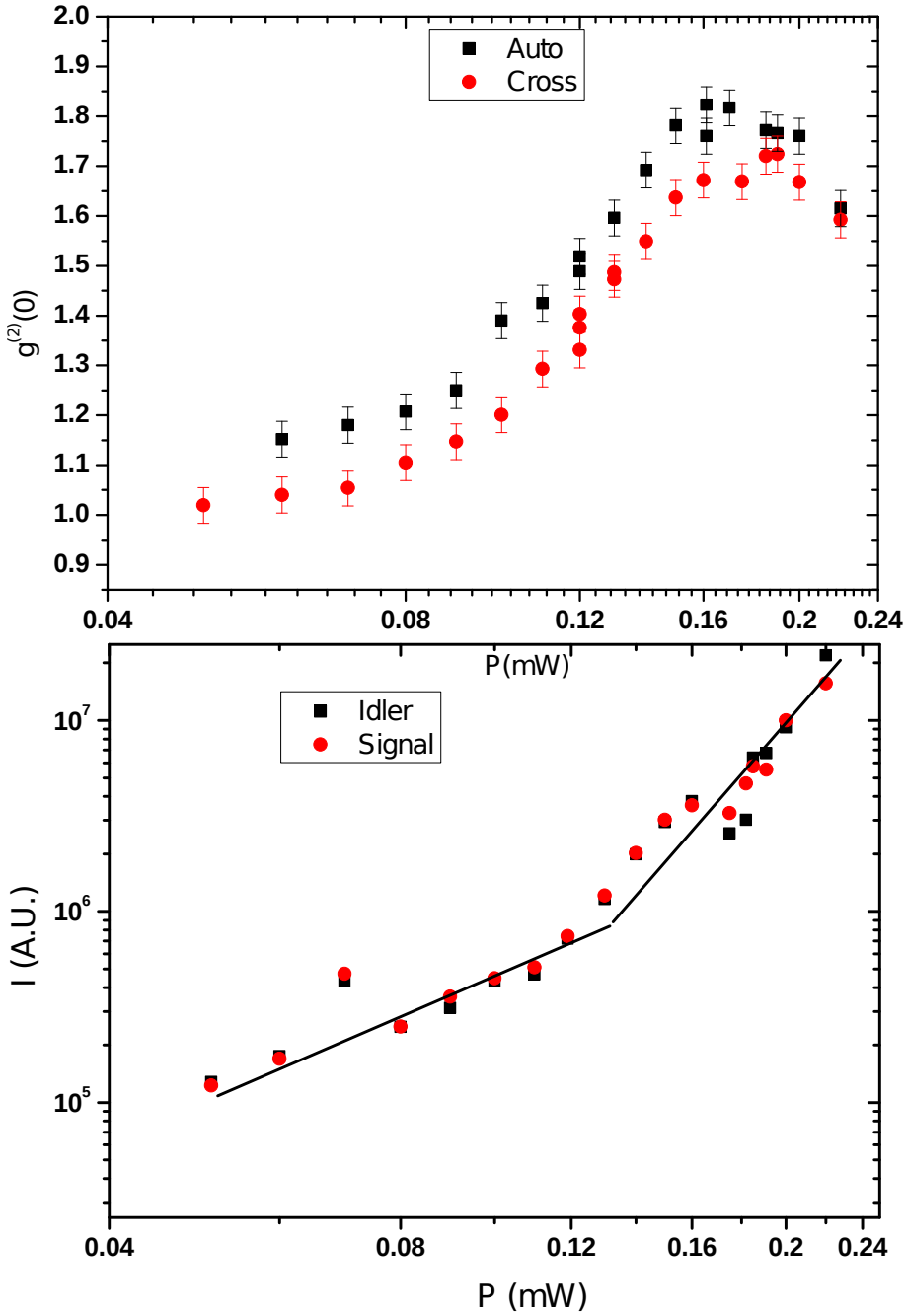


Figure 3.19 : Valeurs de $g^{(2)}(0)$ et $g^{(2)}_{S,I}(0)$ mesurées dans les conditions de sélection 3.5.2.1.

.

modèles présents en littérature. Ensuite nous avons étudié la fonction de corrélation croisée signal-complémentaire $g^{(2)}_{S,I}(0)$. L'absence de corrélations quantiques nous a poussé à

effectuer une étude de l'émission paramétrique résolue dans l'espace réel. Cette étude nous a permis d'une part de mettre en évidence des effets de redistribution des polaritons dans l'espace réel sous excitation résonnante, d'autre part de comprendre dans quelles conditions expérimentales nous nous rapprochons le plus d'une condition de violation du critère de Cauchy-Schwartz. Toutefois un régime de corrélations quantiques entre signal et complémentaire n'a pas été observé. L'absence de corrélations quantiques sous le seuil OPO est probablement due au fait que pour ces faibles puissances d'excitation la partie paramétrique du signal reste petite par rapport à la partie parasite. D'ailleurs en estimant le nombre de photons émis par impulsion nous trouvons qu'aux puissances pour lesquelles la partie paramétrique est dominante nous avons déjà plusieurs photons par impulsion [2] et donc la violation du critère de Cauchy-Schwartz, si existant, pourrait être très faible : les modèles théoriques que nous avons brièvement décrits au paragraphes 1.2.2.4 et 1.2.2.5 prévoient une augmentation de $g^{(2)}_{S,I}$ par rapport à $g^{(2)}_{S}$ quand le nombre de photons est petit.

3.6.1 Comparaison avec d'autres systèmes qui montrent des corrélations quantiques

Dans cette section nous essayons de comparer notre système avec d'autres dispositifs à base de semiconducteur (de taille micrométrique) qui ont montré des corrélations quantiques sur la base de non-linéarités de type χ^3. Bien entendu nous allons concentrer notre attention sur les travaux où ces corrélations ont été mesurées avec des expériences en régime de comptage de photons. En effet il n'existe pas, à notre connaissance, des travaux scientifique qui démontrent une violation expérimentale de la condition de C.S. telle que nous avons essayé de l'observer pendant cette étude (c'est à dire en mesurant en même temps autocorrélations et corrélations croisées). De plus, il n'existe pas (toujours à notre connaissance) des études de corrélations quantiques sur des milieux non-linéaires **en cavité** en régime de comptage de photons. Donc nous nous limiterons à des exemples qui reposent sur des systèmes un peu différents du notre. Très récemment l'équipe de D. Bajoni a démontré la production de faisceaux jumeaux dans un processus de mélange à quatre

2. Selon les configurations adoptées nous estimons entre 3 et 10 photons par impulsion au voisinage du seuil d'oscillation. Par contre un vrai régime de comptage de photons, avec un nombre de photons par impulsion < 0.1, est atteint dans nos expériences seulement dans des conditions (très faibles puissances d'excitations) où l'émission n'est pas majoritairement paramétrique.

ondes dans des micro-résonateurs à disque sous excitation continue. Dans ces expériences un régime de génération paramétrique sous le seuil d'oscillation (appelé aussi régime de *fluorescence paramétrique*) est visible [92, 93]. Même si les auteurs ne mesurent pas les autocorrélations, une quantité assimilable à la grandeur que nous avons appelé ici $g^{(2)}_{S,I}$ est mesurée, en régime de comptage de photon. Cette grandeur, définie comme le rapport des coincidences due aux paires de photons jumeaux sur les coïncidences accidentelles montre un pic très marqué. Le fait que la valeur de ce pic est plus grande que les valeurs possibles attendues pour les autocorrélations dans le cas de génération paramétrique (cf la théorie décrite au chapitre 1) constitue une violation effective du critère que nous avons appelé ici de Cauchy-Schwartz. Un des facteurs qui permet l'observation de ces coïncidences est la suppression du fond très efficace, le rapport signal sur bruit étant un facteur environ 100. De plus, le taux de production des paires demeure très bas (0.2 MHz en excitation continue) et les non-linéarités dans le système sont de nature exclusivement photonique : aucune excitation réelle n'est créée au cours du processus de conversion paramétrique. Des expériences qui sont plus proches de celle présentées au cours de cette thèse ont été réalisées par Edamatsu et collaborateurs [94, 95]. Dans ces travaux la diffusion paramétrique des polaritons dans un cristal de CuCl massif a été exploitée pour produire des faisceaux jumeaux. A partir de la description des expériences faite par les auteurs un taux de production de photons peut être déduit, et demeure très inférieure à un photon par impulsion. Le rapport signal sur bruit cité en [95] est d'environ 20. Ces caractéristiques sont résumées dans le tableau suivant.

Reference	Système	Taux de production	Signal sur bruit
Edamatsu [94]	Crystal de CuCl massif	≤ 0.1 photon/pulse	20
Azzini [93]	Microdisque en silicium	0.2 MHz (excitation continue)	> 100

Donc cette brève description de deux systèmes ou la recherche des corrélations quantiques signal-complémentaire a été réussie nous confirme que les deux conditions, faible flux de photons et rapport signal sur bruit élevé, doivent être vérifiées en même temps quand on utilise un système de comptage de photons. Malheureusement dans nos expériences la deuxième n'est pas réalisée pour de très faibles puissances d'excitation, là où les corrélations quantiques devraient être particulièrement évidentes.

3.6.2 Perspectives

Les études menées pendant ces travaux de thèse complètent les études sur les corrélations signal et complémentaire issus de la génération paramétrique en microcavité, réalisées dans notre groupe lors des thèses de C. Diederichs et T. Lecomte. Nous avons maintenant exploré une large variété de conditions expérimentales et d'échantillons. Néanmoins, avant de conclure sur l'absence intrinsèque de corrélations quantiques, au moins deux expériences restent, à mon avis, encore à faire. La première, la plus simple à réaliser, est la répétition des expériences présentées au cours de ce chapitre en excitation continue en utilisant un laser monomode. Ce régime d'excitation permettrait une excitation plus sélective du mode de pompe et peut-être l'observation de l'émission paramétrique aux faibles puissances avec moins de contribution parasites par rapport à ce que nous avons observé. Une autre possibilité est la réalisation de mesures de $g^2(\tau)$, c'est à dire résoudre la valeur de $g^{(2)}$ pendent la durée de l'impulsion. Ces mesures semblent désormais possibles grâce au développement de détecteurs comme les streak-cameras [96] qui ont des résolutions temporelles de l'ordre de la picoseconde et pourraient permettre de comprendre si des régimes de corrélations quantiques (mêmes transitoires) existent. De plus les données acquises par une streak-camera, correspondant aux temps d'arrivées des photons, permettraient de mesurer aussi les propriétés de réduction de bruit et pas seulement les coïncidences d'arrivé de photons (et donc les $g^{(2)}(0)$) comme nous avons pu le faire ici. D'ailleurs des observation récentes de réduction de bruit par effet Kerr ont été observé dans des micropilier[3], ce qui pourrait être encourageant aussi pour nos systèmes. Notons qu'un effet de fluorescence paramétrique a été observé récemment sur les micropiliers [97]. Dans ces travaux les auteurs démontrent la productions de deux faisceaux non-dégénérés en énergie mais avec un déséquilibre en intensité plutôt réduit. Ce système pourrait donc être un bon candidat pour explorer les corrélations quantiques entre deux faisceaux produits par des interactions polariton-polariton : en étant produits à des énergies légèrement différentes de celle du laser de pompe, la partie élastique du signal parasite pourrait être plus facilement éliminée.

3. Un micropilier est une microcavité gravée sur deux directions à obtenir un confinement des polaritons dans les trois dimensions.

CHAPITRE 4

OPO et formation de motifs transverses dans les microcavités planaires couplées

Ce chapitre est dédié à l'observation de motifs transverses dans les oscillateurs paramétriques optiques en microcavité. Nous étudions l'émission dans l'espace réciproque d'une double cavité planaire en excitation résonnante. Cette étude met en évidence non-seulement un régime OPO mais aussi un ensemble de résultats qui démontrent la formation de motifs transverses dans ces systèmes. Nous montrons ensuite que l'orientation et la géométrie de ces motifs peuvent être contrôlés en jouant sur l'angle d'incidence du faisceau de pompe et sur la direction de sa polarisation linéaire. Ces observations sont complétées par des expériences de type pompe-sonde où l'ajout d'un deuxième faisceau change l'orientation du motif créé par la pompe seule. Des possibilités d'exploitation de ce mécanisme pour la réalisation d'un interrupteur tout-optique sont discutées. L'interprétation de ces observations est réalisée grâce à un modèle microscopique de la réponse non-linéaire (χ^3) des puits quantiques en microcavité.

Sommaire

4.1 Introduction 116
4.1.1 Formation de motifs en optique non-linéaire 117
4.2 Echantillon 120
4.3 Excitation non-résonnante 124
4.4 Excitation résonnante : le régime d'oscillation paramétrique optique 126
4.4.1 Contrôle optique des motifs 130
4.5 Théorie 136

4.5.1 Modèle pour la formation de motifs dans les microcavités de semiconducteurs 136
4.6 Conclusions et perspectives 140

4.1 Introduction

La *formation de motifs* dans les systèmes non-linéaires est un sujet qui concerne des domaines de la physique très variés. Un *motif* est une structure auto-organisée, qui prend forme grâce aux instabilités qui peuvent perturber une des solutions du système. Il peut être défini comme une brisure spontanée de la symétrie spatiale. La formation de motifs requiert deux ingrédients indispensables [15, 16] :

- un terme non-linéaire dans les équations d'évolution temporelle ;
- un terme de couplage spatial.

Ce terme de couplage spatial permet aux instabilités de se propager dans le système. Des exemples de mécanismes qui peuvent assurer un couplage spatial entre points différents du système sont la convection, la diffusion ou la diffraction : pour cette raison la formation de motifs peut être observée en hydrodynamique, en chimie ou en optique.

Un exemple très étudié est la formation de motifs dans les systèmes formés par une couche de fluide ayant ses deux surfaces à deux températures différentes. Les instabilités générées dans le fluide par la convection peuvent, sous certaines conditions [15], s'organiser en formant des formes géométriques (lignes, hexagones etc.) avec une périodicité. Les cellules de convection de Rayleigh-Bénard, dont un exemple est montré figure 4.1 partie a), restent l'exemple le plus connu de ce type de motif.

Les motifs observés en chimie (cf. partie b) de l'image 4.1) ont aussi une importance historique. Ils ont inspiré le travail théorique de Alan Turing en 1952, "The chemical basis of morphogenesis". Dans sa théorie, Turing a montré comment la formation de motifs dans plusieurs classes de systèmes chimiques peut être prévue et décrite en utilisant les concepts de formation des agents chimiques (réactions) et de diffusion de ces agents dans un milieu. Les systèmes de "réaction-diffusion" sont ainsi devenus un des systèmes de référence pour l'étude de la formation des motifs. [1]

1. Bien que l'étude de Turing soit principalement dédiée aux systèmes chimiques, il a été démontré que des descriptions de la formation de motifs formellement identiques peuvent être réalisées pour d'autre systèmes, par exemple les OPO en optique [98].

4.1.1 Formation de motifs en optique non-linéaire

Dans les vingt dernières années du XXième siècle un grand intérêt a été suscité par l'étude des motifs formés dans les systèmes qui possèdent des non-linéarités optiques. Cet intérêt a été motivé principalement par le fait que les systèmes optiques sont relativement plus stables par rapport, par exemple, aux systèmes hydrodynamiques, et permettent des études plus systématiques et reproductibles [99, 100].
Il a été observé que deux faisceaux pompe contre-propageant dans un milieu non-linéaire constitué par des vapeurs atomiques peuvent produire, par mélange à quatre ondes, des ondes dans des directions différentes de celle des deux pompes (Thèse de Doctorat de A. Maître) [101]. Ces ondes, appelées aussi instabilités, peuvent former des motifs transverses (par rapport à la direction determinée par la propagation des deux pompes) qui sont ensuite mesurés, par exemple en champ lointain. En variant les paramètres du système, comme l'intensité des pompes ou leur fréquence, des motifs de formes différentes apparaissent. Des exemples sont montrés sur la figure 4.1 c-d). De plus, un régime de formation de motifs a été observé aussi dans des OPO constitués par des cristaux non-linéaires (χ^2) insérés en cavité [16, 102]. Des exemples de ces observations sont représentés sur la figure 4.1 e-f).

Il est intéressant donc de comprendre si un régime de formation de motifs peut être observé aussi dans les OPO de taille micrométrique présentés au cours de cette thèse. L'existence de ce type de motifs a été prévue théoriquement par le groupe du Prof. Stefan Schumacher et collaborateurs [26, 28, 105] [2]. La proposition théorique [105] prévoyait l'utilisation d'une microcavité planaire simple excitée en incidence normale, comme montré sur la partie a) de la figure 4.2. Dans ce schéma d'excitation la symétrie par rotation autour de l'axe de croissance de la structure est conservée et la formation des motifs sur l'anneau des états finaux est prévue (cf. partie b) de la figure 4.2). D'après ces prévisions théoriques la forme des motifs observés dépend des interactions entre polaritons, responsables de la diffusion paramétrique. Les simulations sont effectuées en considérant un faisceau de pompe polarisé circulairement, ce qui revient à négliger la dépendance des interactions polaritons-polaritons en fonction du degré de liberté de moment angulaire (cf paragraphe

2. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus dans le cadre d'une collaboration que nous avons commencé vers la fin de ma deuxième année de thèse avec le groupe du Prof S. Schumacher de l'Université de Paderborn (Allemagne) et ses collaborateurs, Prof. N.H. Kwong de l'Université Chinoise de Hong Kong et Prof. R. Binder de l'Université de l'Arizone (U.S.A.).

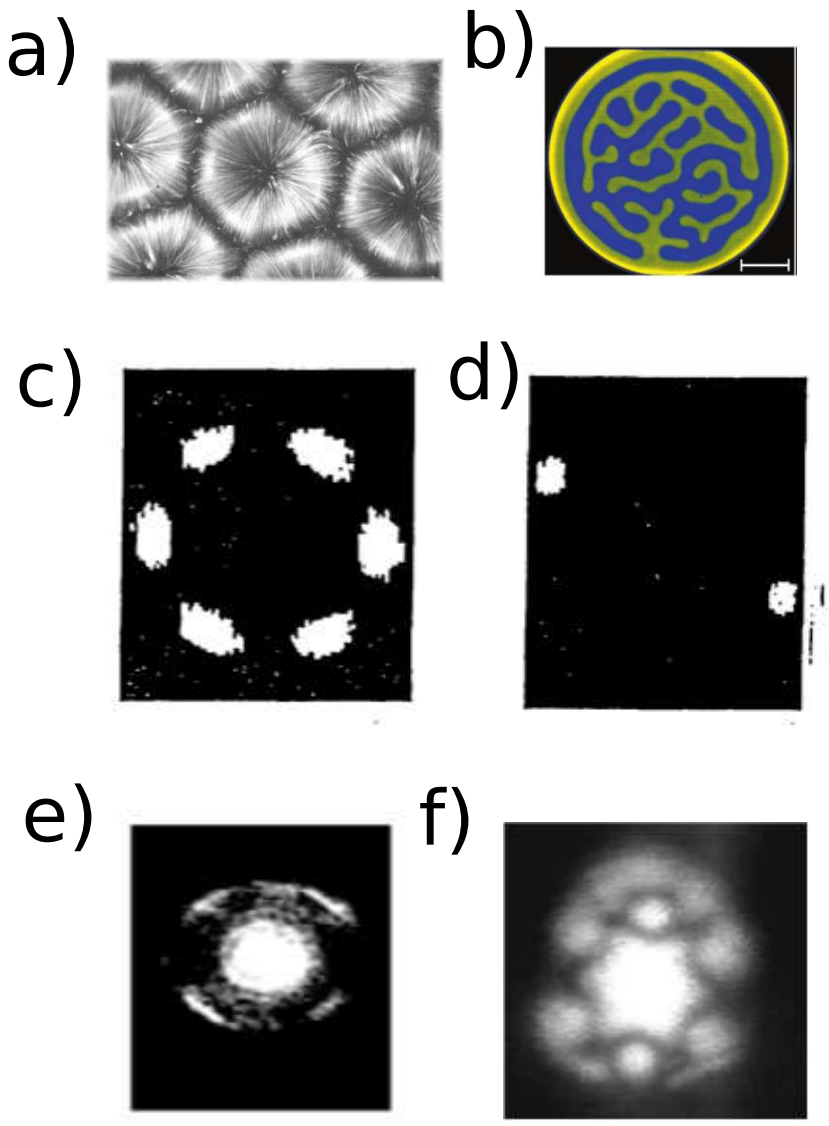


Figure 4.1 : En a) : cellule de convection de Rayleigh-Bénard dans un fluide [103] . En b) distribution spatiale des deux produit d'une réaction chimique, à l'intérieur d'un milieu où il peuvent diffuser. Cette image montre un exemple de motifs dans un système de type réaction-diffusion [104]. En c-d) : motifs transverses en champ lointain générés par mélange à quatre ondes dans une vapeur atomique. Le système est excité par deux faisceaux pompe qui se propagent en directions opposées. La direction fixée par les pompes se trouve au centre des deux images représentées ici (figure adaptée de [101]). En e) et f) : émission en champ lointain produite par des OPO triplement résonnants (adaptés respectivement de [102] et de [16]).

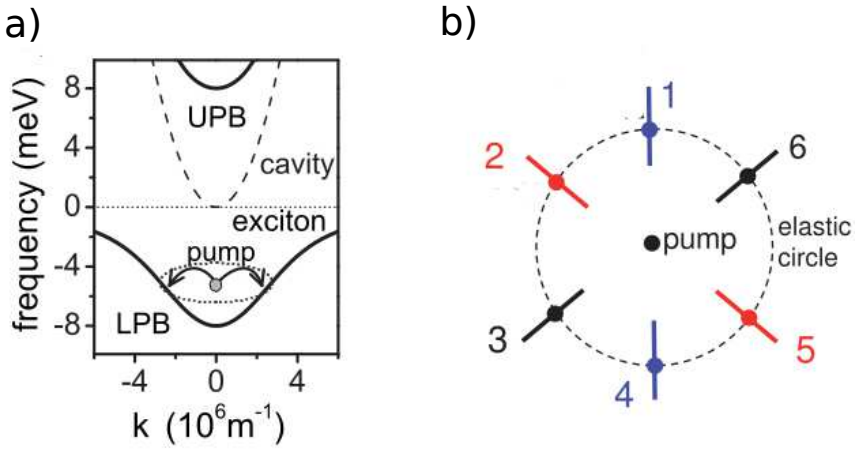


Figure 4.2 : a) : proposition théorique pour l'observation de motifs transverses en utilisant une cavité planaire simple ; b) : schéma des motifs de forme hexagonale prévus sur l'anneau des états finaux (figure adaptée de [105])

1.1.3). De plus le dédoublement TE-TM (cf. paragraphe 1.1.2) est négligé.

Dans la configuration envisagée, l'absence d'un état de polariton résonnant avec le faisceau de pompe peut se traduire dans les expériences par un faible couplage de la pompe avec la cavité et donc par une efficacité de pompage très réduite. Pour cette raison nous proposé ici d'utiliser une cavité planaire double en exploitant le processus d'excitation déjà présenté au chapitre 2. De plus, nos expériences vont montrer que la brisure de symétrie est observée en utilisant une pompe polarisée linéairement [30] : la dépendance des interactions avec le degré de liberté de spin des polaritons ainsi que le dédoublement TE-TM jouent un rôle important dans la formation de motifs dans les OPO à polaritons.
En suivant les indications données par nos expériences, un modèle qui décrit la formation des motifs avec une pompe polarisée linéairement a été développé [30], comme nous le verrons dans le paragraphe 4.5.
Le fait de pouvoir observer les motifs directement dans l'espace réciproque et le fait de pouvoir agir sur leur formation avec un nouveau degré de liberté, comme la polarisation du faisceau de pompe, font des motifs dans les microcavités de semiconducteurs un système qui peut fournir un nouveau point de vue sur ce type de physique.
De plus, un intérêt plus applicatif de ces système a été envisagé. Il a été proposé [26, 28] que l'orientation des motifs transverses dans les $\mu - OPO$ pouvait être contrôlée à l'aide d'un deuxième faisceau, d'intensité plus faible que celle du faisceau pompe, appelé sonde.

Le fait que l'action de ce deuxième faisceau soit réversible (une fois éliminé le faisceau sonde, le système récupère son orientation initiale) évoque l'analogie avec un dispositif de type interrupteur.[3] Ce type de contrôle des motifs transverses a déjà été observé dans des vapeurs atomiques [106]. L'observation de ces effets en microcavité rendrait naturellement ces effets beaucoup plus intéressants pour réaliser à terme des dispositifs, les microcavités de semiconducteur étant des structures solides et intégrables avec d'autres composantes électro-optiques, comme les VCSEL [75].

4.2 Echantillon

La réalisation d'un OPO inter-branche horizontal, c'est à dire dégénéré en énergie, a été démontrée pour la première fois dans la thèse de Carole Diederichs [75]. Ce processus a été observé à la fois dans des microcavités triples (en n'exploitant que deux des trois branches) et dans les cavités doubles [18], comme nous l'avons brièvement rappelé au chapitre 2.

Un échantillon de cavité double, dont un exemple est présenté sur la figure 4.3 a), est formé par trois miroirs de Bragg (DBR1, 2 et 3). Les deux cavités sont séparées par le miroir appelé DBR2. Le couplage entre les deux modes de cavité dépend de la réflectivité de ce miroir intermédiaire DBR2, qui est donnée par l'équation 1.1.13. Elle peut être contrôlée en choisissant le nombre de couches de ce miroir de Bragg central ainsi que leur contraste d'indice. Ce couplage entraîne une levée de dégénérescence entre les deux modes photoniques couplés. Elle est observée expérimentalement et est à la base de l'apparition des deux branches de polariton du bas, quand ces deux modes photoniques se couplent aux modes excitoniqes.

La structure proposée est donc formée par une séquence de DBR composés par **17.5-17.5-25 paires de couches** (pour DBR1, DBR2 et DBR3 de la partie b) de figure 4.3). Chaque paire a une couche en $Al_{0.95}Ga_{0.05}As$ et une en $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$. Les deux cavités (en $Al_{0.95}Ga_{0.05}As$) ont une épaisseur $\lambda/2$. Trois groupes de puits en $GaAs$ sont prévus pour chaque cavité : 1 au centre de la cavité et deux autres dans les deux premières couches des DBR. L'indice de réfraction en fonction de la position dans la structure est représenté sur la figure 4.3.

3. Les dispositifs de ce type pilotés par des faisceaux lumineux prennent aussi le nom d'interrupteurs tout-optique.

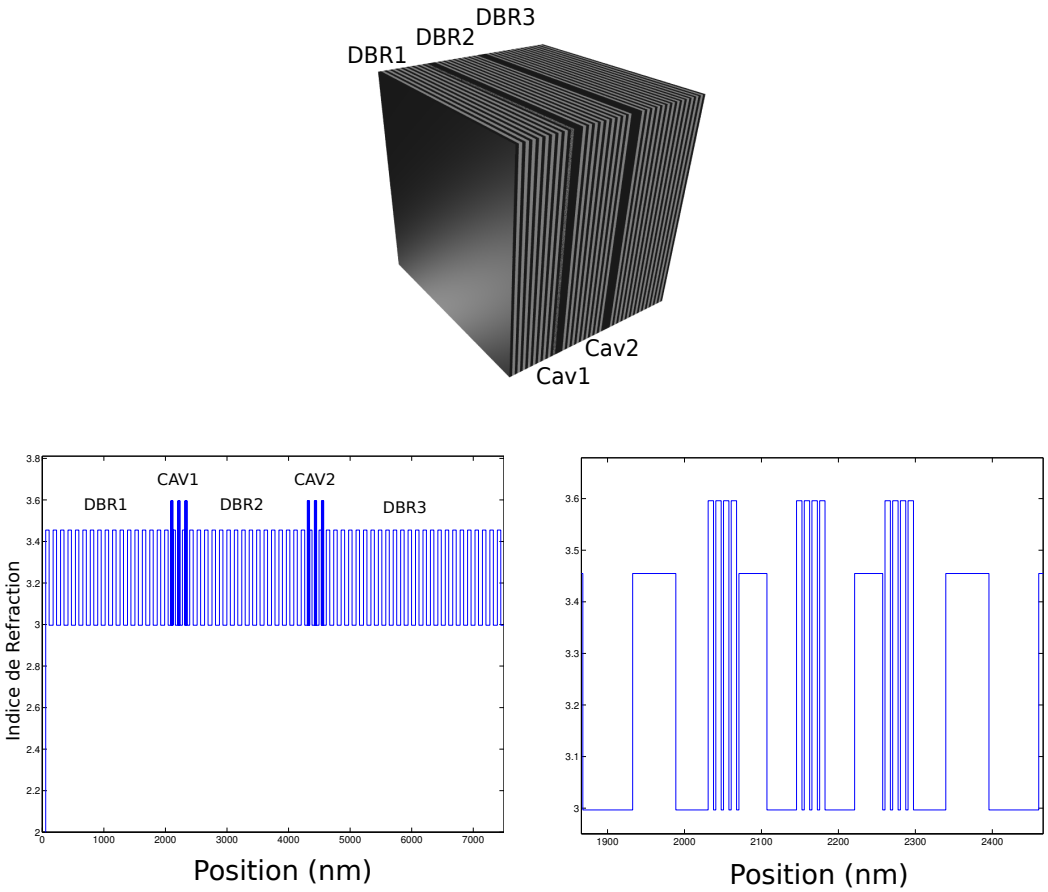


Figure 4.3 : En haut : réprésentation d'une microcavité double. En bas à gauche : indice de réfraction en fonction de la position dans la structure (à droite on trouve le substrat en GaAs sur lequel la structure est épitaxiée. A gauche l'extérieur de la cavité). En bas à droite : le graphe montre un agrandissement sur une des deux cavités $\lambda/2$. Trois groupes de 4 puits en GaAs sont visibles.

Le graphe en bas à droite de la figure 4.3 montre un agrandissement de la cavité avant (celle située le plus loin du substrat) : les trois groupes de quatre puits quantiques sont visibles.

En utilisant la méthode des matrice des transfert (cf. chapitre 1) nous avons simulé la réflectivité de la structure en imposant une force d'oscillateur nulle aux excitons des puits quantiques $f_{QW} = 0$. Le résultat pour une énergie des deux modes de cavités non couplés

de $E_{cav} = 1.5995eV$ est représenté sur la figure 4.4.

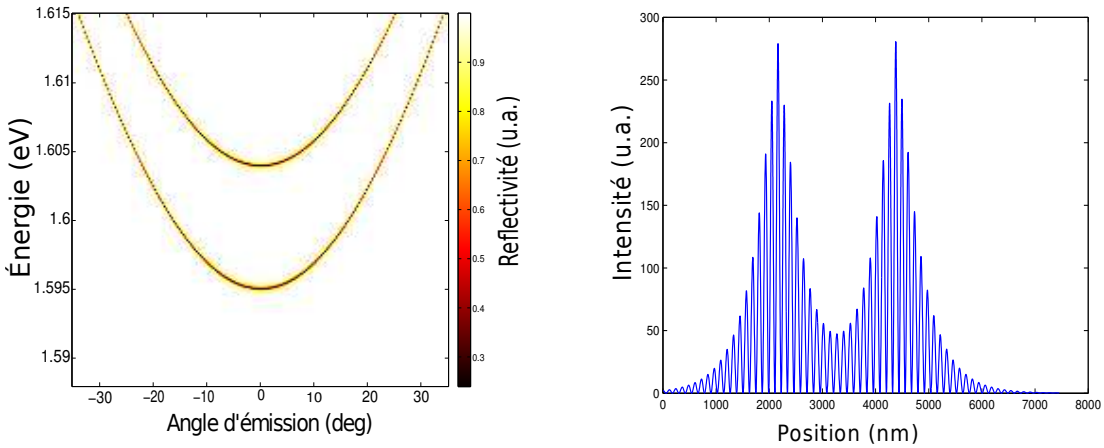


Figure 4.4 : A gauche, réflectivité de la structure en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence. Simulation obtenue pour une force d'oscillateur dans les puits $f_{QW} = 0$. A droite profil du champ électrique calculé pour le mode de plus basse énergie.

Cette figure montre que le couplage entre les deux modes de cavités lève la dégénérescence en énergie des deux modes de cavités : nous retrouvons deux modes séparés en énergie d'environ 10 meV.

Il est aussi intéressant de calculer l'intensité du champ électrique le long de l'axe de croissance de la structure, pour une énergie correspondante au mode photonique le plus bas de la figure 4.4 et pour un angle d'incidence nul. Le résultat de ce calcul est présenté sur la partie droite de la figure 4.4. Il met en particulier en lumière la délocalisation des deux modes propres photoniques sur l'ensemble de la structure, ces excitations sont donc communes aux deux cavités. La finesse pour cette cavité peut être calculée comme le rapport entre l'intervalle spectral libre et la largeur du pic de réflectivité [37]. Pour une cavité $\lambda/2$, la finesse sera directement $F = \frac{E}{W}$, ou W est la la largeur du pic de réflectivité calculée, suivant l'équation 1.1.11. Pour le mode représenté figure 4.4, la finesse calculée est $F \sim 9.8 * 10^3$. Cette valeur est tout à fait comparable aux valeurs cités pour des structures similaires [78, 107]. Nous pouvons introduire une force d'oscillateur pour les puits quantiques $f_{QW} \neq 0$ et montrer comment la réflectivité de la structure est modifiée par le couplage fort exciton-photon, dans le cas d'un désaccord exciton-photon nul. Le résultat est montré figure 4.5. L'énergie de l'exciton a été choisie égale à l'énergie des deux modes de cavités non couplés $E_X = E_{cav}$. Nous faisons, de plus, l'hypothèse d'avoir la

même énergie pour la transition excitonique dans les deux cavités. L'apparition de 4 différentes branches polaritoniques est observée. Pour pouvoir contrôler le désaccord entre les

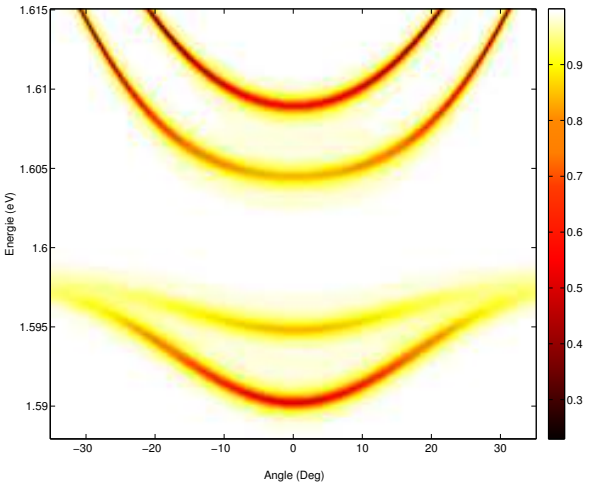


Figure 4.5 : Réflectivité de la structure à désaccord exciton-photon nul. Quatre branches de polariton apparaissent grâce au couplage fort exciton-photon.

modes photoniques et le mode excitonique, un gradient d'épaisseur des cavités est expressément introduit dans ces structures. Les deux cavités possèdent donc un même gradient d'épaisseur dans la même direction, ce qui permet de choisir le désaccord entre les modes photoniques et le mode excitonique.

Nous concluons ce paragraphe en expliquant pourquoi les caractéristiques de cet échantillon sont particulièrement adaptées pour obtenir des effets paramétriques intenses :

– *Un nombre élevé de puits quantiques : 12 pour chaque cavité.*

  Comme nous l'avons mentionné au chapitre 1, un nombre élevé de puits permet d'obtenir une forte densité de polaritons tout en gardant la densité d'excitons dans chaque puits inférieure à la densité de saturation $n_{sat} \sim 1/a_0 \sim 10^{11} cm^{-2}$, ou a_0 désigne le rayon de Bohr de l'exciton. En même temps la présence de N puits quantiques en cavité permet d'augmenter d'un facteur $\sqrt{N}$ le dédoublement de Rabi $\hbar\Omega$. Selon l'équation 1.1.20, pour un désaccord polariton-exciton négatif fixé, des valeurs élevées du dédoublement de Rabi donnent des poids excitoniques plus élevés et donc des interactions polariton-polariton plus efficaces. Des dédoublements de Rabi importants permettent d'augmenter l'efficacité des non-linéarités.

– *Des puits en GaAs, de façon à éliminer l'Indium de la structure.*
Les alliages contenants de l'Indium possèdent un paramètre de maille différent par rapport aux alliages de Ga, Al et As [31].Par exemple le InAs a un paramètre de maille d'environ 6.06 Åcontre 5.64 et 5.66 Åpour GaAs et AlAs respectivement. En utilisant seulement Ga, As et Al nous espérons donc pouvoir limiter l'accumulation des contraintes dans la structure. En effet il a été proposé que ces contraintes forcent l'émission OPO à suivre les directions de haute symétrie du cristal [19] (cf. 2.2.2). Ces effets pourraient donc masquer la formation de motifs.

– *Des cavités de finesses élevées et donc des miroirs aussi épais que possible, afin d'observer un seuil d'oscillation paramétrique aussi faible que possible.*
Néanmoins il existe une limitation technique : l'épaisseur totale de la structure ne doit pas excéder 8 μm [4] pour limiter l'apparition de dislocations qui s'avèrent nuisibles pour la qualité de l'échantillon.

Les propriétés décrites dans ce paragraphe sur la base de simulations numériques peuvent être en partie vérifiées par une caractérisation de l'échantillon sous excitation non-résonnante présentée au paragraphe suivant.

4.3 Excitation non-résonnante

Les expériences décrites dans ce paragraphe ont été réalisées sous excitation non-résonnante pour caractériser la structure dont nous venons de donner la description. En excitant la structure avec une énergie correspondante au premier creux de réflectivité dans la bande d'arrêt des DBR nous pouvons accéder facilement à l'émission de photoluminescence (PL). A l'aide du spectromètre nous pouvons donc imager les dispersions des modes polaritoniques (cf chapitre 2). Compte tenu du nombre élevé de puits quantiques insérés dans la structure nous nous attendons à observer un dédoublement de Rabi d'environ 15 meV, et une émission depuis les branches des polaritons hauts très faible. Dans ce qui suit nous nous concentrons sur l'émission de PL des branches basses. Des résultats représentatifs sont présentés sur la figure 4.6.

Sur la base des courbes théoriques adaptées aux dispersions expérimentales, nous re-

4. Communication personnelle, LPN.

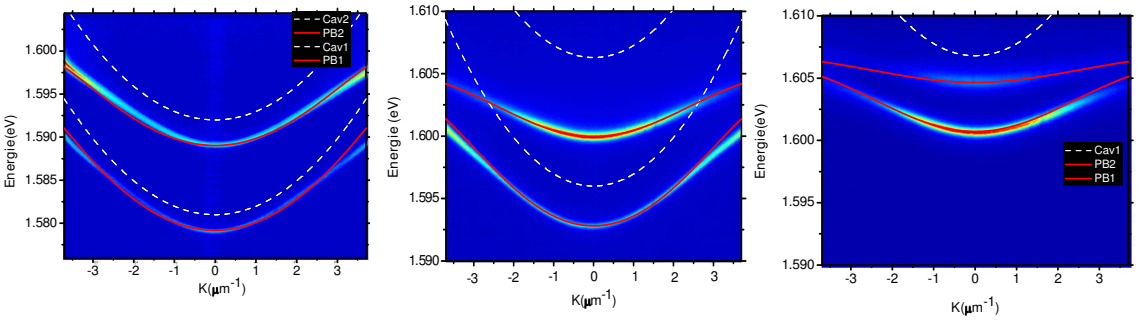


Figure 4.6 : Relations de dispersion mesurées expérimentalement en différents points de l'échantillon. Les courbes théoriques sont obtenues pour les paramètres suivants : a) $E_{Cav1} = 1.581eV$, $E_{Cav2} = 1.592eV$, $E_{Exc} = 1.6045eV$,$\hbar\Omega = 13.5meV$; b)$E_{Cav1} = 1.5960eV$, $E_{Cav2} = 1.6063eV$, $E_{Exc} = 1.6072eV$,$\hbar\Omega = 13.7meV$; c) $E_{Cav1} = 1.6068eV$, $E_{Cav2} = 1.6175eV$, $E_{Exc} = 1.6082eV$,$\hbar\Omega = 13.5meV$;(en c) le mode photonique E_{Cav2} n'est pas visible sur l'échelle d'énergie choisie).

trouvons un écart entre les deux modes photoniques qui varie entre $10meV$ et $11meV$ en bon accord avec les simulations présentées dans le paragraphe 4.2. Nous pouvons aussi déduire la valeur du dédoublement de Rabi $\hbar\Omega \sim 13.5meV$. Cette valeur est en accord avec les valeurs $10meV < \hbar\Omega < 15meV$ trouvées précédemment pour d'autres cavités (simples) ayant le même nombre de puits quantiques [18, 78]. Ces observations sont confirmées par l'étude de la courbe d'anticroisement, obtenue en balayant la surface de l'échantillon et en enregistrant le spectre de PL pour une série de positions différentes. En prenant une coupe en $k \sim 0$ nous obtenons la succession de spectres montrés sur la figure 4.7 a). Nous avons mesuré les cordonnées position et énergie des deux pics présents sur chaque spectre, pour obtenir les courbes de la figure 4.7 b). Ces données peuvent être décrites à l'aide de la relation :

$$E_{PB} = \frac{1}{2}\left(E_{Cav1} + E_{Exc}\right) - \frac{1}{2}\sqrt{\left(E_{Cav1} - E_{Exc}\right)^2 + \left(\hbar\Omega\right)^2} \tag{4.3.1}$$

où nous avons supposé que $E_{Cav1,2}$ et E_{Exc} varient linéairement avec la position sur l'échantillon. Cette analyse confirme donc une valeur de $\hbar\Omega \sim 13meV$ très proche de la valeur trouvée avec les dispersions théoriques et nous permet aussi d'estimer le gradient d'épaisseur des cavités à partir des variations des énergie des modes photoniques avec la position sur l'échantillon (lignes en tiret sur le graphe 4.7b)) : $\Delta E_{Cav1,2} \sim 3.9 \pm 0.1meV/mm$. La connaissance de ce paramètre nous permet alors de fixer une limite à la taille maxi-

male de notre spot laser si nous voulons être sûr d'exciter un seul mode de polariton. Les expériences présentées au cours de ce chapitre ont été réalisées avec un spot de taille $S \sim 50\mu m$,

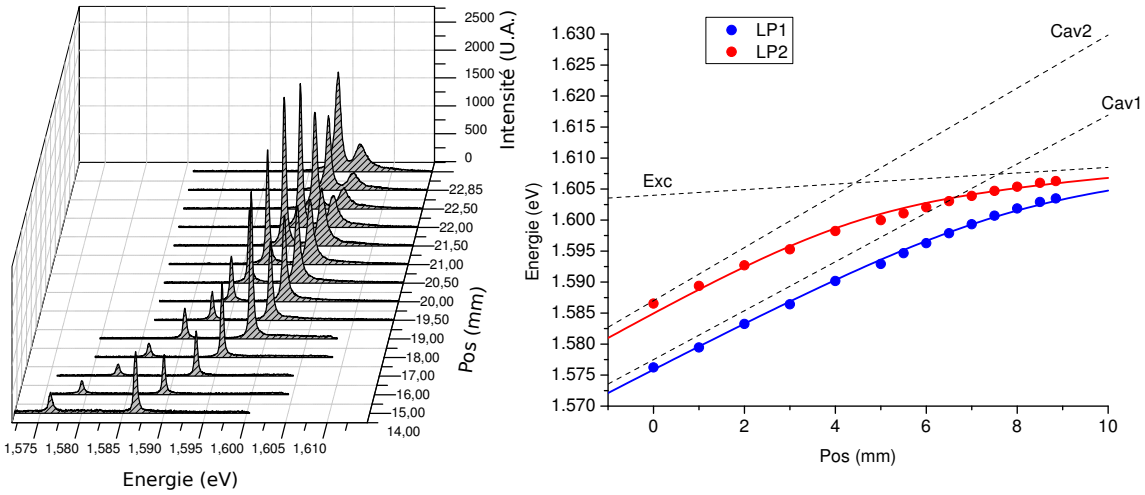


Figure 4.7 : A gauche : série de coupes en $k \sim 0$ des dispersions obtenues en balayant la surface de l'échantillon. A droite : énergies des pics des courbes de a), chaque pic correspond à une branche de polariton. Les lignes en tiret représentent les énergies des modes de cavité et de l'exciton. Leurs énergies varient linéairement avec la position sur la surface de l'échantillon. Les lignes en trait continu représentent les énergies des branches basses de polaritons selon l'équation 4.3.1.

4.4 Excitation résonnante : le régime d'oscillation paramétrique optique

Les processus que nous cherchons à mettre en évidence ont lieu sous excitation résonnante, en exploitant le mécanisme montré sur la partie b) de la figure 4.8. Les interactions polariton-polariton décrites au chapitre 1 permettent aux polaritons, injectés à l'aide d'un faisceau de pompe en $k \sim 0$ de diffuser vers des états finaux qui se trouvent sur la branche la plus basse en énergie. A cause de l'invariance par rotation autour de l'axe de croissance de l'échantillon tous les vecteurs d'onde sont à priori autorisés pour les état finaux, qui formeront alors un cercle sur la branche extérieure (représenté figure 4.8 b)). Nous allons donc présenter les résultats de cette expérience d'excitation résonnante, en commençant par des images du plan de Fourier.

Pour limiter au maximum la réflexion du laser de pompe en $k \sim 0$ et la présence de

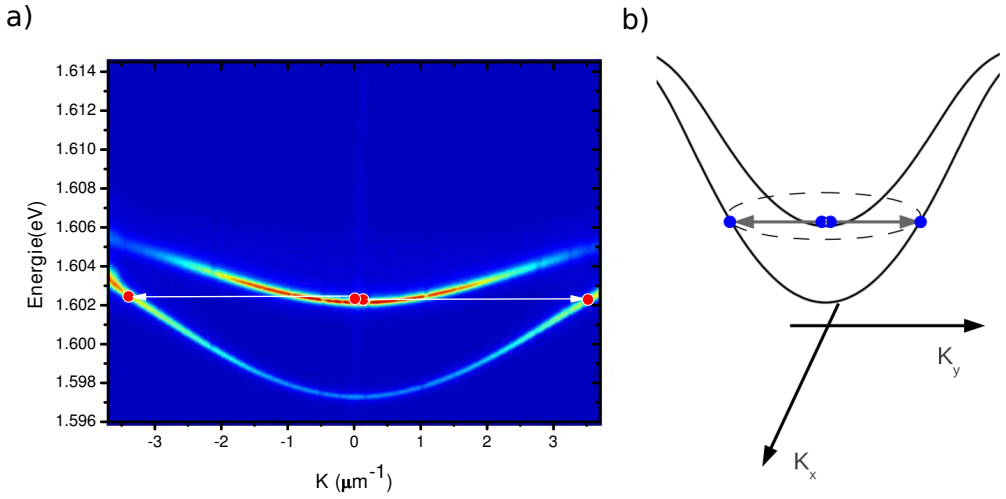


Figure 4.8 : a) Schéma du processus de diffusion des polaritons dans l'échantillon de cavité double présenté dans ce chapitre. Le désaccord entre le mode de cavité non couplé et l'exciton est $\delta \sim 0$ pour les dispersions montrées. b) Représentation du processus en excitation résonnante et de l'anneau des états finaux possibles.

diffusion Rayleigh sur l'anneau des états finaux nous avons décidé d'exciter la structure en polarisation linéaire et de détecter l'émission dans l'espace des vecteurs d'onde en polarisation croisée par rapport à la pompe. Les résultats pour différentes intensités de pompe sont représentés figure 4.9.

Pour des faibles intensités un éclairage du cercle extérieur plutôt uniforme est observé (figure 4.9 a) et b)). Nous pouvons aussi discerner des maxima d'intensité dans la direction verticale, qui est notamment un des axes cristallins principaux de la structure [18, 19, 75]. Pour des intensités supérieures nous observons la formation de zones d'émission plus intenses le long de l'anneau (figure 4.9 c)). Pour de très fortes intensités de pompe six maxima sont bien visibles en émission, figure 4.9 d).
En mesurant l'intensité correspondante à ces 6 points nous obtenons le graphe représenté figure 4.10. Nous pouvons identifier clairement un seuil d'oscillation paramétrique pour une puissance d'environ 155mW.

La présence d'un effet de seuil dans les intensités émises, conjointement au fait que la détection est ici en polarisation linéaire croisée par rapport à la pompe [5] nous permet d'identifier avec certitude un régime OPO dans ce système. De plus, les couples de points opposées sur l'anneau ont des formes qui sont plutôt spéculaires (c'est à dire que le centre

5. L'émission Rayleigh est alors fortement supprimée.

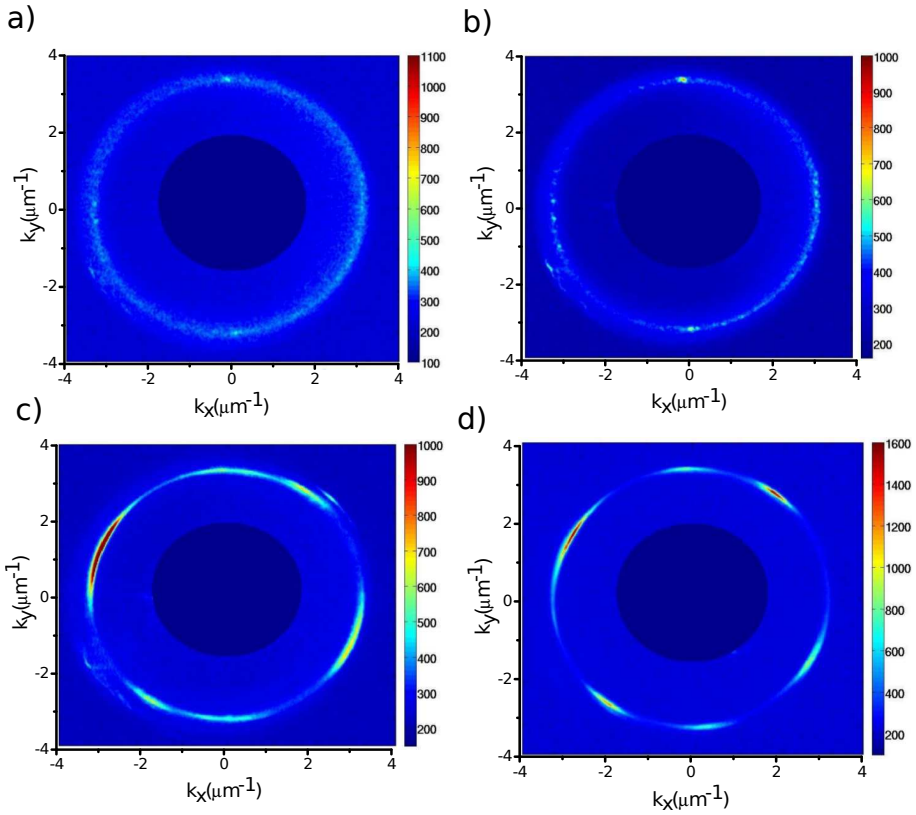


Figure 4.9 : Émission dans l'espace réciproque pour des intensités de pompe croissantes. a) $I_{pompe} = 16mW$, b) $33mW$, c)$155mW$ (correspondant environ à la puissance de seuil), d)$195mW$.

du cercle de diffusion se comporte comme un centre d'inversion pour chaque couple de points). Ce comportement est en effet attendu du fait de la conservation du vecteur d'onde (cf. partie b) de la figure 4.8) dans le processus de diffusion des polaritons. Nous observons donc que :

- Au dessus du seuil d'oscillation il y a une rupture de symétrie. En particulier l'apparition des six maxima est nouvelle par rapport à la situation à laquelle on aurait pu s'attendre, c'est-à-dire soit une émission uniformément répartie sur l'anneau d'émission, soit une émission dans des directions complètement déterminées par le désordre dans les miroirs de Bragg [19] (cf. paragraphe 2.2.2).
- La distribution d'intensité observée présente 6 taches bien définies, avec des intensités différentes.
- Nous mesurons des intensités émises de l'ordre de quelques dizaines de μW, c'est-à-dire environ dix fois les intensités mesurées sur les échantillons de double microcavité

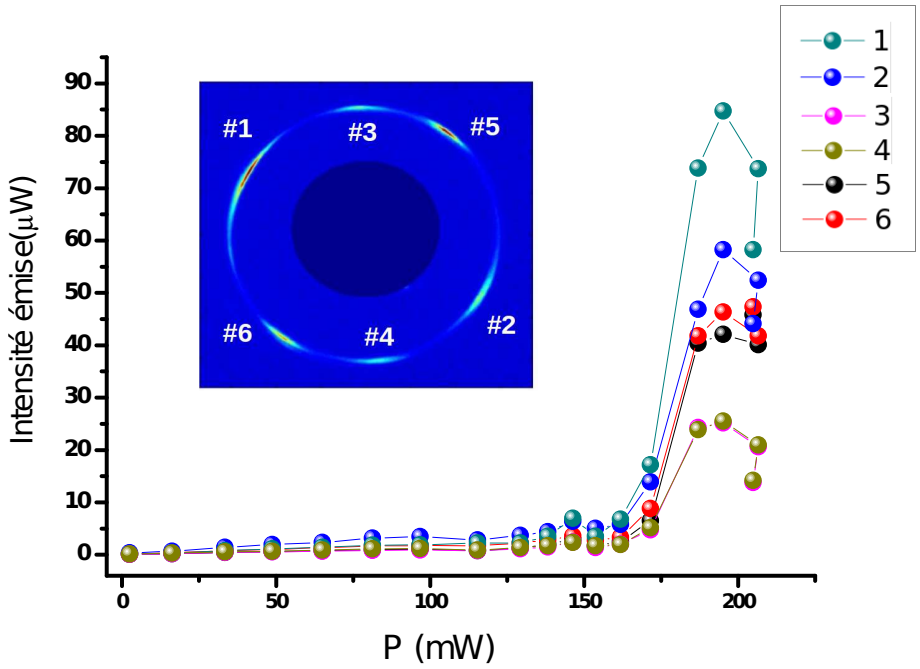


Figure 4.10 : Intensité émise en fonction de la puissance de pompe. L'insert associe les points de l'image expérimentale aux intensités mesurés en figure.

étudiés précédemment [18].

Des informations plus précises peuvent être déduites en regardant, par exemple, la courbe d'émission du point le plus intense de la figure 4.10 en échelle logarithmique. Nous pouvons décrire la partie sous le seuil par une loi de type $I \sim P^{\alpha}$ avec $\alpha = 1$. Ce résultat nous indique que sous le seuil d'oscillation l'émission provenant de l'anneau est essentiellement due à la diffusion Rayleigh. En revanche pour des puissances supérieures à environ 150 mW nous retrouvons un comportement qui peut être décrit avec une loi de type $I \sim P^{0.5} - P^{0.5}_{Seuil}$, comme cela a déjà été observé pour les processus paramétriques dans les fils (cf. chapitre 2).

Nous verrons dans le paragraphe 4.5 comment un modèle prenant en compte les interactions polariton-polariton au sein d'une microcavité peut expliquer qualitativement la formation de ces motifs dans l'espace réciproque.

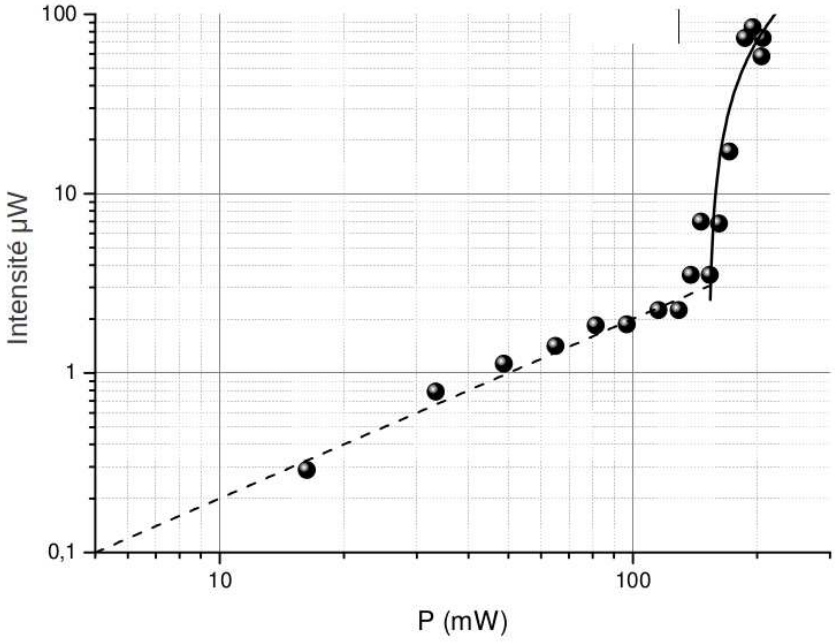


Figure 4.11 : Intensité émise en correspondance du point le plus intense (# 1) du motif à six taches montré figure 4.10. La ligne en tiret $\sim P$ et la ligne en trait continu $\sim P^{0.5} - P_{Seuil}^{0.5}$ reproduisent l'ensemble des données.

4.4.1 Contrôle optique des motifs

4.4.1.1 Contrôle au moyen du faisceau de pompe

Au cours de ces travaux, plusieurs possibilités de contrôle optique des motifs ont été mises en évidence. La première méthode que nous allons présenter repose sur la variation de l'angle d'incidence du faisceau de pompe défini par le vecteur d'onde k_{pump}. En particulier nous avons observé qu'en introduisant un angle dans l'une des directions des trois couples de taches (par exemple la couple # 5 - #6 sur la figure 4.10) qui forment le motif dans l'espace réciproque, la forme du motif change : le nombre de taches et leurs positions sur l'anneau varient en fonction de l'angle d'incidence du faisceau de pompe. Cette manipulation permet de réaliser une transition d'un motif à six taches à un motif à deux taches intenses et symétriques. Un résultat expérimental caractéristique de cet effet est représenté figure 4.12. La partie a) de la figure montre qu'à l'incidence normale, $k_{pump} \sim 0$, six taches sont visible. Ensuite, nous introduisons un angle du faisceau de pompe dans la direction repérée par la flèche noire et correspondante à la direction des taches #5 #6. Il est pos-

sible d'observer une transition à un motif à deux taches (partie c) de figure 4.12) pour un vecteur d'onde de l'ordre de $k_{pump} \sim 0.1\mu m^{-1}$, ce qui correspond à un angle d'incidence d'environ 1 degré. De plus, un déséquilibre en intensité entre les deux tâches #5 #6 est visible (cf. parties d), e) et f) de figure 4.12). Ce déséquilibre (de plus en plus important avec l'angle d'incidence de la pompe) est probablement dû à la différence d'énergie et donc au poids différent de la composante photonique pour les deux populations, qui induit un couplage différent avec l'extérieur de la cavité (cf chapitre 1).

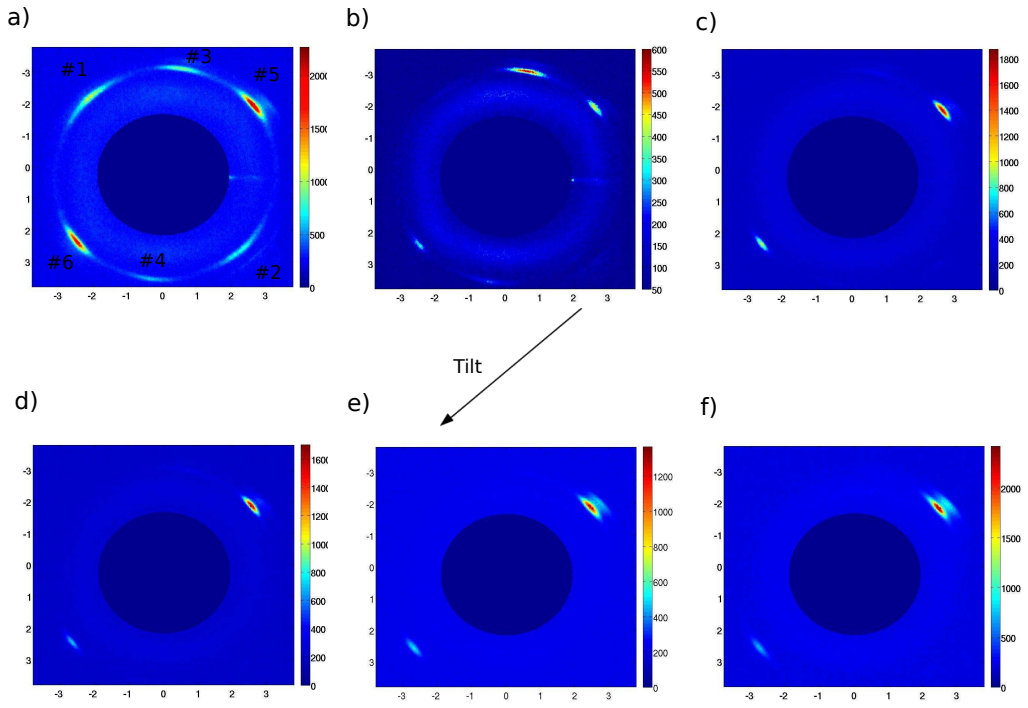


Figure 4.12 : Emission en régime OPO dans l'espace réciproque pour différents angles d'incidence k_{pump} de la pompe. a) $k_{pump} \sim 0$; b-f) k_{pump} croissant dans la direction donnée par la flèche "tilt". En c) l'angle de la pompe est environ 1 degré, en f) il est environ 3 degrés.

Pour rendre plus quantitatives ces observations nous avons mesuré les intensités des 6 taches en fonction de k_{pump}. Ce dernier a été mesuré en repérant la position de la tache du laser (non visible dans la figure). Afin d'isoler au mieux l'effet dû au changement de l'angle

d'incidence de la pompe, en s'affranchissant des différences d'intensités intrinsèques entre paires de taches différentes (cf figure 4.10), nous avons normalisé la somme des intensités pour chaque paire de taches par les intensités obtenues à $k_{pump} \sim 0$. Les résultats sont présentés figure 4.13.

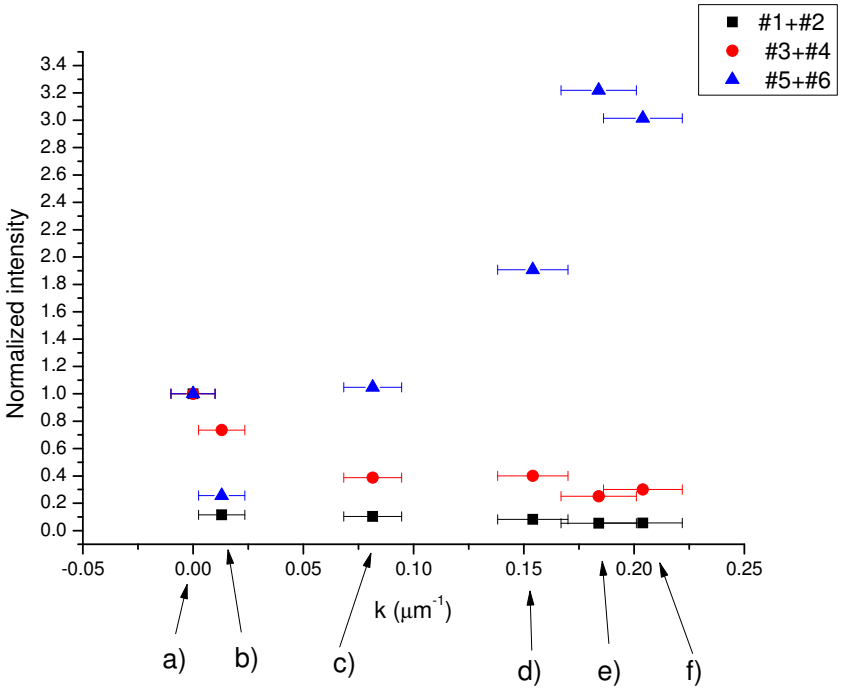


Figure 4.13 : Somme des intensités sur les couples de points opposés. Les intensités sont normalisées par rapport à l'intensité de la tache à $k \sim 0$ et pour cette raison les premiers points sont confondus. Ensuite pour des angle de $0.1 - 0.15\mu m^{-1}$, le couple de points # 5 # 6 devient dominant en intensité par rapport aux autres points. Ces angles correspondent à environ 1 degré.

Sur cette figure nous voyons qu'en augmentant l'angle d'incidence de la pompe dans la direction des taches # 5 # 6, ces deux taches deviennent les plus intenses. Un autre couple, les taches # 3 # 4 diminuent beaucoup en intensité et le couple # 1 # 2 n'est plus du tout éclairé. [6]

6. Nous citons aussi que d'autres motifs ont été récemment observés, notamment en introduisant un angle du faisceau de pompe dans des directions différentes de celles repérées par les taches qui forment l'hexagone. En étant liées à une démarche expérimentale différente de celle exploitée ici nous n'allons pas décrire ultérieurement ces structures, qui peuvent montrer par exemple huit ou quatre taches. Toutefois

Une deuxième méthode permet de contrôler les motifs et repose sur la rotation de la polarisation linéaire du faisceau de pompe.

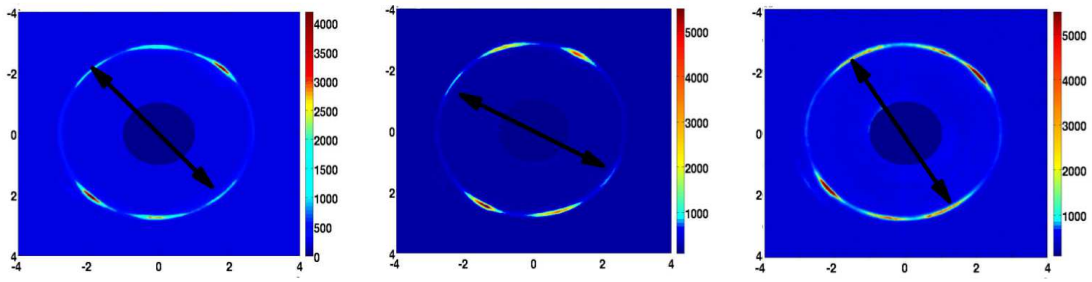


Figure 4.14 : Effet de la rotation de la polarisation du faisceau de pompe (repéré par la flèche) sur l'orientation du motif.

Sur la figure 4.14 est présenté l'effet d'une rotation de la polarisation linéaire du laser d'environ 10 degrés. Nous remarquons que le motif suit en partie la rotation de la polarisation en effectuant lui aussi une rotation. Nous reviendrons sur cette propriété au paragraphe 4.5.

4.4.1.2 Contrôle au moyen d'un deuxième faisceau

Une autre méthode de contrôle que nous avons utilisée repose sur l'introduction d'un deuxième faisceau, qui sera appelé sonde dans la suite. En particulier nous nous sommes intéressés à l'effet de ce faisceau sonde sur un motif à deux points comme celui de la figure 4.13 e)-f). Le faisceau sonde est polarisé comme l'émission paramétrique et possède une intensité plus faible que celle du faisceau pompe : $\frac{1}{5}I_{pompe} < I_{sonde} < \frac{1}{3}I_{pompe}$ pour les données présentées figure 4.15. Sur la figure 4.15 a) nous observons un motif à deux taches obtenu en excitant l'échantillon avec le faisceau de pompe seul, légèrement incliné (angle d'incidence d'environ 1-2 degrés) selon la méthode détaillée dans le paragraphe 4.4.1.1. La conséquence de l'ajout du faisceau sonde sur l'émission est présentée sur la figure 4.15 b). Il est clair que l'effet du faisceau sonde ne se limite pas à la production d'une deuxième tache symétrique par rapport à sa position dans l'espace réciproque mais induit plutôt un changement d'orientation du motif. Ce changement est parfaitement réversible, et, une fois le faisceau sonde arrêté, nous retrouvons la situation présentée en a). Finalement l'émission

leur étude sera intéressante pour apporter de nouveaux éléments sur les mécanismes de formation des motifs (cf. paragraphe 4.5 et 4.6).

quand seul le faisceau sonde est présent est montrée figure 4.15 c) : la tache symétrique du faisceau sonde sur l'anneau élastique n'est plus visible (la faible tache visible sur la partie de droite de l'image est due à une réflexion partielle du faisceau sonde). Nous pouvons conclure donc que l'effet présenté sur la figure 4.15 b) est bien un effet produit par la présence simultanée des faisceaux pompe et sonde.
La possibilité de modifier la direction d'émission avec un deuxième faisceau (plus faible que le faisceau de pompe) pourrait être utilisée dans la génération de nouveaux dispositifs à polaritons comme des interrupteurs tout optique, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe d'introduction à ce chapitre.

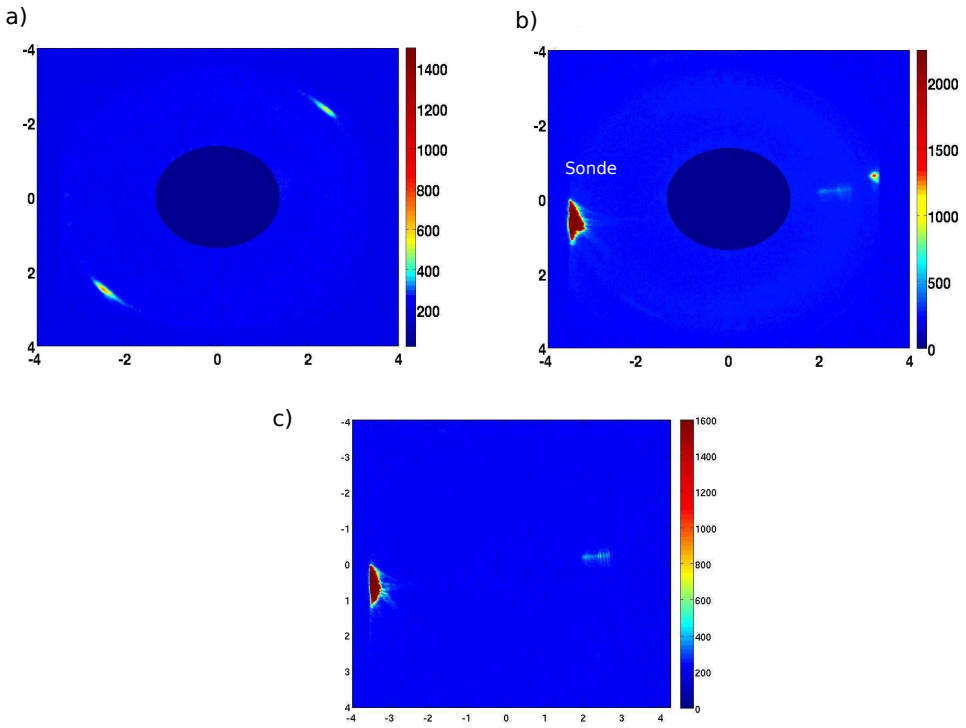


Figure 4.15 : Effet d'un deuxième faisceau sur les motifs. a) Faisceau pompe seul, un motif à deux tâches est visible grâce à l'introduction d'un petit angle sur le faisceau de pompe. b) Le faisceau sonde est ajouté : on voit le motif à deux tâches changer de direction. c) Emission en présence du seul faisceau sonde. On reconnaît qu'aucun point symétrique du faisceau sonde n'apparaît en absence du faisceau pompe (seule une faible réflexion du faisceau sonde est visible, éloignée de l'anneau élastique).

Au delà de l'interrupteur tout optique que nous venons de présenter, des commutations

plus complexes sont envisageables. Dans ce cas l'application du faisceau de sonde ne change pas seulement la direction du motif mais aussi le nombre de taches observables. Par exemple si la situation initiale est un motif à six taches, obtenu avec un faisceau pompe en $k \sim 0$, l'application du faisceau de sonde a pour effet d'anéantir ce motif en le transformant en un motif à deux taches orientées selon la direction imposée par la sonde. Ce processus est présenté sur la figure 4.16.

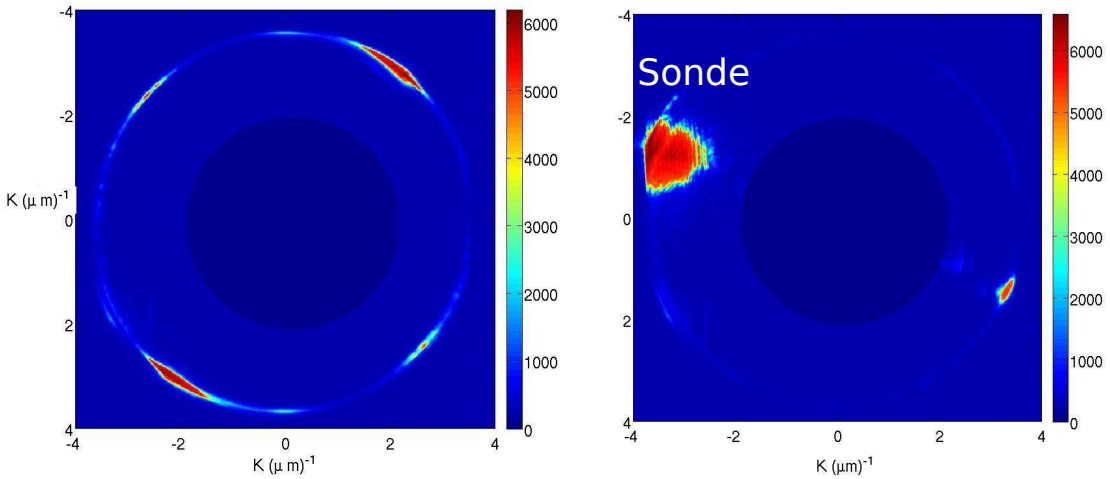


Figure 4.16 : Effet d'un deuxième faisceau sur les motifs. a) Faisceau pompe seul, motif à six taches visible. b) Le faisceau sonde est ajouté : le motif à six taches est converti en un motif à deux taches dont la direction est fixée par la position du faisceau sonde sur l'anneau.

Les résultats que nous avons présentés dans cette partie sont une démonstration de faisabilité d'un interrupteur tout optique mettant en jeu le mécanisme d'oscillation paramétrique optique ; pour que ce mécanisme soit effectivement intéressant pour une application dans le domaine des télécommunications, il sera nécessaire de vérifier la rapidité de la commutation en réalisant des expériences résolues en temps. Les prévisions théoriques réalisées au moment de la rédaction de cette thèse, estiment que le temps caractéristique de commutation est de l'ordre de 1 ns [28,108], comparable aussi au temps de formation du motif même (nous proposons un mécanisme de formation des motifs au paragraphe 4.5). Le temps caractéristique du mécanisme d'interrupteur semblerait être limité par le temps de formation du motif même plutot que par les temps de vie des polaritons (beaucoup plus rapides et de l'ordre de la dizaine de ps [78]).

4.5 Théorie

4.5.1 Modèle pour la formation de motifs dans les microcavités de semi-conducteurs

Nous allons brièvement aborder le modèle théorique développé par le groupe du Prof. Stefan Schumacher (Université de Padelborn, Allemagne), en collaboration avec le groupe des Prof. Nai Kwong (Hong Kong) et Rolf Binder (Arizona University, USA). Ce modèle permet d'expliquer de façon semi-quantitative nos résultats expérimentaux. Les éléments présentés ci-après sont tirés des références [28, 109].
Le point de départ est un modèle microscopique de la réponse non-linéaire des excitons des puits quantiques insérés en cavité [27, 44, 109], dans laquelle sont inclus les termes jusqu'à la puissance trois du champ incident sur la structure ($\chi^{(3)}$). Ce modèle est ensuite adapté à la description d'une cavité double. L'équation pour le champ excitonique est :

$$i\hbar\frac{dp_{\mathbf{k}}^{i\pm}}{dt} = \left(\epsilon_{\mathbf{k}}^{x,i} - i\gamma_x^i\right) p_{\mathbf{k}}^{i\pm} - \Omega E_{\mathbf{k}}^{i\pm} + \sum_{\mathbf{qk'k''}} \left(2A\Omega p_{\mathbf{q}}^{i\pm *} p_{\mathbf{k'}}^{i\pm} E_{\mathbf{k''}}^{i\pm} + T^{\pm\pm} p_{\mathbf{q}}^{i\pm *} p_{\mathbf{k'}}^{i\pm} p_{\mathbf{k''}}^{i\pm} + T^{\pm\mp} p_{\mathbf{q}} p_{\mathbf{k'}}^{i\pm} p_{\mathbf{k''}}^{i\mp}\right) \delta_{\mathbf{q,k'+k''-k}} \tag{4.5.1}$$

Celle pour le champ électromagnétique :

$$i\hbar\frac{dE_{\mathbf{k}}^{i\pm}}{dt} = h_{\mathbf{k}}^{i} E_{\mathbf{k}}^{i\pm} + d_{\mathbf{k}}^{i,\pm} E_{\mathbf{K}}^{\mp} - \Omega p_{\mathbf{k}}^{i\pm} - \Delta_C E_{\mathbf{k}}^{j\pm} + E_{\mathbf{k},inc}^{eff,\pm} \tag{4.5.2}$$

Les exposants $i = 1, 2$ indiquent les deux cavités et les $\pm$ représentent les deux polarisations circulaires droite et gauche, donc les deux projections du moment angulaire des polaritons. Les éléments principaux du modèle sont :

- Le couplage entre les deux cavités, Δ_C. Ce terme est le responsable de l'apparition des deux modes photoniques du à la transmittivité fini du DBR2 (cf. 4.2.)
- Le couplage exciton-photon, Ω. Comme nous l'avons vu plusieurs fois au cours de ce travail, ce terme décrit l'apparition de branches polaritoniques.
- Le terme de pompage extérieur, $E_{\mathbf{k},inc}^{eff,\pm}$.
- Le dédoublement TE-TM des modes de cavité, $d_{\mathbf{k}}^{i,\pm}$. Ce dédoublement est un effet électromagnétique dû aux conditions aux limites aux interfaces des miroirs de Bragg. Il se manifeste comme une levée de dégénérescence entre les modes polarisés

transverse électrique et transverse magnétique et il est nul en incidence normale (cf. paragraphe 1.1.2.3). Il a été démontré que ce dédoublement agit comme un champ magnétique effectif dans le plan des couches, dont la direction dépend du vecteur d'onde des polaritons dans le plan des couches même [110]. Dans notre cas ce terme a le rôle de coupler les deux états propres de moment angulaire des polaritons (polarisés circulaire gauche et droite) ayant un vecteur d'onde dans le plan des couches fini, et de changer leurs état de polarisation [36]. Du fait que les interactions polariton-polariton dépendent de l'état de polarisation des polaritons, il faudra tenir compte de cet effet qui a un rôle dans la brisure de symétrie sur l'anneau extérieur et donc dans la formation des motifs.

– Les interactions exciton-exciton, décrites dans l'approximation de champ moyen par les éléments $T^{\pm\pm}, T^{\pm\mp}$. Ici ces termes représentent une généralisation des termes d'interaction que nous avons introduits au chapitre 1. La généralisation consiste à considérer le degré de liberté de moment angulaire des polaritons, en distinguant les mécanismes de diffusion qui conservent la projection du moment angulaire total m_J des polaritons dans la diffusion ($T^{\pm\pm}$) et ceux qui l'inversent ($T^{\pm\mp}$).
– La saturation A du couplage exciton-photon dû au principe d'exclusion de Pauli, qui tient compte de la nature fermionique des électrons et des trous formant les excitons.

Le terme ϵ_k^x indique l'énergie de l'exciton de vecteur d'onde k, la largeur du mode excitonique est γ_x.

Ce système d'équations fournit donc une description analytique, dans le cadre des approximations énoncées, des interaction excitons-excitons et excitons-photons pour les puits quantiques en microcavité. Ce modèle est en accord quantitatif remarquable avec les résultats obtenus dans des expériences de mélange à quatre ondes réalisées sur des systèmes de puits quantiques en cavités [111,112]. Les solutions de ce système d'équations sont obtenues à l'aide de méthodes numériques, en utilisant les paramètres obtenus de la caractérisation de l'échantillon en excitation résonnante. Les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux sur la figure 4.17. [7].

Les simulations de figure 4.17 c) montrent donc que le système d'équations introduit admet bien des solutions dans l'espace réciproque avec 6 maxima d'intensité analogue à ce qui est observé expérimentalement (cf. figure 4.17 a)). En tenant compte de la levée

7. Ces simulations ont été réalisé par P. Lewandowski and S. Schumacher

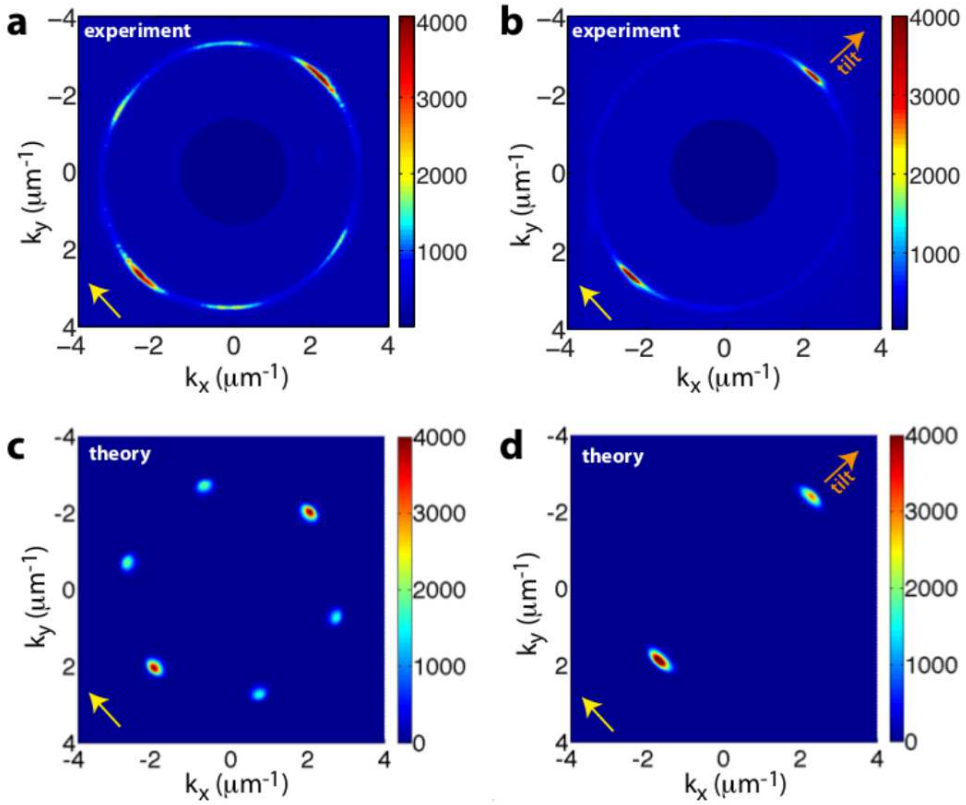


Figure 4.17 : Comparaison entre résultats expérimentaux et simulations ;a) et c) excitation avec $k_{pompe} \sim 0$; b) et d) excitation avec k_{pompe} dans la direction de la flèche orange (tilt). La polarisation linéaire de la pompe est indiquée par la direction de la flèche jaune en bas à gauche sur les figures.

de dégénerscence TE-TM de la composante photonique et du degré de liberté de moment angulaire des polaritons le modèle décrit aussi l'orientation du motif à six points par rapport à la direction de la polarisation linéaire du laser : dans le cas considéré ici le couple de points plus intense est orienté dans la direction normale à la polarisation du laser.
Il est aussi possible de reproduire numériquement (partie d) de la figure 4.17) le comportement observé expérimentalement en introduisant un angle sur le faisceau de pompe (figure 4.17 b)). Il faut souligner qu'à ce stade aucune hypothèse n'est faite dans les simulations sur l'existence de directions d'émission privilégiées et/ou sur la forme des motifs. Donc la formation de motifs dans l'espace réciproque avec six maxima d'intensité (ou de forme hexagonale) est une conséquence directe des non-linéarités du troisième ordre considérées dans le modèle.

Ce modèle, dont nous venons de présenter quelques résultats, ne possède pas de solution analytique simple. Il est donc intéressant de se concentrer sur un système d'équations alternatifs tiré des équations 4.5.1-4.5.2. Ce système simplifié permet de guider l'interprétation des résultats numériques. Pour obtenir une description simplifiée nous allons maintenant supposer que les états potentiellement occupés sont uniquement les états qui correspondent aux sommets d'un hexagone dans l'espace réciproque. Dans les références [28, 109] il est montré que le système d'équations 4.5.1 peut être réduit à un système de sept équations (une pour la population d'excitons en $k \sim 0$ et six pour les populations d'excitons en correspondance avec les six sommets de l'hexagone). [8] La même opération peut être réalisée pour le champ photonique. Sous l'hypothèse de se restreindre au sous-espace des solutions hexagonales on retrouve donc un système formé par 14 équations.
Ce modèle simplifié a donc l'avantage d'introduire un nombre fini d'équations mais surtout de pouvoir identifier directement les termes d'interaction qui favorisent la formation de motifs hexagonaux dans l'espace réciproque. Il est intéressant de regrouper les termes d'interactions qui apparaissent dans chaque équation pour les population des excitons sur l'hexagone, p_j avec $j = 1, 2...6$, selon leur dépendance - linéaire, quadratique ou cubique - par rapport au nombre d'autres sommets de l'hexagone. Nous obtenons donc :

$$i\hbar \frac{dp_j}{dt} = L_j + Q_j + C_j \tag{4.5.3}$$

Nous pouvons schématiser les termes qui contribuent à la population des polaritons du sommet haut de l'hexagone, représenté en rouge figure 4.18. Cette représentation nous permet d'associer les différents termes aux différents processus qui peuplent les états finaux de la diffusion paramétrique.

Sur la figure 4.18 a) nous avons représentés les processus linéaires, L_j. Dans ce processus, seulement un autre sommet de l'hexagone est impliqué. Les processus quadratiques Q_j sont représentés figure 4.18 b), deux autres sommets contribuent dans ces processus. Finalement les processus cubiques sont représentés figure 4.18 c) avec trois autres sommets impliqués. Cette interprétation graphique du modèle 4.5.3 nous suggère la description suivante de la formation des motifs : initialement la diffusion spontanée des polaritons crées par la pompe en $k \sim 0$ peuple de façon homogène l'anneau des états finaux. Une fois qu'une

8. Les approximations qui amènent au modèle simplifié ont comme point de départ une version des équations 4.5.1-4.5.2 qui ne prend pas en compte la levée de dégénérescence TE-TM. Donc cet effet est négligé dans le modèle simplifié.

population est crée sur l'anneau, les processus d'ordre supérieur (Q_j et C_j) peuvent coupler des points spécifiques sur l'anneau. En particulier les processus de type quadratique Q_j sont les responsables de la formation et stabilisation des motifs hexagonaux. Finalement les processus sur la figure 4.5.3 c) représentent des effets de compétition entre couples de points différents.

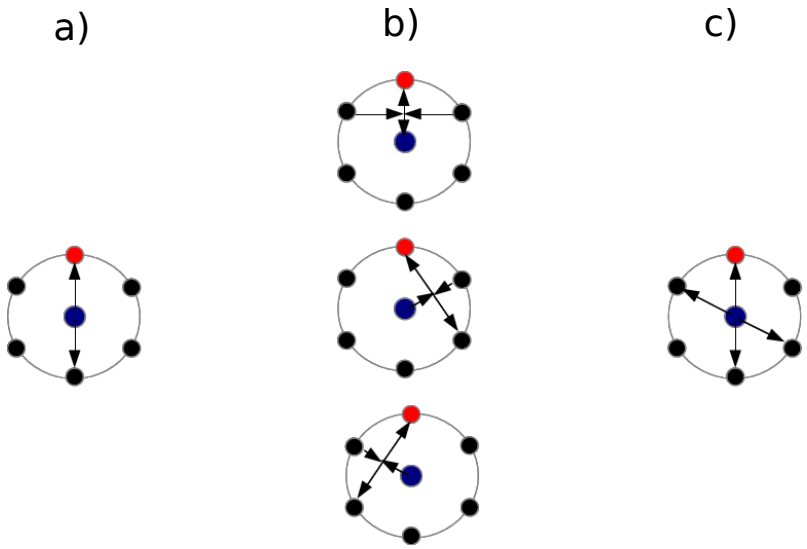


Figure 4.18 : Processus correspondants aux termes qui apparaissent dans le modèle simplifié et contribuant à la population du sommet haut de l'hexagone. a) processus de type L_j dit linéaire parce-que seulement un autre sommet de l'hexagone apparaît, b) Q_j, processus de type quadratique (deux autres sommets sont impliqués) et c) C_j processus cubiques (trois autres sommets impliqués). Cette représentation offre une interprétation du processus de formation des motifs. Initialement les processus linéaires peuplent de façon uniforme les état finaux sur l'anneau extérieur. Quand une population de polaritons est crée sur cet anneau des processus de type quadratique ou cubique rentrent en jeu, couplant des points spécifique de l'anneau. Les processus représentés en b) sont donc responsables de l'apparition des motifs à six points.

4.6 Conclusions et perspectives

Les expériences réalisées sur l'échantillon de cavité double présentées au cours de ce chapitre nous ont permis de mettre en évidence un régime de formation de motifs dans les μ-OPO à polaritons. En particulier, grâce au nombre élevé de puits dans les deux cavités nous avons pu observer une émission paramétrique bien plus intense que ce qui avait pu être observé jusqu'à présent (cf. paragraphe 4.4) sur les échantillons de double microcavité.

Ceci permet probablement d'activer plus facilement des processus de diffusion polariton-polariton comme celui représenté figure 4.18 b) et donc d'observer des dynamiques qui étaient précédemment masquées par d'autres effets, comme le désordre dans les miroirs de Bragg [18, 19]. Comme nous l'avons vu au chapitre 2 ce désordre peut fixer les directions d'émission selon les axes de haute symétrie cristalline.

Le résultat est donc une oscillation paramétrique optique qui montre la formation de motifs, accessibles dans l'espace réciproque. D'un point de vue fondamental ces observations nous permettent d'établir une nouvelle liaison entre notre système à polaritons et d'autres systèmes non-linéaires en optique pour lesquels la formation de motifs est déjà bien connue [106, 113], et notamment les OPO macroscopique [16, 102].

D'autres mécanismes de formations de motifs dans les microcavités ont été récemment observés. Ces mécanismes reposent sur l'interaction entre polaritons qui diffusent au sein d'un puits de potentiel crée optiquement [114] ou encore sur la création des plusieurs populations cohérentes de polaritons à l'aide de plusieurs taches d'excitation [115]. Dans les deux cas les polaritons sont créés sous excitation non-résonnante et donc avec des mécanismes intrinsèquement différents du processus exploité ici. D'ailleurs, le processus que nous avons discuté au cours de ce chapitre demeure à notre connaissance la seule évidence de l'existence de motifs transverses dans les système à polaritons sous excitation résonnante. Nous pouvons donc conclure que les microcavités en couplage fort constituent un système de choix pour l'étude de la formation de motifs.

Dans la deuxième partie de ce chapitre nous avons démontré que les motifs sont contrôlables dans l'espace réciproque à travers une série de méthodes optiques : en jouant sur l'angle d'incidence du faisceau de pompe ou sur la direction de la polarisation linéaire du faisceau de pompe. Cette dernière évidence est une conséquence de l'influence du degré de liberté de moment angulaire et du dédoublement TE-TM sur les interactions polariton-polariton et sur la brisure de symétrie connectée à ces interactions.

Enfin, nous avons démontré qu'un interrupteur tout optique peut être réalisé au moyen d'un deuxième faisceau (sonde).

Plusieurs études restent à réaliser pour compléter et améliorer la compréhension des phénomènes observés jusqu'ici. Tout d'abord des expériences résolues en temps pour caractériser la dynamique du mécanisme d'interrupteur optique présenté au paragraphe 4.4.1.2 et vérifier le caractère ultra-rapide de ce mécanisme en vue d'applications éventuelles pour les télécommunications. Il sera aussi intéressant d'explorer plus en général l'ensemble des motifs observés (ou diagramme de phase) pour comprendre les motifs qui n'ont pas été étudiés

au cours de cette thèse comme les motifs à huit taches où ceux à quatre. De plus, une étude systématique des propriétés de polarisation de ces motifs à la fois en excitation et en détection est envisageable. Finalement, les propriétés de corrélation entre les différentes taches des motifs restent à explorer à la fois du point de vu théorique et expérimental.

Conclusion générale

Au cours de ce travail de thèse nous avons utilisé des microcavités de semiconducteurs structurées pour étudier la diffusion paramétrique dans des systèmes à polaritons. Grâce à la structuration des microcavités, sous forme de microcavité gravée en fils photoniques ou de microcavités planaires couplées, nous obtenons des processus de diffusion paramétrique sous incidence normale du faisceau de pompe et produisant des faisceaux signal et complémentaire équilibrés en intensité.

Au chapitre 3 de ce manuscrit nous avons étudié les propriétés de cohérence du second ordre de l'émission paramétrique dans les fils photoniques (dont les propriétés sont détaillées au chapitre 2). A l'aide d'un interféromètre de type Hanbury Brown et Twiss nous sommes à même de mesurer les fluctuations d'intensités sur les deux faisceaux signal et complémentaire, par le moyen de mesures de fonction de corrélation du second ordre à retard zéro $g^{(2)}(0)$. Après avoir démontré que les deux faisceaux ont la même statistique d'émission (propriété attendue du fait que les deux faisceaux ont des rôles parfaitement symétriques dans le processus de diffusion), nous avons mesuré la variation de $g^{(2)}(0)$ avec la puissance d'excitation. Une réduction des fluctuations pour des puissances de pompe au dessus de la puissance de seuil d'oscillation est observée. Ce comportement est comparée qualitativement aux comportements attendus pour les OPO macroscopiques et discutés au chapitre 1.

Ensuite, nous avons mesuré les corrélations croisées signal-complémentaire, en mesurant la fonction de corrélation croisée $g^{(2)}_{S,C}(0)$. Ces expériences nous permettent d'étudier l'existence des corrélations entre les deux faisceaux produits dans le processus paramétrique. Le résultat trouvé, $g^{(2)}_{S,C}(0) \sim g^{(2)}_{S}(0) \sim g^{(2)}_{C}(0)$, ne viole pas les critères de non-classicité décrits au chapitre 1. Nous concluons que la gémellité des deux faisceaux n'est pas démontrée avec ces expériences. Nous essayons donc de trouver des facteurs de limitations

possibles dans nos expériences et nous discutons aussi la possibilité de réaliser des expériences complémentaires.

La formation de motifs transverses dans les microcavités planaires doubles est étudiée au chapitre 4. Après avoir présenté les caractéristiques de l'échantillon utilisé et l'avoir étudié en excitation non-résonnante, nous démontrons l'existence d'un régime OPO caractérisé par la formation de motifs de forme hexagonale dans l'espace réciproque. Même si l'existence de ces motifs avait été prévue théoriquement, les expériences révèlent une physique beaucoup plus riche de ce qui avait été envisagé au départ, notamment en ce qui concerne le rôle du degré de liberté de moment angulaire des polaritons dans le mécanisme de brisure de symétrie qui amène la formation des motifs.

Plusieurs méthodes de contrôle optique des motifs sont démontrées, notamment à l'aide de l'angle d'incidence du faisceau de pompe et de la direction de la polarisation linéaire du faisceau de pompe. A travers des expériences de type pompe-sonde nous avons ensuite démontré que l'orientation des motifs dans l'espace réciproque est contrôlée par l'ajout d'un faisceau sonde. Ce type de mécanisme de contrôle pourrait être exploité dans la réalisation de dispositifs de type interrupteur tout-optique.

Ces observations montrent que les microcavités de semiconducteurs sont un système nouveau sur lequel la physique de la formation des motifs peut être explorée et plusieurs études complémentaires sont envisageables. Entre autres nous citons la caractérisation de la rapidité du mécanisme de type interrupteur démontré, à l'aide d'expériences résolues en temps. Cette étude pourrait donner des indications importantes sur les possibilités d'exploiter ce mécanisme pour réaliser des dispositifs réels.

ANNEXE A

Effets de propagation des polaritons en excitation résonnante

Dans cet annexe nous présentons le résultat d'une excitation résonnante avec un spot d'excitation de diamètre environ 5μm, en excitation pulsée. Les images de l'émission dans l'espace réel montrent que les polaritons créés se propagent des deux côtés du spot de pompe, correspondant aux directions d'émission de signal et complémentaire. La tache du laser étant petite les polaritons se recombinent en dehors de la tache, et les effets de propagation sont particulièrement évidents. La différence en énergie entre les deux taches paramétriques est due à l'introduction d'un angle d'incidence sur le faisceau de pompe à la surface de l'échantillon. Comme discuté au chapitre 2 cette levée de dégénérescence entre les deux faisceaux nous rassure sur la nature réellement paramétrique des deux taches.

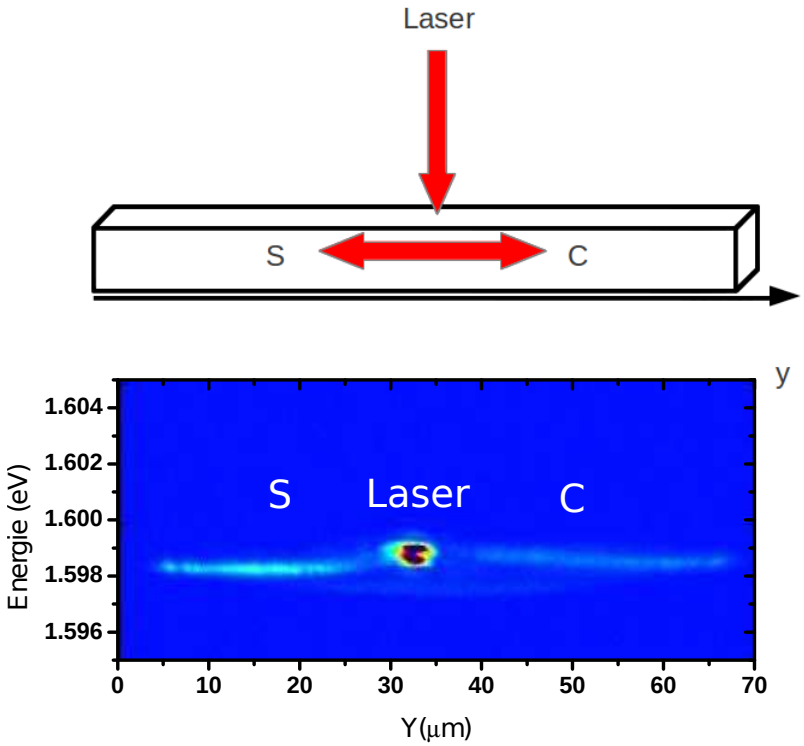


Figure A.1 : En haut : schéma de la propagation des polaritons signal et complémentaire à l'intérieur du fil. En ayant des vecteur d'onde opposés les deux se propagent dans deux directions opposées. En bas réalisation expérimentale. La tache laser est large environ 5 μm. L'image est acquise avec la fente du spectromètre fermée (l'axe y du fil est parallèle à la fente d'entrée.)

ANNEXE B

Mesure de corrélation du second ordre en excitation non-resonnante

Dans cet annexe nous présentons des mesures de fonction de corrélation du second ordre $g^{(2)}(0)$ sur l'émission provenant de la bande $j = 0$ de polariton bas sur un fil de largeur 4μm en $k \sim 0$ pour différentes puissances d'excitation non-résonnante. Les images correspondants à trois différentes puissances du laser de pompe sont montrées en figure B.1.

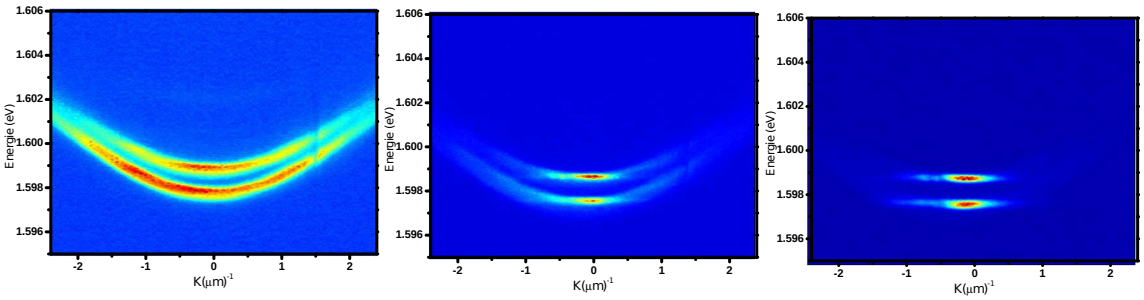


Figure B.1 : Emission des modes $j = 0$ pour un excitation non-résonnante pulsée. De gauche à droite puissances de pompe croissantes. L'apparition de deux taches intenses marque le debut d'une émission de type laser à polaritons. Les mesures de corrélations présentées dans cet annexe ont été réalisées sur la tache d'énergie la plus faible.

Si pour de faibles puissances de pompe les deux mode $j = 0$ dans les deux polarisations sont visibles, quand la puissance est augmentée l'émission se concentre dans la zone autour

de $k \sim 0$ et augmente fortement en intensité. La mesure d'intensité en fonction de la puissance de pompe est montrée en haut de la figure B.2, où une forte augmentation est visible autour de 0.8 - 1 mW de puissance de pompe.

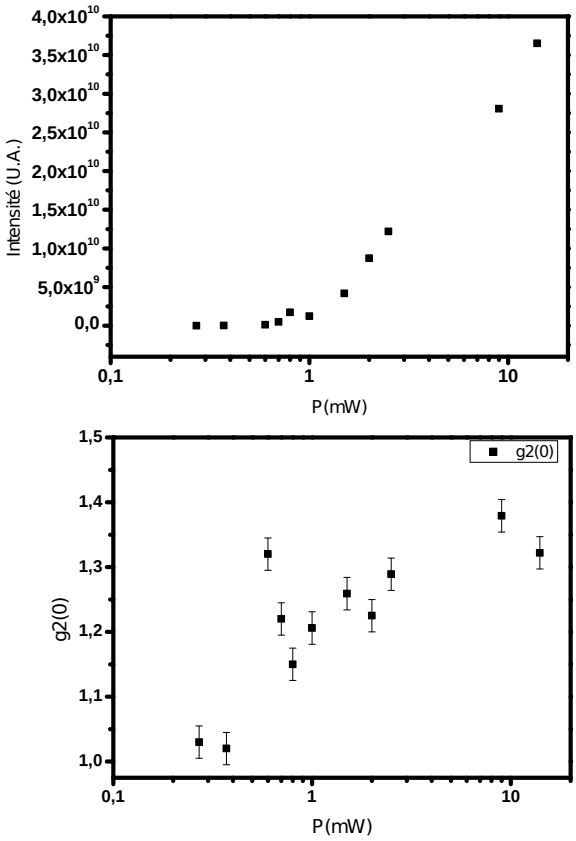


Figure B.2 : En haut : intensité d'émission depuis la tâche de plus faible énergie sur la figure B.1. En bas mesure de $g^{(2)}(0)$ correspondantes.

Ce genre d'émission est interprété comme une occupation macroscopique de l'état fondamental de la branche basse de polariton. Grâce à la nature bosonique des polaritons il peut être considéré comme un effet d'émission stimulée : quand les états en correspondance du fond de la bande deviennent de plus en plus occupés, cette population stimule l'arrivée d'autres polaritons et un mécanisme de type "laser à polaritons" est évoqué pour expliquer cette phénoménologie. Ce genre d'effet est aujourd'hui énormément étudié car il s'agit d'un effet relativement facile à observer, qui montre des analogies importantes avec d'autres systèmes qui permettent une accumulation macroscopique de bosons dans un seul état, comme les condensats de Bose-Einstein d'atomes froides etc. Ici nous allons nous limiter à l'analogie avec un laser. La transition à travers le seuil d'oscillation est accompagné dans

un laser par un changement de statistique de l'émission qui va d'une statistique de type source thermique $g^{(2)}(0) = 2$) à une source cohérente ($g^{(2)}(0) = 1$). plusieurs études ont été publiées récemment qui montrent comment la valeur de $g^{(2)}(0)$ de l'émission du fond de la bande (figure B.1) change avec la puissance d'excitation. Pour essayer de tester notre dispositif HBT nous avons réalisé cette expérience dans le but de comparer simplement nos mesures aux mesures, existant dans la littérature, réalisées avec des dispositifs HBT équivalents au notre [54, 73, 85]. Les résultats sont montrés dans la partie basse de figure B.2. Nous mesurons une valeur de $g^{(2)}(0) \sim 1$ aux faibles puissances et une augmentation de cette valeur jusqu'à environ 1.3 au delà du seuil de stimulation. Ces résultats peuvent être comparés immédiatement aux autres résultats obtenus et présentés figure B.3. Il est évident que nous observons le même type de comportement déjà observé sur cet effet laser.

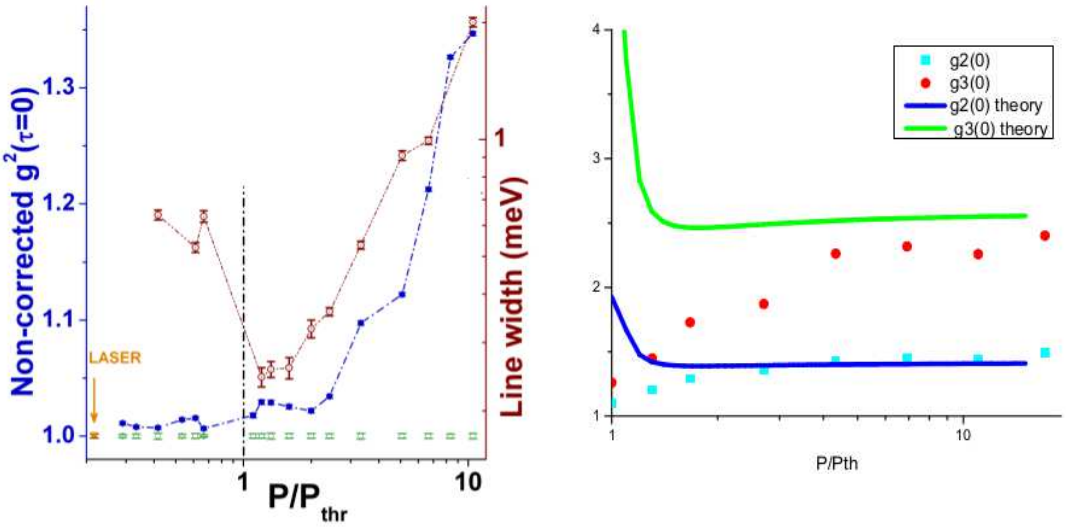


Figure B.3 : A gauche : image extraite de [54]. A droite : image extraite de [73]. Dans les deux cas un passage de la valeur de $g^{(2)}(0)$ d'environ 1 sous le seuil à une valeur plus élevée au delà du seuil est visible.

Il est intéressant de comprendre pourquoi les valeurs des fonctions de corrélation du second ordre mesurées aux faibles puissances ne sont pas les valeurs attendues (~ 2). Ce comportement est explicable en considérant que le temps d'émission de la population des polaritons en bas de bande change beaucoup avec la puissance. En particulier aux faibles puissances le temps de recombinaison de ces polaritons est $\tau_d > \tau_r$ et donc les conditions idéales pour la mesure de $g^{(2)}(0)$ ne sont plus respectées. Au contraire pendant la durée

de l'émission depuis la microcavité la valeur de $g^{(2)}$ change en passant de ~ 2 à ~ 1. Notre système de mesure moyenne la quantité $g^{(2)}(0)$ pendant toute la durée de l'émission et donc la quantité mesurée est forcement plus basse que la valeur de $g^{(2)}(0)$. Cette analyse est en effet confirmé par le fait que des mesures du même type effectuées avec une streak-camera (et donc avec une résolution temporelle suffisante pour résoudre les différentes valeurs de $g^{(2)}(0)$ pendant l'émission de la cavité) ne montrent pas cet artefact [96]. Nous mentionnons aussi le fait que l'absence d'une cohérence complète au-delà du seuil d'oscillation ($g^{(2)}(0)) > 1$) est attribué par les auteurs aux interactions polaritons-polaritons. Ces interactions produisent des fluctuations dans l'intensité et dans la phase de l'émission de la population en $k \sim 0$ qui empêchent de retrouver une source parfaitement cohérente.

Bibliographie

[1] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe, *Quantum Mechanics* (Wiley, 2012). 1, 15

[2] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, *Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser*, Applied Physics Letters **55** (3), 221 (1989). 1, 22

[3] C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, and Y. Arakawa, *Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity*, Phys. Rev. Lett. **69**, 3314 (1992). 1, 21, 22

[4] 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*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2043 (1994). 2, 23

[5] C. Ciuti, P. Schwendimann, and A. Quattropani, *Theory of polariton parametric interactions in semiconductor microcavities*, Semiconductor Science and Technology **18** (10), S279 (2003). 2, 24, 25

[6] A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, and F. Laussy, *Microcavities* (Oxford Science Publications, 2007). 2

[7] I. Carusotto and C. Ciuti, *Quantum fluids of light*, Rev. Mod. Phys. **85**, 299 (2013). 2

[8] J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann, A. Baas, R. André, J. L. Staehli, V. Savona, P. B. Littlewood, B. Deveaud, and L. Dang, *Bose–Einstein condensation of exciton polaritons*, Nature, 443, 409 (2006). 2

[9] E. Wertz, A. Amo, D. D. Solnyshkov, L. Ferrier, T. C. H. Liew, D. Sanvitto, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaitre, A. V. Kavokin, G. Malpuech, and J. Bloch, *Propagation*

and Amplification Dynamics of 1D Polariton Condensates, Phys. Rev. Lett. **109**, 216404 (2012). 2, 101

[10] P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson, M. S. Skolnick, D. M. Whittaker, and J. S. Roberts, *Angle-Resonant Stimulated Polariton Amplifier*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1547 (2000). 2, 48, 49

[11] 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*, Phys. Rev. Lett. **85**, 3680 (2000). 2, 48

[12] R. Loudon, *The Quantum theory of light* (Oxford, 2000). 2, 3, 36, 37, 38, 41, 44, 46, 95, 98

[13] A. Mandel and B. Wolf, *Coherence and Quantum Optics* (Academic Press). 2, 3, 38, 41, 44

[14] J. Mertz, T. Debuisschert, A. Heidmann, C. Fabre, and E. Giacobino, *Improvements in the observed intensity correlation of optical parametric oscillator twin beams*, Opt. Lett. **16** (16), 1234 (1991). 2

[15] M. C. Cross and P. C. Hohenberg, *Pattern formation outside of equilibrium*, Rev. Mod. Phys. **65**, 851 (1993). 3, 116

[16] S. Ducci, N. Treps, A. Maître, and C. Fabre, *Pattern formation in optical parametric oscillators*, Physical Review A **64** (2), 023803 (2001). 3, 116, 117, 118, 141

[17] C. Diederichs and J. Tignon, *Design for a triply resonant vertical-emitting micro-optical parametric oscillator*, Applied Physics Letters **87** (25), 251107 (2005). 3, 49, 64

[18] T. Lecomte, *Microcavités semiconductrices structuirées pour la génération paramétrique optique*, Ph.D. Thesis (2011). 3, 4, 33, 64, 65, 71, 72, 120, 125, 127, 129, 141

[19] M. Abbarchi, C. Diederichs, L. Largeau, V. Ardizzone, O. Mauguin, T. Lecomte, A. Lemaitre, J. Bloch, P. Roussignol, and J. Tignon, *Discretized disorder in planar semiconductor microcavities : Mosaicity effect on resonant Rayleigh scattering and optical parametric oscillation*, Phys. Rev. B **85**, 045316 (2012). 3, 65, 124, 127, 128, 141

[20] M. Abbarchi, V. Ardizzone, T. Lecomte, A. Lemaître, I. Sagnes, P. Senellart, J. Bloch, P. Roussignol, and J. Tignon, *One-dimensional microcavity-based optical parametric oscillator : Generation of balanced twin beams in strong and weak coupling regime*, Phys. Rev. B **83**, 201310 (2011). 3, 68

[21] T. Lecomte, V. Ardizzone, M. Abbarchi, C. Diederichs, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, P. Senellart, J. Bloch, C. Delalande, J. Tignon, and P. Roussignol, *Optical parametric oscillation in one-dimensional microcavities*, Phys. Rev. B **87**, 155302 (2013). 3, 49, 53, 65, 66, 67, 69, 101

[22] P. Schwendimann, C. Ciuti, and A. Quattropani, *Statistics of polaritons in the nonlinear regime*, Phys. Rev. B **68**, 165324 (2003). 3

[23] S. Portolan, O. D. Stefano, S. Savasta, and V. Savona, *Emergence of entanglement out of a noisy environment : The case of microcavity polaritons*, EPL (Europhysics Letters) **88** (2), 20003 (2009). 3

[24] V. Savona, P. Schwendimann, and A. Quattropani, *Onset of coherent photoluminescence in semiconductor microcavities*, Phys. Rev. B **71**, 125315 (2005). 3

[25] S. Savasta, O. D. Stefano, V. Savona, and W. Langbein, *Quantum Complementarity of Microcavity Polaritons*, Phys. Rev. Lett. **94**, 246401 (2005). 3

[26] A. Dawes, D. J. Gauthier, S. Schumacher, N. H. Kwong, R. Binder, and A. L. Smir, *Transverse optical patterns for ultra-low-light-level all-optical switching*, Laser & Photonics Reviews **4** (2), 221–243 (2010). 4, 117, 119

[27] S. Schumacher, N. H. Kwong, and R. Binder, *Influence of exciton-exciton correlations on the polarization characteristics of polariton amplification in semiconductor microcavities*, Phys. Rev. B **76**, 245324 (2007). 4, 136

[28] M. Luk, Y. Tse, N. Kwong, P. Leung, P. Lewandowski, R. Binder, and S. Schumacher, *Transverse optical instability patterns in semiconductor microcavities : polariton scattering and low-intensity all-optical switching*, http ://arxiv.org/abs/1303.2148 (2013). 4, 117, 119, 135, 136, 139

[29] V. Ardizzone, M. Abbarchi, A. Lemaitre, I. Sagnes, P. Senellart, J. Bloch, C. Delalande, J. Tignon, and P. Roussignol, *Bunching visibility of optical parametric emission in a semiconductor microcavity*, Phys. Rev. B **86**, 041301 (2012). 5

[30] V. Ardizzone, P. Lewandowski, Y. C. Tse, N. H. Kwong, M. H. Luk, A. Lucke, M. Abbarchi, E. Baudin, E. Galopin, J. Bloch, A. Lemaitre, P. T. Leung, P. Rous-

signol, R. Binder, J. Tignon, and S. Schumacher, *Formation and control of Turing patterns in a coherent polaritons fluid*, En preparation . 5, 119

[31] P. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors* (Springer, 2010). 9, 11, 12, 13, 74, 124

[32] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics* (Wiley, 2004). 9

[33] F. Klingshirn, *Semiconductor Optics* (Springer, 2012). 9, 20

[34] M. D. Sturge, *Optical Absorption of Gallium Arsenide between 0.6 and 2.75 eV*, Phys. Rev. **127**, 768 (1962). 12

[35] G. Bastard, *Wave mechanics applied to heterostructures* (Les Editions de physique, 2012). 15

[36] I. Shelyk, A. Kavokin, Y. Rubo, T. Liew, and G. Malpuech, *Polariton polarization-sensitive phenomena*, Semicond. Sci.Tech.,25, 013001 (2010). 15, 137

[37] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, 2002). 16, 18, 122

[38] 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*, Phys. Rev. B **59**, 5082 (1999). 18

[39] V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, P. Schwendimann, and F. Tassone, *Optical properties of microcavity polaritons*, Phase Transitions **68** (1), 169 (1999). 20

[40] J. J. Hopfield, *Theory of the Contribution of Excitons to the Complex Dielectric Constant of Crystals*, Phys. Rev. **112**, 1555 (1958). 21

[41] P. L. Gourley and T. J. Drummond, *Visible, room-temperature, surface-emitting laser using an epitaxial Fabry–Perot resonator with AlGaAs/AlAs quarter-wave high reflectors and AlGaAs/GaAs multiple quantum wells*, Applied Physics Letters **50** (18), 1225 (1987). 22

[42] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg, *Atom-photon interaction : basic processes and applications* (Wiley, 1998). 22

[43] S. Pigeon, *Fluides quantiques et dispositifs à polaritons*, Ph.D. Thesis, Université Paris-Diderot (2011). 24

[44] N. H. Kwong, R. Takayama, I. Rumyantsev, M. Kuwata-Gonokami, and R. Binder, *Third-order exciton-correlation and nonlinear cavity-polariton effects in semiconductor microcavities*, Phys. Rev. B **64**, 045316 (2001). 23, 136

[45] N. H. Kwong and R. Binder, *Green's function approach to the dynamics-controlled truncation formalism : Derivation of the $\chi^{(3)}$ equations of motion*, Phys. Rev. B **61**, 8341 (2000). 23

[46] G. Rochat, C. Ciuti, V. Savona, C. Piermarocchi, A. Quattropani, and P. Schwendimann, *Excitonic Bloch equations for a two-dimensional system of interacting excitons*, Phys. Rev. B **61** (20), 13856 (2000). 24

[47] M. Joffre, *Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde* (2011). 26, 28, 30, 79

[48] W. Boyd, *Non-linear Optics* (Academic Press). 28, 30

[49] 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*, Opt. Lett. **23** (24), 1889 (1998). 35

[50] M. Scheidt, B. Beier, R. Knappe, K.-J. Boller, and R. Wallenstein, *Diode-laser-pumped continuous-wave KTP optical parametric oscillator*, J. Opt. Soc. Am. B **12** (11), 2087 (1995). 35

[51] R. Hanbury-Brown and R. Twiss, *Correlations between photons in two coherent beams of light*, Nature **177**, 27 (1956). 35

[52] M. Fox, *Quantum optics : an introduction* (Oxford). 35, 36, 37, 40

[53] F. P. Laussy, I. A. Shelykh, G. Malpuech, and A. Kavokin, *Effects of Bose-Einstein condensation of exciton polaritons in microcavities on the polarization of emitted light*, Phys. Rev. B **73**, 035315 (2006). 37

[54] J. Kasprzak, *Condensation of exciton polaritons*, Ph.D. Thesis (2006). 37, 61, 74, 87, 96, 98, 149

[55] C. Fabre, *Quantum optics : from one mode to many modes* (Ecole Predoctorale des Houches). 38, 39, 40, 41, 45

[56] M. D. Reid and D. F. Walls, *Violations of classical inequalities in quantum optics*, Phys. Rev. A **34**, 1260 (1986). 41, 44

[57] A. Miranowicz, M. Bartkowiak, X. Wang, Y.-x. Liu, and F. Nori, *Testing nonclassicality in multimode fields : A unified derivation of classical inequalities*, Phys. Rev. A **82**, 013824 (2010). 41, 44

[58] F. Boitier, *Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semiconducteurs*, Ph.D. Thesis (2012). 41, 62, 95, 101, 109

[59] R. Graham, *General Correlation Identity for Parametric Processes*, Phys. Rev. Lett. **52**, 117 (1984). 41

[60] D. C. Burnham and D. L. Weinberg, *Observation of Simultaneity in Parametric Production of Optical Photon Pairs*, Phys. Rev. Lett. **25**, 84 (1970). 44

[61] H. Luoisell, *Quantum statistical properties of radiation* (Wiley). 45

[62] K. J. McNeil and C. W. Gardiner, *Quantum statistics of parametric oscillation*, Phys. Rev. A **28**, 1560 (1983). 45, 46

[63] K. G. Petrossian, *Quantum thesory of the non-degenerate X3 interaction*, Optics Communiacations **134**, 99 (2007). 45, 46, 47

[64] G. Y. Kryuchkyan, K. V. Kheruntsyan, V. O. Papanyan, and K. G. Petrossian, *Exact quantum treatment of the parametric chi (3) -interaction*, Quantum and Semiclassical Optics : Journal of the European Optical Society Part B **7** (6), 965 (1995). 47

[65] 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*, Phys. Rev. B **62** (24), R16247 (2000). 48, 49

[66] A. Amo, D. Sanvitto, F. Laussy, D. Ballarini, E. Del Valle, M. Martin, A. Lemaître, J. Bloch, D. Krizhanovskii, M. Skolnick et al., *Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity*, Nature **457** (7227), 291 (2009). 48, 101

[67] A. Amo, J. Lefrère, S. Pigeon, C. Adrados, C. Ciuti, I. Carusotto, R. Houdré, E. Giacobino, and A. Bramati, *Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities*, Nature Physics **5** (11), 805 (2009). 48, 101

[68] D. Sanvitto, D. N. Krizhanovskii, D. M. Whittaker, S. Ceccarelli, M. S. Skolnick, and J. S. Roberts, *Spatial structure and stability of the macroscopically occupied polariton state in the microcavity optical parametric oscillator*, Phys. Rev. B **73**, 241308 (2006). 48, 101

[69] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lemaître, J. Bloch, P. Roussignol, and C. Delalande, *Parametric oscillation in vertical triple microcavities*, Nature **440** (7086), 904 (2006). 49

[70] *Sony ICX285AL Datasheet*. 57

[71] H. Deng, *Dynamic condensation of semiconductor cavity polaritons*, Ph.D. Thesis (2006). 61, 87, 98

[72] H. Deng, H. Haug, and Y. Yamamoto, *Exciton-polariton Bose-Einstein condensation*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1489 (2010). 61, 87

[73] T. Horikiri, P. Schwendimann, A. Quattropani, S. Höfling, A. Forchel, and Y. Yamamoto, *Higher order coherence of exciton-polariton condensates*, Physical Review B **81** (3), 033307 (2010). 61, 87, 149

[74] D. B. Scarl, *Measurements of photon correlations in partially coherent light*, Phys. Rev. **175**, 1661 (1968). 62

[75] C. Diederichs, *Oscillation paramétrique optique et génération de photons jumeaux dans des microcavités de semiconducteurs*, Ph.D. Thesis (2007). 64, 71, 72, 78, 120, 127

[76] C. Ciuti, *Branch-entangled polariton pairs in planar microcavities and photonic wires*, Physical Review B **69** (24), 245304 (2004). 65

[77] 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*, Phys. Rev. B **65**, 245316 (2002). 65, 76

[78] E. Wertz, *Formation spontanée de condensats de polaritons dans des microcaviyés à base de GaAs*, Ph.D. Thesis (2010). 65, 122, 125, 135

[79] A. Kuther, M. Bayer, T. Gutbrod, A. Forchel, P. A. Knipp, T. L. Reinecke, and R. Werner, *Confined optical modes in photonic wires*, Phys. Rev. B **58**, 15744 (1998). 66

[80] A. I. Tartakovskii, V. D. Kulakovskii, A. Forchel, and J. P. Reithmaier, *Exciton-photon coupling in photonic wires*, Phys. Rev. B **57**, R6807 (1998). 66

[81] G. Dasbach, *Spectroscopy of polaritonic excitations in Semiconductors*, Ph.D. Thesis, Université de Dortmund (2003). 75, 76, 78

[82] R. Balili, B. Nelsen, D. W. Snoke, R. H. Reid, L. Pfeiffer, and K. West, *Huge splitting of polariton states in microcavities under stress*, Phys. Rev. B **81**, 125311 (2010). 75, 76, 78

[83] R. B. Balili, D. W. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Actively tuned and spatially trapped polaritons*, Applied Physics Letters **88** (3), 031110 (2006). 78

[84] R. Balili, V. Hartwell, D. Snoke, L. Pfeiffer, and K. West, *Bose-Einstein Condensation of Microcavity Polaritons in a Trap*, Science **316** (5827), 1007 (2007). 78

[85] J. Kasprzak, M. Richard, A. Baas, B. Deveaud, R. André, J.-P. Poizat, and L. S. Dang, *Second-Order Time Correlations within a Polariton Bose-Einstein Condensate in a CdTe Microcavity*, Phys. Rev. Lett. **100** (6), 067402 (2008). 87, 149

[86] W. Langbein, *Spontaneous parametric scattering of microcavity polaritons in momentum space*, Phys. Rev. B **70**, 205301 (2004). 88, 90

[87] *The bh TCSPC handbook*. 91

[88] G. Li, T. C. Zhang, Y. Li, and J. M. Wang, *Photon statistics of light fields based on single-photon-counting modules*, Phys. Rev. A **71**, 023807 (2005). 96

[89] E. Wertz, L. Ferrier, D. D. Solnyshkov, R. Johne, D. Sanvitto, A. Lemaitre, I. Sagnes, R. Grousson, A. V. Kavokin, P. Senellart, G. Malpuech, and J. Bloch, *Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates*, Nature physics (2010). 101

[90] D. M. Whittaker, *Numerical modelling of the microcavity OPO*, physica status solidi (c) **2** (2), 733 (2005). 101

[91] D. Sarchi and I. Carusotto, *Near field intensity correlations in parametric photoluminescence from a planar microcavity*, Phys. Rev. B **81**, 075320 (2010). 105

[92] S. Azzini, D. Grassani, M. Galli, L. C. Andreani, M. Sorel, M. J. Strain, L. G. Helt, J. E. Sipe, M. Liscidini, and D. Bajoni, *From classical four-wave mixing to parametric fluorescence in silicon microring resonators*, Opt. Lett. **37** (18), 3807 (2012). 112

[93] S. Azzini, D. Grassani, M. J. Strain, M. Sorel, L. G. Helt, J. E. Sipe, M. Liscidini, M. Galli, and D. Bajoni, *Ultra-low power generation of twin photons in a compact silicon ring resonator*, Opt. Express **20** (21), 23100 (2012). 112

[94] K. Edamatsu, G. Oohata, R. Shimizu, and T. Itoh, *Generation of ultraviolet entangled photons in a semiconductor*, Nature (2004). 112

[95] G. Oohata, R. Shimizu, and K. Edamatsu, *Photon Polarization Entanglement Induced by Biexciton : Experimental Evidence for Violation of Bell's Inequality*, Phys. Rev. Lett. **98**, 140503 (2007). 112

[96] J.-S. Tempel, F. Veit, M. Aßmann, L. E. Kreilkamp, A. Rahimi-Iman, A. Löffler, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, A. Forchel, and M. Bayer, *Characterization of two-threshold behavior of the emission from a GaAs microcavity*, Phys. Rev. B **85**, 075318 (2012). 113, 150

[97] D. Bajoni, E. Peter, P. Senellart, J. L. Smirr, I. Sagnes, A. Lemaître, and J. Bloch, *Polariton parametric luminescence in a single micropillar*, Applied Physics Letters **90** (5), 051107 (2007). 113

[98] G.-L. Oppo, *Formation and control of Turing patterns and phase fronts in photonics and chemistry*, Journal of Mathematical Chemistry (2009). 116

[99] F. Arecchi, *Optical morphogenesis : pattern formation and competition in nonlinear optics*, Physica D **86**, 297 (1995). 117

[100] F. Arecchi, S. Boccaletti, and P. Ramazza, *Pattern formation and competition in nonlinear optics*, Physics Reports **318**, 1 (1999). 117

[101] A. Maître, *Instabilités crées par melange à quatre ondes dans une vapeur atomique. Chaos et morphogenèse*, Ph.D. Thesis (1994). 117, 118

[102] M. Vaupel, A. Maitre, and C. Fabre, *Observation of Pattern Formation in Optical Parametric Oscillators*, Phys. Rev. Lett. **83**, 5278 (1999). 117, 118, 141

[103] M. Van Dycke, *An Album of fluid motion* (1982). 118

[104] J. Horvath, I. Szalai, and P. De Kepper, *An Experimental Design Method Leading to Chemical Turing Patterns*, Science **324**, 772 (2009). 118

[105] S. Schumacher, N. H. Kwong, R. Binder, and A. Smirl, *Low intensity directional switching of light in semiconductor microcavities*, Phis. Stat. Sol. RRL, 1, 2009 (2009). 117, 119

[106] A. M. C. Dawes, L. Illing, S. M. Clark, and D. J. Gauthier, *All-Optical Switching in Rubidium Vapor*, Science **308** (5722), 672 (2005). 120, 141

[107] L. Ferrier, S. Pigeon, E. Wertz, M. Bamba, P. Senellart, I. Sagnes, A. Lemaître, C. Ciuti, and J. Bloch, *Polariton parametric oscillation in a single micropillar cavity*, Applied Physics Letters **97** (3), 031105 (2010). 122

[108] S. Schmacher, N. Kwong, B. R., and S. L. A., *Low intensity directional switching of light in semiconductor microcavities*, Physica Status Solidi RRL **1**, 10 (2009). 135

[109] Y. C. TSE, *A Low dimensional Population-Competition Model for Analyzing Transverse Optical Patterns*, Master's thesis (2012). 136, 139

[110] C. Leyder, *Optique quantique et dynamique de spin dans les microcavites semiconductrices*, Ph.D. Thesis (2006). 137

[111] M. Kuwata-Gonokami, S. Inouye, H. Suzuura, M. Shirane, R. Shimano, T. Someya, and H. Sakaki, *Parametric Scattering of Cavity Polaritons*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1341 (1997). 137

[112] M. Shirane, C. Ramkumar, Y. P. Svirko, H. Suzuura, S. Inouye, R. Shimano, T. Someya, H. Sakaki, and M. Kuwata-Gonokami, *Degenerate four-wave mixing measurements on an exciton-photon coupled system in a semiconductor microcavity*, Phys. Rev. B **58**, 7978 (1998). 137

[113] S. A. Akhmanow, M. Voronotsov, I. V. Yu., L. A.V., and Z. N. I., *Controlling transverse wave interactions in nonlinear optics : generation and interaction of spatiotemporal structures*, J. Opt. Soc. Am. B (1992). 141

[114] R. e. a. Hivet, *à paraitre*. 141

[115] P. Cristofolini, A. Dreismann, G. Christmann, G. Franchetti, N. G. Berloff, P. Tsotsis, Z. Hatzopoulos, P. G. Savvidis, and J. J. Baumberg, *Optical Superfluid Phase Transitions and Trapping of Polariton Condensates*, Phys. Rev. Lett. **110**, 186403 (2013). 141